

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LIV



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
МОСКВА—1976

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),  
доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК  
(заместитель ответственного редактора),  
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),  
канд. физ.-матем. наук П. П. ДОБРОНРАВИН,  
доктор физ.-матем. наук Э. Е. ДУБОВ,  
канд. физ.-матем. наук И. Г. МОИСЕЕВ,  
член-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,  
доктор физ.-матем. наук В. Б. НИКОНОВ,  
доктор физ.-матем. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,  
доктор физ.-матем. наук Н. В. СТЕШЕНКО

## О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АСТРОФОТОМЕТРИИ

В. Б. Никонов

Предложен метод построения фундаментальных электрофотометрических каталогов (метод контрольных звезд), обеспечивающий контроль за постоянством инструментальной фотометрической системы. Он изложен в применении как к монохроматическим, так и к широкополосным фотометрическим системам.

Рассмотрен метод определения относительной спектральной чувствительности электрофотометрической наблюдательной аппаратуры в целом — телескоп-электрофотометр. Метод основан на сопоставлении полученных из наблюдений внеатмосферных значений квазимонохроматических цветов стандартных звезд с известными данными о распределении энергии в их спектрах.

Изложены требования, предъявляемые к электрофотометрической аппаратуре, необходимые для обеспечения оптимальной стабильности инструментальной фотометрической системы.

ON SOME PROBLEMS OF FUNDAMENTAL STELLAR PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY, by V. B. Nikonov. — A method to obtain fundamental photometric catalogues for photoelectric stellar magnitudes and colours (the «method of control stars») is proposed. It gives the possibility to control currently stability of natural photometric systems.

The way to determine relative spectral sensitivity of astronomical photoelectric equipment, including the telescope, is presented. It is based on comparison of outatmospherical quasimonochromatic colours of standard stars with the known energy distribution in their spectra.

Requirements necessary to secure optimal stability of natural photometric systems in stellar photoelectric photometry are considered.

Основная проблема фундаментальной астрофотометрии — определение из наблюдений (без использования каких-либо вспомогательных данных) свободных от систематических ошибок значений внеатмосферных фотометрических характеристик звезд (их блеска и цвета) в монохроматических и гетерохромных (широкополосных) инструментальных фотометрических системах. Решение этой проблемы является основой для решения других проблем фундаментальной астрофотометрии.

Действительно, надежно определенные в инструментальной системе внеатмосферные фотометрические характеристики немногих избранных звезд дают возможность определять экстинкцию для любого момента ночи, а при использовании достаточно ярких звезд и в дневное время.

Первое необходимо при выполнении таких прецизионных астрофотометрических работ, как построение фундаментальных фотометрических и спектрофотометрических каталогов. Второе — при фотометрических и спектрофотометрических исследованиях Солнца с привязкой к звездным фотометрическим системам или к земным лабораторным источникам. Определение точных значений ночной и дневной экстинкции и их хода со временем представляет значительный интерес и для геофизики.

Сопоставление монохроматических внеатмосферных фотометрических характеристик звезд с лабораторным энергетическим стандартом, выполненное с помощью единой наблюдательной аппаратуры, позволяет определить абсолютное распределение энергии в их спектрах. В результате создается система «стандартных звезд» — первичных звездных энергетических стандартов, являющаяся основой для изучения распределения энергии в спектрах любых звезд и других небесных объектов.

Внеатмосферные инструментальные значения блеска стандартных звезд, найденные для достаточного числа узких спектральных областей, дают возможность определить спектральную чувствительность наблюдательной аппаратуры фотометр — телескоп в рабочих условиях. Это очень важно для правильной интерпретации получаемых наблюдений и понимания тех возможностей, которые открывает применение данной инструментальной фотометрической системы, а также и для контроля за ее постоянством. Стабильность инструментальной фотометрической системы имеет очень большое значение в работах по фундаментальной астрофотометрии.

Для получения внеатмосферных фотометрических характеристик звезд необходимо применение метода, обеспечивающего высокую точность учета влияния атмосферной экстинкции. Достижимая здесь точность в значительной мере определяется тем, ведутся ли наблюдения в монохроматической или широкополосной фотометрической системах.

Строго монохроматических систем на практике, естественно, не существует. Наблюдения всегда ведутся в некотором конечном интервале длин волн. Поэтому вводится понятие квазимонохроматической фотометрической системы. Такая система в пределах заданной точности должна обладать всеми свойствами монохроматической и, в частности, исключать эффект зависимости экстинкции от распределения энергии в спектре наблюдаемого объекта, а следовательно, и его цвета.

Фотометрическую систему можно считать квазимонохроматической, если учет экстинкции с коэффициентом прозрачности  $p(\lambda_m)$ , соответствующим средней длине волны  $\lambda_m$  полосы реакции инструментальной фотометрической системы, и с коэффициентом  $p(\lambda_w)$ , соответствующим действующей длине волны  $\lambda_w$ , с которой со всей строгостью должен вестись учет экстинкции для гетерохромной системы, дает значения внеатмосферных фотометрических характеристик, не различающиеся в пределах принятой точности ( $< 0^m; 01$ ).

Напомним, что средняя длина волны для кривой реакции, определяемой относительной спектральной чувствительностью  $\sigma(\lambda)$  ( $\sigma(\lambda)/\sigma(\lambda)_{\max} = 1$ ) и имеющей граничные длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , равняется

$$\lambda_m = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \sigma(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{\Delta \lambda_e} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \sigma(\lambda) d\lambda,$$

где  $\Delta \lambda_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda$  — эквивалентная ширина кривой реакции.

Действующая же длина волны  $\lambda_w$  определяется из выражения

$$p(\lambda_w) = \left[ \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p(\lambda)^X \sigma(\lambda) E(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) E(\lambda) d\lambda} \right]^{\frac{1}{X}},$$

где  $p(\lambda)$  — спектральный коэффициент прозрачности атмосферы,  $X$  — воздушная масса, на которой наблюдается звезда, а  $E(\lambda)$  — создаваемая звездой вне атмосферы спектральная энергетическая освещенность.

Очевидно, что значение эквивалентной ширины полосы реакции, обеспечивающей условия квазимонохроматичности, в очень сильной степени зависит от области спектра. Она зависит также и от максимальных значений воздушных масс, до которых ведутся наблюдения (обычно  $X_{\max} \approx \approx 2,5$ ). Необходимую проверку данной фотометрической системы на квазимонохроматичность легко осуществить с помощью расчета на ЭВМ, используя данные о кривой реакции  $\sigma(\lambda)$ , а также средние данные для  $E(\lambda)$  [1] и  $p(\lambda)$  [2].

Ниже приводится таблица некоторых используемых в статье обозначений как для монохроматических, так и для гетерохромных (среднеполосных и широкополосных) фотометрических систем.

| Характеристика              | Монохроматические величины | Гетерохромные величины | Примечания   |
|-----------------------------|----------------------------|------------------------|--|
| Наблюденные                 |                            |                        | Значения дополнительного индекса $n$ : $e$ — для экстинкционной звезды, $k$ — для контрольной звезды, $*$ — для программной звезды. Знак ' означает предварительное или приближенное значение. |
| блеск                       | $m_n(\lambda, t)$          | $m_n(t, C_{0n})$       |  |
| цвет                        | $C_n(\lambda, t)$          | $C_n(t)$               |  |
| Внеатмосферные              |                            |                        |  |
| блеск                       | $m_{0n}(\lambda)$          | $m_{0n}$               |  |
| цвет                        | $C_{0n}(\lambda)$          | $C_{0n}$               |  |
| Факторы                     |                            |                        |  |
| экстинкции                  | $\alpha(\lambda, t)$       | $\alpha(t, C_{0n})$    |  |
| цветовой экстинкции         | $\alpha_c(\lambda, t)$     | $\alpha_c(t, C_{0n})$  |  |
| Цветовой коэффициент        |                            |                        |  |
| фактора экстинкции          | —                          | $\gamma$               |  |
| фактора цветовой экстинкции | —                          | $\gamma_c$             |  |

В настоящей статье мы несколько изменили применявшуюся ранее терминологию. Здесь термином «экстинкционная звезда» обозначается звезда с известными внеатмосферными фотометрическими характеристиками (блеском и цветом), используемая для определения экстинкции. Ранее такие звезды назывались стандартными. Этим последним термином обозначаем звезды с известным распределением энергии в их спектре.

#### Определение внеатмосферных фотометрических характеристик звезд для монохроматических систем

Данный раздел посвящен вопросам фундаментальной астрофотометрии монохроматических, а следовательно, и квазимонохроматических фотометрических систем, к которым, в первую очередь, относится спектрофотометрия (при разрешении до нескольких десятков Å), а также и фотометрия в достаточно узких спектральных областях.

**Основные соотношения.** Для монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda$ , если оно не приходится на теллурическую линию или полосу, строго справедливо следующее соотношение между наблюдаемой  $m(\lambda, t)$  и внеатмосферной  $m_0(\lambda)$  звездными величинами:

$$m_0(\lambda) = m(\lambda, t) - \alpha(\lambda, t) X, \quad (1)$$

где  $\alpha(\lambda, t)$  — зависящее от момента наблюдения  $t$  «мгновенное» значение монохроматического фактора экстинкции, связанного со спектральным коэффициентом прозрачности атмосферы соотношением

$$\alpha(\lambda, t) = -2,5 \lg p(\lambda, t).$$

Для учета возможных изменений чувствительности аппаратуры (за счет изменения ее электрического режима, недостаточной экранировки фотомножителя от внешних полей и т. п.) наблюдаемую звездную величину  $m(\lambda, t)$  всегда следует относить к излучению некоторого, встроенного в фотометр светоизлучателя, который принято, не совсем удачно, называть «фотометрическим стандартом»<sup>1</sup>. В соответствии с этим

$$m(\lambda, t) = -2,5 \lg \frac{n(\lambda, t)}{n_L}, \quad (2)$$

где  $n(\lambda, t)$  — отсчет на звезде в момент наблюдения  $t$ , а  $n_L$  — отсчет на фотометрическом стандарте. Все отсчеты, как всегда, приводятся к одной чувствительности измерительной аппаратуры, а отсчет на стандарте — и к некоторой постоянной температуре  $\tau^0$ , если его излучение зависит от температуры, и он не термостатируется. Привязка к фотометрическому стандарту полностью определяет нуль-пункт данной инструментальной системы звездных величин.

Наблюдаемые цвета в инструментальной системе определяются соотношением

$$C(\lambda_i, t) = m(\lambda_i, t) - m(\lambda_0, t) = -2,5 \lg \frac{n(\lambda_i, t)}{n(\lambda_0, t)}. \quad (3)$$

Обычно они берутся относительно одной длины волны  $\lambda_0$ , в которой ведутся и измерения блеска. Цветовые измерения — относительные и не требуют применения фотометрического стандарта.

Внеатмосферные монохроматические цвета звезд  $C_0(\lambda_i)$  связаны с наблюдаемыми  $C(\lambda_i, t)$  соотношением

$$C_0(\lambda_i) = C(\lambda_i, t) - \alpha_c(\lambda_i, t) X, \quad (4)$$

которое получается как разность уравнений (1), относящихся к длинам волн  $\lambda_i$  и  $\lambda_0$ . Согласно (1) и (3), фактор цветовой экстинкции

$$\alpha_c(\lambda_i, t) = \alpha(\lambda_i, t) - \alpha(\lambda_0, t) \quad (5)$$

есть разность монохроматических факторов экстинкции.

**Определение внеатмосферных фотометрических характеристик звезд.** При определении точных значений внеатмосферных фотометрических характеристик звезд совершенно необходимо учитывать изменения экстинкции со временем — используя ее «мгновенные» значения. Даже в местах с первоклассным астрономическим климатом колебания факторов экстинкции от ночи к ночи и в течение ночи могут достигать нескольких сотых звездной величины и привести, при отсутствии их учета, к значительным погрешностям в получаемых внеатмосферных фотометрических характеристиках звезд [7]. В качестве примера на рис. 1 приведен ход экстинкции для  $\lambda = 5550 \text{ \AA}$  в течение одной из фотометрических ночей в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Мгновенные значения факторов экстинкции могут быть определены с помощью любой звезды, для которой известны точные значения ее внеатмосферного блеска  $m_{0e}(\lambda)$  и цвета  $C_{0e}(\lambda_i)$  в данной инструментальной фотометрической системе. Действительно, пронаблюдав эту звезду в некоторый момент  $t_e$ , находим для этого момента следующие значения факторов

<sup>1</sup> В качестве фотометрических стандартов обычно используются радиолюминесцентные источники излучения (сокращенно называемые РЛИ), современные типы которых, при условии правильной их эксплуатации, достаточно стабильны, показывая лишь медленное и постепенное падение свечения ( $\sim 3\%$  в год) [3]. РЛИ могут быть изготовлены с максимумом излучения, лежащим в пределах от далекого ультрафиолета до инфракрасной области. В последнее время начинают применяться и излучатели, основанные на эффекте Черенкова [4—6].

ЭКСТИНКЦИИ:

$$\alpha(\lambda, t_e) = \frac{m_e(\lambda, t_e) - m_{0e}(\lambda)}{X_e}, \quad (6)$$

$$\alpha_c(\lambda_i, t_e) = \frac{C_e(\lambda_i, t_e) - C_{0e}(\lambda_i)}{X_e}.$$

Наблюдая такую «экстинкционную» звезду через примерно равные интервалы времени ( $\sim 1,5$  часа) получим ряд мгновенных значений экстинкции, которые достаточно уверенно интерполируются графически на

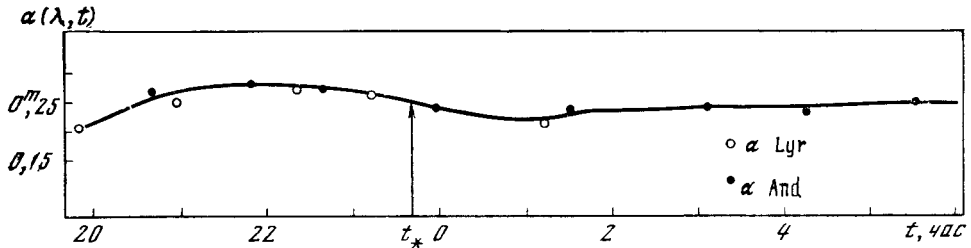


Рис. 1. Изменение фактора квазимонохроматической экстинкции для  $\lambda = 5550 \text{ \AA}$  в течение ночи 11. X 1972 г.

$t_*$  — момент наблюдения программной звезды, для которого снимается соответствующее значение экстинкции

момент наблюдения  $t$  любой из звезд, давая необходимые значения  $\alpha(\lambda, t)$  и  $\alpha_c(\lambda, t)$ . При этом предполагается, что экстинкция не зависит от направления (отсутствует азимутальный эффект). Не учитываются также и возможно существующие, но пока еще не изученные, небольшие, сравнительно быстрые колебания экстинкции (с характерными периодами порядка нескольких минут).

Определив, согласно (1) и (4),  $\alpha(\lambda, t)$  и  $\alpha_c(\lambda_i, t)$ , немедленно находим внеатмосферные значения блеска и цвета любой звезды, наблюдаемой в данную ночь,

$$m_0(\lambda) = m(\lambda, t) - \alpha(\lambda, t) X, \quad (7)$$

$$C_0(\lambda) = C(\lambda_i, t) - \alpha_c(\lambda_i, t) X.$$

Решение основной задачи фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии сводится, следовательно, к определению для экстинкционных звезд точных внеатмосферных характеристик  $m_{0e}(\lambda)$  и  $C_{0e}(\lambda_i)$  в инструментальной фотометрической системе. Обратимся к рассмотрению этой проблемы<sup>1</sup>.

**Методы определения внеатмосферных характеристик экстинкционных звезд.** Известный и широко применяющийся в настоящее время метод Буге — наблюдения экстинкционной звезды на различных воздушных массах — не выдерживает критики, поскольку он предполагает постоянство экстинкции в течение ночи [9, 10]. Столь же несовершенны и все другие методы, основывающиеся на этом предположении (например, [11, 12]). Поэтому для определения внеатмосферных характеристик экстинкционных звезд должны использоваться лишь методы, свободные от требования постоянства экстинкции.

<sup>1</sup> А. П. Сарычевым [8] предложен весьма оригинальный метод определения внеатмосферных фотометрических характеристик звезд без использования экстинкционных звезд. Этот метод, хотя и позволяет немного сократить время на вспомогательные наблюдения, но требует неизмеримо более сложной обработки и исключает какую-либо возможность контроля за ходом работы. Мы считаем целесообразным отдать предпочтение весьма эффективному методу экстинкционных звезд.

Один из таких методов, основанный на одновременном наблюдении пары экстинкционных звезд, находящихся на различных воздушных массах («метод пары звезд»), был предложен Смартом еще в 1934 г. в применении к электрофотометрическим измерениям, выполнявшимся с электрометром по методу зарядки [13]. К сожалению, метод Смарт не был оценен и использован современниками. К современной наблюдательной технике он был адаптирован Никоновым [9]. Позднее метод пары звезд был независимо предложен рядом авторов и нашел достаточно широкое распространение в гетерохромной фотометрии (см., например, [10, 14]).

Другой метод определения внеатмосферных фотометрических характеристик звезд был предложен нами [15, 9]. Идея метода — в уточнении предварительных значений внеатмосферного блеска и цветов экстинкционной звезды в результате обработки правильно спланированных повторных наблюдений программных звезд<sup>1</sup>. Этот метод, использованный в основном в широкополосной фотометрии (см., например, [9], [16—21]), исключительно экономичен в смысле затраты времени на вспомогательные наблюдения, которыми являются лишь наблюдения экстинкционной звезды. Существенный недостаток метода в том, что окончательные значения внеатмосферных фотометрических характеристик экстинкционной звезды определяются лишь тогда, когда наблюдательная работа по созданию каталога значительно продвинута, а во многих случаях и заканчивается. Это затрудняет проведение полноценного текущего контроля за процессом выполнения работы. Изложенные соображения и послужили основанием для разработки нового варианта метода. При этом были поставлены следующие задачи: 1) уточнить предварительные внеатмосферные значения блеска и цвета экстинкционной звезды в самом начале работы — на основании многократных повторных наблюдений очень небольшого числа специально подобранных «контрольных звезд», что дает возможность вести всю дальнейшую обработку, используя истинные значения экстинкции; 2) обеспечить в процессе выполнения работы контроль за постоянством инструментальной фотометрической системы. Этот метод, который назовем «методом контрольных звезд», успешно применяется в последние годы в исследованиях по фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии и, в частности, по звездной электроспектрофотометрии.

**Метод контрольных звезд.** Рассмотрим метод начнем с определения внеатмосферного блеска экстинкционной звезды. Как уже отмечалось, предполагается известным некоторое предварительное значение этого блеска  $m'_{0e}(\lambda)$ , которое проще всего определить методом Буге. Оно связано с истинным внеатмосферным блеском  $m_{0e}(\lambda)$  и подлежащей определению поправкой  $\delta m_{0e}(\lambda)$  очевидным соотношением

$$m'_{0e}(\lambda) = m_{0e}(\lambda) - \delta m_{0e}(\lambda). \quad (8)$$

Пронаблюдав экстинкционную звезду в некоторый момент времени  $t_e$  и получив наблюдаемое значение ее блеска  $m_e(\lambda, t_e)$ , находим предварительное значение мгновенного фактора экстинкции

$$\alpha'(\lambda, t_e) = \frac{m_e(\lambda, t_e) - m'_{0e}(\lambda)}{X_e}, \quad (9)$$

которое, согласно (6) и (8), может быть представлено и так:

$$\alpha'(\lambda, t_e) = \alpha(\lambda, t_e) + \frac{\delta m_{0e}(\lambda)}{X_e}, \quad (10)$$

откуда видно, что погрешность, внесенная в фактор экстинкции при использовании значения  $m'_{0e}(\lambda)$ , равняется

$$\delta \alpha(\lambda, t_e) = - \frac{\delta m_{0e}(\lambda)}{X_e} \quad (11)$$

<sup>1</sup> К сожалению, в известном обзоре Стока [12] он изложен неправильно.



и определяется как величиной поправки  $\delta m_{0e}(\lambda)$ , так и той массой воздуха  $X_e$ , на которой наблюдалась экстинкционная звезда. Ошибка  $\delta\alpha(\lambda, t_e)$  наибольшая, когда экстинкционная звезда находится в меридиане и уменьшается по мере возрастания  $X_e$ .

Наблюденные значения блеска контрольных звезд  $m_k(\lambda, t_k)$  редуцируются к внешней границе атмосферы согласно (7), но с определенными выше предварительными значениями факторов экстинкции (9), проинтерполированными на момент наблюдения  $t_k$ . Эти, получаемые на основании наблюдательных данных приближенные значения внеатмосферного блеска контрольных звезд

$$m_{0k}^{\text{пр}}(\lambda) = m_k(\lambda, t_k) - \alpha'(\lambda, t_k) X_k \quad (12)$$

связаны, в соответствии с уравнением (10), следующим соотношением с искомым истинным значением  $m_{0k}(\lambda)$ :

$$m_{0k}'(\lambda) = m_{0k}(\lambda) - \eta \delta m_{0e}(\lambda), \quad (13)$$

где  $\eta = X_k/X_e$  — отношение масс воздуха, на которых находились контрольная и экстинкционная звезды в момент  $t_k$ .

Уравнение (13) показывает, что обрабатывая наблюдения с предварительным значением внеатмосферного блеска экстинкционной звезды  $m_{0e}'(\lambda)$ , мы вносим в получаемый внеатмосферный блеск контрольной звезды некоторую, совершенно определенную погрешность  $\eta \delta m_{0e}(\lambda)$ , зависящую как от неточности принятого предварительного значения  $m_{0e}'(\lambda)$ , так и от величины  $\eta$ . А это дает возможность, проводя повторные наблюдения контрольных звезд при различных значениях  $\eta$ , найти (решая систему условных уравнений (13)) неизвестную поправку  $\delta m_{0e}(\lambda)$ , а следовательно, согласно (8), и точное значение внеатмосферного блеска экстинкционной звезды  $m_{0e}(\lambda)$ .

Для цветов находим совершенно аналогично

$$C_{0k}^{\text{пр}}(\lambda_i) = C_k(\lambda_i, t_k) - \alpha'_c(\lambda_i, t_k) X_k \quad (14)$$

и

$$C_{0k}'(\lambda_i) = C_{0k}(\lambda_i) - \eta \delta C_{0e}(\lambda_i), \quad (15)$$

где  $\delta C_{0e}(\lambda_i)$  — подлежащая определению поправка к предварительному внеатмосферному цвету экстинкционной звезды.

Рассмотрение уравнений (13) и (15) показывает, что для уверенного определения поправок  $\delta m_{0e}(\lambda)$  и  $\delta C_{0e}(\lambda_i)$  значения  $\eta$  должны быть возможно более различны при повторных наблюдениях. Это и является критерием для правильного выбора контрольных звезд.

Поскольку в основные уравнения метода (13) и (15) экстинкция не входит, то в составленных из них системах условных уравнений можно объединять наблюдения, выполненные в различные ночи. Необходимо только, чтобы за это время инструментальная фотометрическая система не менялась.

Таким образом, поправки  $\delta m_{0e}(\lambda)$  и  $\delta C_{0e}(\lambda_i)$ , а также и внеатмосферные фотометрические характеристики контрольных звезд  $m_{0k}(\lambda)$  и  $C_{0k}(\lambda_i)$  находятся из решения систем условных уравнений (13) и (15), составляемых для каждой контрольной звезды<sup>1</sup>.

Приступая к работе над фотометрическим каталогом, надо в первые же фотометрические ночи начать регулярные наблюдения экстинкционной звезды, как обычно, через равные интервалы времени. Наибольшее внимание в это время следует уделить наблюдению контрольных звезд перекрывая равномерно все возможные значения  $\eta$ . Попутно методом Буге определяются и предварительные внеатмосферные значения блеска и цве-

<sup>1</sup> В свое время В. Б. Никонов и Е. К. Никонова предложили использовать методикку, основанную на решении уравнений (13), для определения блеска звезд сравнения переменных [17], а А. С. Шаров и В. П. Архипова — для случая, когда имеется большое число повторных наблюдений программных звезд [22].

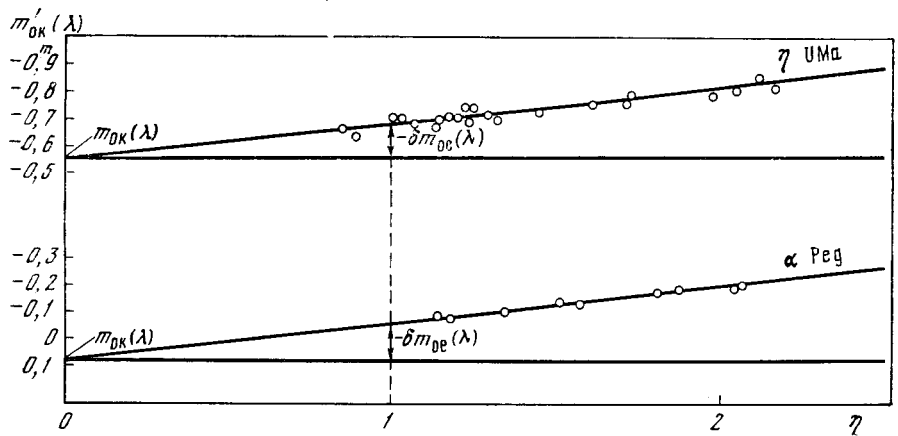


Рис. 2. Определение поправки  $\delta m_{oe}(\lambda)$  к предварительному значению блеска экстинкционной звезды по наблюдениям двух контрольных звезд

та экстинкционной звезды, для чего, в случае необходимости, выполняются ее дополнительные наблюдения. Обработка всего этого наблюдательного материала производится немедленно.

Предварительные внеатмосферные фотометрические характеристики контрольных звезд  $m'_{ok}(\lambda)$  и  $C'_{ok}(\lambda_i)$  получаются согласно (12) и (14) и наносятся на графики  $[m'_{ok}(\lambda); \eta]$  (рис. 2) и  $[C'_{ok}(\lambda_i); \eta]$ . На этих графиках уравнения (13) и (15) интерпретируются прямыми, наклоны которых дают искомые поправки  $\delta m_{oe}(\lambda)$  и  $\delta C_{oe}(\lambda_i)$ , а пересечения их с осями ординат — внеатмосферные значения блеска и цвета контрольной звезды. Если ночь фотометрическая, то точки ложатся на прямые с обычной электрофотометрической точностью, а прямые для всех контрольных звезд параллельны. Рассматриваемые графики очень полезны для выявления ошибок и некачественных наблюдений.

Когда получено достаточно хороших наблюдений, системы условных уравнений (13) и (15) решаются методом наименьших квадратов. Для окончательных значений поправок  $\delta m_{oe}(\lambda)$  и  $\delta C_{oe}(\lambda_i)$  берутся средние взвешенные, полученные по всем контрольным звездам. Желательно, чтобы их точность была  $\sim 0^m 005$ .

Располагая теперь внеатмосферными значениями блеска и цвета экстинкционной звезды

$$m_{oe}(\lambda) = m'_{oe}(\lambda) + \delta m_{oe}(\lambda) \quad \text{и} \quad C_{oe}(\lambda_i) = C'_{oe}(\lambda_i) + \delta C_{oe}(\lambda_i),$$

всю обработку наблюдений программных звезд следует вести по формулам (7) с истинными факторами экстинкции, определяемыми согласно (6).

Включение в программу текущих наблюдений наряду с наблюдениями экстинкционной и программных звезд небольшого числа перенаблюдений контрольных звезд (как всегда на различных  $\eta$ ) позволяет обнаруживать нефотометрические ночи и изменения в инструментальной фотометрической системе. Для этого обработка наблюдений контрольных звезд выполняется по возможности на следующий же день. Полученные значения  $m_{ok}(\lambda)$  и  $C_{ok}(\lambda_i)$  наносятся на «контрольные графики»  $[m_{ok}(\lambda); \eta]$  (рис. 3) и графики  $[C_{ok}(\lambda_i); \eta]$ , общие для всех контрольных звезд, по различным для блеска и каждого цвета.

Все идет нормально, если получающиеся значения  $m_{ok}(\lambda)$  и  $C_{ok}(\lambda_i)$  не зависят от  $\eta$  и ложатся с необходимой точностью на прямые, параллельные оси  $\eta$ . Если же полученные в результате обработки внеатмосферные значения блеска и цвета контрольных звезд отклоняются от этих прямых, то по характеру этих отклонений и из сопоставления их на различных контрольных графиках можно судить о вызывающих их причинах. Для

этого и необходимо располагать при выполнении текущей программы наблюдениями контрольных звезд. Остановимся на этом несколько подробнее.

Обнаружение изменений инструментальной фотометрической системы и переменности внеатмосферных фотометрических характеристик экстинкционных и контрольных звезд. Совершенно очевидно, что нерегулярные отклонения, появляющиеся на всех контрольных графиках, указывают на

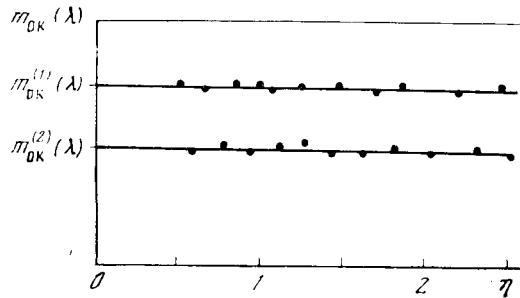


Рис. 3. Контрольный график  $[m_{0k}(\lambda); \eta]$  для блеска

нефотометрический характер данной ночи. Отдельные отклонения обычно возникают из-за ошибок в наблюдениях или обработке. Причина систематических отклонений — в изменении инструментальной фотометрической системы, ее спектральной чувствительности и нуля-пункта.

Спектральная чувствительность аппаратуры определяется спектральным отражением от зеркал, концентрацией света дифракционной решеткой в спектрофотометрах, спектральной прозрачностью линзовой оптики и спектральной чувствительностью ФЭУ. Спектральное отражение зеркал меняется весьма медленно по мере старения отражающих покрытий. Спектральная же чувствительность ФЭУ зависит от таких причин, как температура и высокое напряжение, и может быстро меняться при отсутствии температурной стабилизации и изменениях режима работы ФЭУ. Таким образом, основным источником изменений спектральной чувствительности аппаратуры скорее всего является ФЭУ.

Посмотрим, как отразится на цветовых контрольных графиках  $[C_{0k}(\lambda_i); \eta]$  изменение спектральной чувствительности. Предположим, что для длин волн  $\lambda_i$  и  $\lambda_0$  она изменилась в  $k_i$  и  $k_0$  раз соответственно. В результате наблюдаемый цвет будет не  $C(\lambda_i, t)$ , согласно (3), а

$$C'(\lambda_i, t) = -2,5 \lg \frac{k_i n(\lambda_i, t)}{k_0 n(\lambda_0, t)} = C(\lambda_i, t) + \Delta\sigma_i,$$

где

$$\Delta\sigma_i = -2,5 \lg \frac{k_i}{k_0}$$

есть относительное изменение спектральной чувствительности для интервала длин волн  $(\lambda_i - \lambda_0)$ , выраженное в звездных величинах.

Для фактора цветовой экстинкции будем теперь иметь

$$\alpha'_c(\lambda_i, t) = \frac{C'_e(\lambda_i, t) - C_{0e}(\lambda_i)}{X_e} = \alpha_c(\lambda_i, t) + \frac{\Delta\sigma_i}{X_e},$$

а для внеатмосферного цвета контрольной звезды

$$C'_{0k}(\lambda_i) = C_{0k}(\lambda_i) + (1 - \eta) \Delta\sigma_i. \quad (16)$$

Характер возникающих в этом случае изменений на цветовых контрольных графиках представлен схематически на рис. 4, где значения  $C'_{0k}(\lambda_i)$  откладываются по оси  $C_{0k}(\lambda_i)$ . Эти графики будут одинаковы для всех контрольных звезд, но различны для различных цветов.

Нуль-пункт инструментальной фотометрической системы определяется звездной величиной фотометрического стандарта, на которую влияют, ком-

пенсирюя друг друга в какой-то степени, медленное падение блеска стандарта, постепенное понижение отражательной способности и запыление зеркал, а в некоторых случаях и изменение спектральной чувствительности ФЭУ (см. ниже).

Посмотрим, как скажется на контрольном графике  $[m_{0k}(\lambda); \eta]$  изменение излучения фотометрического стандарта в  $k$  раз и падение отражения зеркал в длине волны  $\lambda$ , в которой ведется определение блеска звезд, в  $r$  раз. В этом случае получающиеся из наблюдений значения блеска конт-

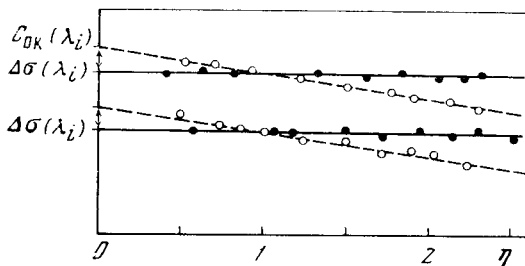


Рис. 4. Влияние изменения спектральной чувствительности на контрольный график  $[C_{0k}(\lambda_i); \eta]$  для цвета

рольных звезд изменятся и будут равны  $m_k(\lambda, t_k)$  в соответствии с (2), а

$$m'_k(\lambda, t_k) = -2,5 \lg \frac{r n_k(\lambda, t_k)}{k n_L} = m_k(\lambda, t_k) - \Delta m_L + \Delta m_r,$$

где  $\Delta m_L = -2,5 \lg k$  и  $\Delta m_r = -2,5 \lg r$  — изменения блеска фотометрического стандарта и отражения в длине волны  $\lambda$  в звездных величинах.

Фактор экстинкции, вычисляемый при обработке с принятым ранее значением  $m_{0e}(\lambda)$  для блеска экстинкционной звезды, будет теперь

$$\alpha'(\lambda, t) = \frac{m'_e(\lambda, t_e) - m_{0e}(\lambda)}{X_e} = \bar{\alpha}(\lambda, t_e) - \frac{\Delta m_L - \Delta m_r}{X_e}.$$

Используя эти значения для выноса за атмосферу наблюдений контрольных звезд, получаем

$$m'_{0k}(\lambda) = m'_k(\lambda, t_k) - \alpha'(\lambda, t_k) X_k = m_{0k}(\lambda) - (1 - \eta)(\Delta m_L - \Delta m_r). \quad (17)$$

Отсюда следует, что и в этом случае контрольный график блеска  $[m_{0k}(\lambda); \eta]$  изменится аналогично тому, как это показано на рис. 4, совершенно одинаково для всех контрольных звезд. Но контрольные графики цвета останутся неизменными.

Весьма существенно, что изменение спектральной чувствительности ФЭУ совсем не скажется на нуль-пункте инструментальной системы блеска, если и звезды и фотометрический стандарт наблюдаются в одной и той же квазимонохроматической спектральной области. Не скажется оно, практически, и в том случае, если излучение фотометрического стандарта измеряется в спектральном интервале, существенно более узком, чем область спектральной чувствительности ФЭУ, и центрированном на ту же длину волны, в которой ведутся и измерения блеска звезд.

Если же наблюдается все интегральное излучение фотометрического стандарта, то легко видеть, что изменение спектральной чувствительности ФЭУ может дать эффект, аналогичный изменению блеска стандарта. В этом случае для блеска контрольной звезды будем иметь

$$m'_{0k}(\lambda) = m_{0k}(\lambda) - (1 - \eta) \Delta m_{ph}, \quad (18)$$

где

$$\Delta m_{ph} = -2,5 \lg k_{ph}$$

Коэффициент  $k_{ph}$  показывает, во сколько раз изменился отсчет на фотометрическом стандарте за счет изменения спектральной чувствительности ФЭУ. Критерием того, что причина — в изменении спектральной чувствительности ФЭУ, будут изменения и на цветовых контрольных графиках.

Таким образом, контрольный график блеска  $[m_{0k}(\lambda); \eta]$  учитывает суммарный эффект всех причин, влияющих на нуль-пункт инструментальной фотометрической системы.

На рис. 5 приведен пример обнаружения изменения нуль-пункта  $\Delta m$  инструментальной фотометрической системы в процессе определения поправки  $\delta m_{0e}(\lambda)$  для экстинкционной звезды.

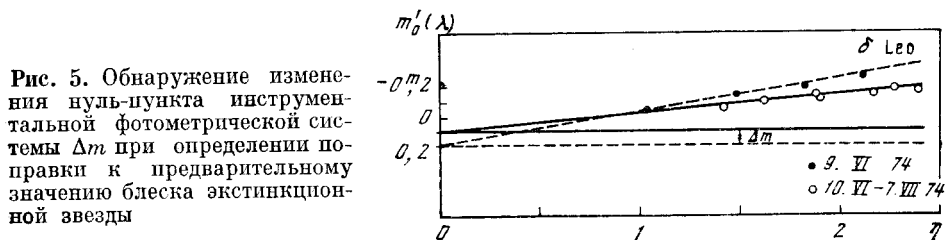


Рис. 5. Обнаружение изменения нуль-пункта инструментальной фотометрической системы  $\Delta m$  при определении поправки к предварительному значению блеска экстинкционной звезды

Рассмотрение и сопоставление всех контрольных графиков в большинстве случаев дает возможность не только констатировать изменения в инструментальной системе, но и установить причины их возникновения.

Все экстинкционные и контрольные звезды должны заранее и очень тщательно проверяться на постоянство и блеска, и цвета. Если все же переменность той или иной из этих звезд имеет место, то и она может быть обнаружена при применении метода контрольных звезд.

Легко показать, что при достаточно медленном изменении блеска экстинкционной звезды (на величину  $\Delta m_{0e}(\lambda)$ ) обработка наблюдений с ранее найденным значением  $m_{0e}(\lambda)$  даст следующие значения для внеатмосферного блеска контрольных звезд:

$$m'_{0k}(\lambda) = m_{0k}(\lambda) - \eta \Delta m_{0e}(\lambda). \quad (19)$$

В результате контрольный график  $[m_{0k}(\lambda); \eta]$  изменится так же, как это было показано на рис. 2. Только здесь будем иметь не  $\delta m_{0e}(\lambda)$  — ошибку в  $m_{0e}(\lambda)$ , а изменение блеска экстинкционной звезды  $\Delta m_{0e}(\lambda)$ . Аналогично изменятся и контрольные графики цвета  $[C_{0k}(\lambda_i); \eta]$  при наличии изменений цвета экстинкционной звезды.

Быстрые колебания блеска экстинкционной звезды могут быть установлены из рассмотрения отклонений на контрольном графике  $[m_{0k}(\lambda); \eta]$  при построении в соответствии с (19) зависимости  $\Delta m_{0e} = -\frac{1}{\eta} [m'_{0k}(\lambda) - m_{0k}(\lambda)]$  от времени  $t$  по данным для всех контрольных звезд. Наличие таких колебаний можно также подтвердить, если заново провести обработку, приняв одну из контрольных звезд за экстинкционную, а звезду, бывшую ранее экстинкционной, — за контрольную.

Медленные изменения цвета и блеска контрольной звезды вызовут параллельное смещение соответствующих ей прямых на контрольных графиках, а быстрые их деформируют.

Резюмируя, можно констатировать, что метод контрольных звезд, хотя и требует проведения дополнительных наблюдений, но зато дает возможность постоянно контролировать весь процесс накопления наблюдательного материала, выявляя нефотометрические ночи, давая возможность обнаружения азимутального эффекта в экстинкции<sup>1</sup>, а также обнаружи-

<sup>1</sup> При построении графика хода экстинкции не только по основной экстинкционной звезде, но и по всем другим звездам, для которых уже имеются надежные внеатмосферные фотометрические характеристики.

вать постепенные изменения инструментальной фотометрической системы. Это и обосновывает целесообразность рекомендации метода контрольных звезд для проведения работ по фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии.

**Некоторые практические замечания по применению метода контрольных звезд.** Для обеспечения круглогодичных наблюдений достаточно иметь четыре-пять основных экстинкционных звезд. Когда одна из них проходит меридиан (желательно недалеко от зенита) две другие смежные экстинкционные звезды должны находиться на больших воздушных массах ( $X \sim 2,5$ ); одна на восходе, а другая — на заходе. Эти экстинкционные звезды будут и контрольными для основной (для данного периода времени) экстинкционной звезды. Желательно добавить еще пару контрольных звезд, расположенных в других частях небесной сферы. Значения  $\eta$  для контрольных звезд должны меняться в наибольших пределах (оптимально  $0,4 < \eta < 2,5$ ).

Если одной экстинкционной звезды недостаточно, чтобы перекрыть всю ночь, то следует подключать следующую, смежную экстинкционную звезду. Наблюдения их должны перекрываться, что обеспечит дополнительный контроль при обработке.

Наблюдения контрольных звезд нет надобности вести каждую ночь. Но их следует обязательно включать, если фотометрические качества ночи вызывают какие-либо сомнения. Частота и объем наблюдений контрольных звезд должны определяться наблюдателем, исходя из свойств используемой аппаратуры (ее стабильности, наличия термостатирования и т. д.) и качества нечей для места наблюдения. Контрольные звезды должны безоговорочно использоваться и для построения хода ночной экстинкции, позволяя в звездомо хорошие ночи реже наблюдать экстинкционную звезду.

Для облегчения правильного планирования наблюдений следует построить единый для всех экстинкционных звезд график  $[X_e; t]$ , где  $t$ , как всегда, обозначает звездное время. Необходимо также построить графики  $[\eta; t]$  контрольных звезд для каждой экстинкционной. Воздушные массы  $X$  на всех этих графиках следует ограничить значением  $X = 2,5$  (максимум 3,0).

При применении метода контрольных звезд программные звезды могут наблюдаться в наиболее благоприятных условиях — около меридиана. И только изредка, для дополнительного контроля правильности учета экстинкции, стоит пронаблюдать ту или иную программную звезду дополнительно на воздушной массе  $X \sim 2$ .

Обработку при детальной спектрофотометрии целесообразно вести, определяя квазимонохроматический блеск для всех измеряемых длин волн. При спектрофотометрии в небольшом числе длин волн и узкополосной многоцветной электрофотометрии обычно определяются цвета по отношению к одной длине волны (в спектрофотометрии весьма часто для  $\lambda_0 = 5556 \text{ \AA}$ ), в которой ведется и определение блеска.

При детальной спектрофотометрии экстинкция определяется для ряда избранных значений  $\lambda$  ( $\sim 10-15$ ) и интерполируется графически или с помощью ЭВМ на все необходимые длины волн и моменты времени. При наблюдениях в небольшом числе длин волн соответственно определяется и экстинкция блеска и цветовая.

### **Определение внеатмосферных фотометрических характеристик звезд для среднеполосных и широкополосных систем**

**Основные соотношения.** Точный учет экстинкции для среднеполосных и особенно широкополосных фотометрических систем гораздо сложнее, чем для квазимонохроматических. Факторы экстинкции зависят здесь не только от спектральной прозрачности атмосферы и ее изменений, но и от вели-

чины градиентов как в спектральной прозрачности, так и в спектре наблюдаемого объекта — в пределах кривой реакции применяемой аппаратуры. Свои трудности в учет экстинкции вносят и теллурические полосы (в основном озона и воды), если поглощение в них растет непропорционально воздушной массе.

Учет всех этих факторов в настоящее время нельзя считать достаточно отработанным, что неизбежно снижает точность полученных внеатмосферных фотометрических характеристик звезд при применении среднеполосных и широкополосных систем.

Что касается влияния распределения энергии в спектре наблюдаемого объекта, то при постоянстве градиентов в пределах соответствующих кривых реакции имеет место линейность соотношения между факторами экстинкции (как общей  $\alpha(t, C_0)$ , так и цветовой  $\alpha_c(t, C_0)$ ) и цветом объекта [10, 23]. Отсюда следует, что

$$\begin{aligned}\alpha_c(t, C_0) &= \alpha_c(t, C_{0e}) + \gamma_c(t, C_{0e})(C_0 - C_{0e}), \\ \alpha(t, C_0) &= \alpha(t, C_{0e}) + \gamma(t, C_{0e})(C_0 - C_{0e}),\end{aligned}\tag{20}$$

где  $C_0$  и  $C_{0e}$  — внеатмосферные цвета наблюдаемого объекта и экстинкционной звезды, а  $\gamma_c(t, C_{0e}) = d\alpha_c(t, C_0)/dC$  и  $\gamma(t, C_{0e}) = d\alpha(t, C_0)/dC$  — цветовые коэффициенты факторов экстинкции. Но  $\gamma_c$  и  $\gamma$  невелики (порядка нескольких сотых звездной величины) и лишь очень незначительно меняются со временем и цветом [9, 21]. Во многих случаях, особенно при фотометрии звезд, лежащих в узком интервале спектральных типов, коэффициенты  $\gamma_c$  и  $\gamma$  принимают за постоянные, беря для них средние значения (лучше всего по отдельным сезонам). Линейность зависимости факторов экстинкции от цвета нарушается, однако, в случае сложного хода распределения энергии в спектре звезд, как, например, в области бальмеровского скачка у звезд ранних спектральных классов [23]. Но и в этом случае рассматривалась возможность привести зависимость факторов экстинкции от цвета к линейному виду, вводя в эти факторы соответствующие поправки, определяемые по цветовым характеристикам звезды [10, 23].

Крутое падение спектральной прозрачности атмосферы в коротковолновой области обуславливает зависимость факторов экстинкции от воздушных масс, на которых ведется их определение. Это известный эффект Форбса [9, 24]. Он является следствием изменения спектрального состава гетерохромного излучения по мере его прохождения через атмосферу, когда все большую роль начинает играть длинноволновая, менее поглощаемая, составляющая. В результате этого, при строго постоянной экстинкции прямая Буге искривляется. Следует подчеркнуть, что эффект Форбса имеет значение лишь в коротковолновой области спектра. Так, для известной фотометрической системы  $V$ , в которой ведется большинство измерений блеска звезд, эффектом Форбса можно полностью пренебречь, поскольку здесь он уже не выходит за пределы точности электрофотометрических измерений.

Влияние эффекта Форбса на соотношение между наблюдаемыми и внеатмосферными фотометрическими характеристиками звезд можно представить приближенно следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}C_0 &= C(t) - [\alpha_c(t, C_0) + \kappa_c(\alpha_c, C_0) X] X, \\ m_0 &= m(t) - [\alpha(t, C_0) + \kappa(\alpha, C_0) X] X,\end{aligned}$$

где  $\kappa_c(\alpha_c, C_0)$  и  $\kappa(\alpha, C_0)$  — коэффициенты, зависящие от цвета и экстинкции [9, 25].

Если наблюдения звезд вести в коротковолновой области спектра в обычном диапазоне воздушных масс ( $1 \leq X \leq 2,5$ ), не учитывая эффекта Форбса, то получаемые внеатмосферные фотометрические характеристики будут отягощены как систематическими ошибками, достигающими не-

скольких сотых звездной величины, так и случайными, обусловленными колебаниями экстинкции. Первые приводят к некоторому постоянному изменению нуля-пункта и широты инструментальной фотометрической системы. Вторые весьма незначительны, и ими в большинстве случаев можно пренебречь.

Для облегчения учета эффекта Форбса возможно будет целесообразным табулировать коэффициенты  $\kappa_c (\alpha_c, C_0)$  и  $\kappa (\alpha, C_0)$  для используемой фотометрической системы как функции цвета и факторов экстинкции. Если поправки  $\kappa_c (\alpha_c, C_0) X^2$  и  $\kappa (\alpha, C_0) X^2$  придавать соответственно к наблюдаемым значениям цвета и блеска, то будем иметь

$$C_0 = [C(t) - \kappa_c (\alpha_c, C_0) X^2] - [\alpha_c (t, C_0) + \gamma_c (C_0 - C_{0e})] X$$

и

$$m_0 = [m(t) - \kappa (\alpha, C_0) X^2] - [\alpha (t, C_0) + \gamma_c (C_0 - C_{0e})] X, \quad (21)$$

что формально возвратит нас к учету экстинкции с факторами, линейно зависящими от цвета звезд [10], и методы учета экстинкции, разработанные в этом предположении, сохранят свою силу.

Пока же будем предполагать в дальнейшем справедливость соотношений

$$C_0 = C(t) - [\alpha_c (t, C_0) + \gamma_c (C_0 - C_{0e})] X,$$

$$m_0 = m(t) - [\alpha (t, C_0) + \gamma (C_0 - C_{0e})] X. \quad (22)$$

Как следует из уравнений (22), при применении среднеполосных и широкополосных фотометрических систем для определения внеатмосферных значений блеска и цвета программных звезд необходимо знать не только внеатмосферные фотометрические характеристики экстинкционной звезды, но и цветовые коэффициенты факторов экстинкции  $\gamma_c$  и  $\gamma$ .

**Определение внеатмосферных фотометрических характеристик экстинкционных звезд.** Для определения блеска и цвета экстинкционной звезды в гетерохромной фотометрии можно полностью использовать методику для монохроматических систем, изложенную на стр. 7—10, заменив в приведенных там формулах обозначения согласно таблице, приведенной на стр. 5. При этом необходимо, чтобы цвета контрольных звезд  $C_{0k}$  были настолько близки к цвету экстинкционной  $C_{0e}$ , чтобы можно было пренебречь поправками  $\gamma_c (C_{0k} - C_{0e}) X_k$  и  $\gamma (C_{0k} - C_{0e}) X_k$  в (22) — они должны быть меньше 0,01. Назовем эти звезды «контрольными звездами первого рода». Для их подбора проще всего воспользоваться тем или иным электроколориметрическим каталогом, система которого сравнима с той, в которой ведутся наблюдения.

Отметим, что величина цветовых поправок к факторам экстинкции  $\gamma_c (C_{0k} - C_{0e})$  и  $\gamma (C_{0k} - C_{0e})$  не зависит от фотометрической системы. Другими словами,

$$\gamma_c (C_{0k} - C_{0e}) = \gamma_c^{(s)} (C_{0k}^{(s)} - C_{0e}^{(s)}) \quad \text{и} \quad \gamma (C_{0k} - C_{0e}) = \gamma^{(s)} (C_{0k}^{(s)} - C_{0e}^{(s)}),$$

где индексом  $s$  обозначена система каталога. Это обстоятельство, а также и то, что для последней  $\gamma_c^{(s)}$  и  $\gamma^{(s)}$  обычно бывают известны, существенно облегчает выбор контрольных звезд первого рода.

**Определение цветовых коэффициентов факторов экстинкции.** Определение коэффициентов  $\gamma_c$  и  $\gamma$  и, в частности, их средних значений, представляется наиболее целесообразным выполнять в процессе построения фундаментального фотометрического каталога, хотя методика их определения на основании специальных наблюдений достаточно разработана [11, 26].

При применении метода контрольных звезд коэффициенты  $\gamma_c$  и  $\gamma$  определяются с помощью «контрольных звезд второго рода», цвета которых отличаются от цвета экстинкционной. Рассмотрение этой методики удобнее начать с  $\gamma_c$ .



Вынося за атмосферу наблюдаемые цвета контрольных звезд второго рода  $C_k(t)$ , используя для определения фактора экстинкции истинное значение цвета экстинкционной звезды  $C_{0e}$ , определенное по контрольным звездам первого рода, находим приближенное значение

$$C'_{0k} = C_k(t_k) - \alpha_c(C_{0e}, t_k) X_k, \quad (23)$$

при получении которого не учтена зависимость экстинкции от цвета.

Прибавляя и отнимая в правой части (23)  $\gamma_c(C_{0k} - C_{0e})$  и учитывая, что

$$C_k(t) - \alpha_c(C_{0e}, t_k) X_k - \gamma_c(C_{0k} - C_{0e}) X_k = C_{0k},$$

а также заменяя  $(C_{0k} - C_{0e})$  на  $(C'_{0k} - C_{0e})$ , ввиду малости  $\gamma_c$  (обычно менее 0,03), имеем

$$C_{0k} + (C'_{0k} - C_{0e}) X_k \gamma_c = C'_{0k}. \quad (24)$$

Решение систем условных уравнений (24), составленных для каждой контрольной звезды, дает искомые значения  $\gamma_c$  и  $C'_{0k}$ . Окончательное значение для  $\gamma_c$  берется как среднее взвешенное по всем решениям (по всем контрольным звездам).

Для определения  $\gamma$  необходимо решить систему условных уравнений, аналогичных (24):

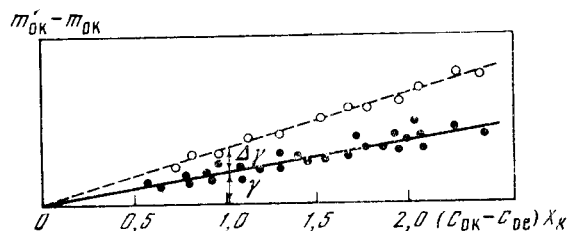
$$m_{0k} + (C_{0k} - C_{0e}) X_k \gamma = m'_{0k}, \quad (25)$$

в которых все  $C_{0k}$  уже известны, а

$$m'_{0k} = m_k(t) - \alpha(C_{0e}, t_k) X_k.$$

Анализ контрольных графиков  $[(C'_{0k} - C_{0k}); (C'_{0k} - C_{0e}) X_k]$  и  $[(m'_{0k} - m_{0k}); (C_{0k} - C_{0e}) X_k]$  (рис. 6), получаемых в процессе выполнения текущей программы, позволяет найти средние значения коэффициентов  $\gamma_c$  и  $\gamma$  для различных сезонов, а также оценить величину их флуктуаций.

Рис. 6. Контрольный график  $[(m'_{0k} - m_{0k}); (C_{0k} - C_{0e}) X_k]$  для коэффициента  $\gamma$



Если, все же, будет признано необходимым использовать мгновенные значения цветовых членов факторов экстинкции  $\gamma_c(t)$  и  $\gamma(t)$ , то это потребует наблюдения второй экстинкционной звезды с цветом, резко отличающимся от цвета основной. Наблюдение двух экстинкционных звезд «1» и «2» с цветами  $C_{0e}^{(1)}$  и  $C_{0e}^{(2)}$  позволит строить графики почного хода экстинкции

$$\bar{\alpha}_c(C_{0e}^{(1)}, t) \quad \text{и} \quad \bar{\alpha}_c(C_{0e}^{(2)}, t) = \alpha_c(C_{0e}^{(1)}, t) + \gamma_c(t) (C_{0e}^{(2)} - C_{0e}^{(1)})$$

и

$$\alpha(C_{0e}^{(1)}, t) \quad \text{и} \quad \alpha(C_{0e}^{(2)}, t) = \bar{\alpha}(C_{0e}^{(1)}, t) + \gamma(t) (C_{0e}^{(2)} - C_{0e}^{(1)}),$$

с которых снимаются значения  $\gamma_c(t)$  и  $\gamma(t)$  для ряда моментов времени  $t_i$

$$\gamma_c(t_i) = \frac{\alpha_c(C_{0e}^{(2)}, t_i) - \alpha_c(C_{0e}^{(1)}, t_i)}{(C_{0e}^{(2)} - C_{0e}^{(1)})} \quad \text{и} \quad \gamma(t_i) = \frac{\alpha(C_{0e}^{(2)}, t_i) - \alpha(C_{0e}^{(1)}, t_i)}{(C_{0e}^{(2)} - C_{0e}^{(1)})}$$

и строится их ход в течение ночи.

Если обе разноцветные экстинкционные звезды расположены близко друг к другу, как, например, в каталоге [21], то при практически одновременном их наблюдении повышается точность определения искомым мгновенных значений  $\gamma_c(t)$  и  $\gamma(t)$ , а также исключается возможное влияние азимутального эффекта.

В методе контрольных звезд внеатмосферные фотометрические характеристики второй экстинкционной звезды определяются как для обычной программной звезды, когда уже найдены средние значения  $\gamma_c$  и  $\gamma$ . Использовать одну из контрольных звезд второго рода в качестве второй экстинкционной звезды нецелесообразно, так как контрольные звезды всегда расположены далеко от экстинкционной, что может несколько понизить точность определения мгновенных значений  $\gamma_c(t)$  и  $\gamma(t)$  при наличии даже небольшого азимутального эффекта.

Следует особо подчеркнуть, что определение мгновенных значений цветовых коэффициентов факторов экстинкции требует весьма значительного увеличения вспомогательных наблюдений. Поэтому следует всегда, когда это возможно, ограничиваться средними значениями для  $\gamma_c$  и  $\gamma$ .

**Контроль за стабильностью широкополосной фотометрической системы.** При построении среднеполосных и широкополосных фотометрических каталогов необходимо тщательно следить за постоянством инструментальной фотометрической системы. При применении метода контрольных звезд такая проверка выполняется в полном соответствии с тем, как это было рассмотрено для монохроматических систем — по контрольным графикам  $[m_{ок}; \eta]$  и  $[C_{ок}; \eta]$ .

В случае обнаружения изменений фотометрической системы необходимо переопределить внеатмосферные фотометрические характеристики экстинкционной и контрольных звезд. Далее следует определить коэффициенты в формулах связи между инструментальными системами [26]. Для этого необходимо включать в программу некоторое число звезд в широком диапазоне цветов, которые перенаблюдаются при появлении признаков изменений в инструментальной фотометрической системе. Это дает возможность редуцировать все наблюдения к инструментальной системе, принятой за основную. Желательно, чтобы внеатмосферные фотометрические характеристики этих звезд были возможно более надежно определены и в стандартной фотометрической системе (например,  $UBV$ ) если предполагается редуцировать к ней инструментальную фотометрическую систему каталога.

Безупречным контролем за инструментальной фотометрической системой является переопределение спектральной чувствительности всей электрофотометрической установки, включая и телескоп, как это рассматривается в следующем разделе.

### **Определение спектральной чувствительности электрофотометрической и спектрофотометрической аппаратуры**

Широко применяемое и в настоящее время определение спектральной чувствительности электрофотометрической аппаратуры путем лабораторного исследования ее отдельных элементов (см., например, [27]) совершенно не обеспечивает необходимой точности. Такое исследование очень трудно провести точно в тех же условиях, при которых производятся наблюдения на телескопе и, в частности, обеспечить тождественность условий засветки ФЭУ, а также учесть влияние поляризации света лабораторной аппаратурой. Очень затруднено и сколько-нибудь надежное определение спектрального отражения от зеркал телескопа.

Значительный прогресс, достигнутый в фундаментальной фотоэлектрической астрфотометрии, обеспечивший уверенное определение внеатмосферных фотометрических характеристик звезд в квазимонохроматических системах, а также и в изучении распределения энергии в спектрах

звезд, дает возможность весьма эффективного определения спектральной чувствительности электрофотометрической аппаратуры.

Действительно, в настоящее время имеется целый ряд стандартных звезд с надежно определенным распределением энергии в их спектрах. Основным звездным энергетическим стандартом является  $\alpha$  Луг, для которой осуществлена непосредственная привязка к первичному лабораторному энергетическому стандарту — черному телу [28]. Это дает возможность определять спектральную чувствительность всей электрофотометрической аппаратуры в целом путем сопоставления получаемых из наблюдений квазимонохроматических внеатмосферных цветов стандартной звезды с соответствующими «энергетическими» цветами, рассчитанными по известному распределению энергии в ее спектре. Наблюдения стандартной звезды следует вести через 10—15 узкополосных вспомогательных П-образного типа, с эквивалентными полосами пропускания  $\sim 20\text{--}30 \text{ \AA}$ , которые по возможности равномерно перекрывают всю кривую спектральной реакции исследуемой аппаратуры и центрированы на области непрерывного спектра стандартной звезды. Исследование ведется без применяемых в текущей работе широкополосных светофильтров, которые исследуются отдельно. Это существенно уменьшает необходимое число вспомогательных светофильтров.

Спектральная прозрачность светофильтров тщательно определяется в лаборатории, желательно при температуре, близкой к той, при которой проводились наблюдения.

Напомним, что эквивалентная полоса пропускания светофильтра со спектральной прозрачностью  $\psi_i(\lambda)$  определяется соотношением

$$\Delta\lambda_{ei} = \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \psi_i(\lambda) d\lambda,$$

а его средняя длина волны

$$\lambda_{mi} = \frac{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \lambda \psi_i(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \psi_i(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{\Delta\lambda_{ei}} \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \lambda \psi_i(\lambda) d\lambda.$$

Получаемые из наблюдений внеатмосферные цвета стандартной звезды  $C_{0i}$  будут

$$C_{0i} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \psi_i(\lambda) \sigma(\lambda) E(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{01}}^{\lambda_{02}} \psi_0(\lambda) \sigma(\lambda) E(\lambda) d\lambda}, \quad (26)$$

где  $\sigma(\lambda)$  — спектральная чувствительность аппаратуры, а  $E(\lambda)$  — внеатмосферная спектральная энергетическая освещенность от стандартной звезды.

Для квазимонохроматических измерений, осуществляемых с узкополосными вспомогательными светофильтрами, выражение (26) вполне можно заменить на следующее:

$$C_0(\lambda_i) = -2,5 \lg \frac{\sigma(\lambda_i) E(\lambda_i) \Delta\lambda_{ei}}{\sigma(\lambda_0) E(\lambda_0) \Delta\lambda_{e0}}. \quad (27)$$

С другой стороны, зная распределение энергии  $E(\lambda)$ , можем рассчитать соответствующие энергетические цвета

$$C_{0E}(\lambda_i) = -2,5 \lg \frac{E(\lambda_i) \Delta\lambda_{ei}}{E(\lambda_0) \Delta\lambda_{e0}}. \quad (28)$$

Сопоставляя (27) и (28), находим логарифм отношения спектральной чувствительности аппаратуры для длин волн  $\lambda_i$  и  $\lambda_0$ :

$$\lg \frac{\sigma(\lambda_i)}{\sigma(\lambda_0)} = -0,4 [C_0(\lambda_i) - C_{0E}(\lambda_i)]. \quad (29)$$

Определив значения  $\sigma(\lambda_i)/\sigma(\lambda_0)$  для всех вспомогательных светофильтров, строим кривую  $\sigma(\lambda)/\sigma(\lambda_0)$ , которую, как это принято, нормируем из условия

$$[\sigma(\lambda)/\sigma(\lambda_0)]_{\max} = 1.$$

Это и дает искомую относительную спектральную чувствительность применяемой электрофотометрической аппаратуры  $\sigma_0(\lambda)$ , но без широкополосных светофильтров. Спектральная прозрачность последних  $\varphi(\lambda)$  как и вспомогательных, определяется лабораторно.

Относительная спектральная чувствительность, определяющая инструментальную фотометрическую систему, будет, следовательно,

$$\sigma_\varphi(\lambda) = \varphi(\lambda) \sigma_0(\lambda).$$

При спектрофотометрических наблюдениях цвета звезд  $C_0(\lambda_i)$  определяются обычно с одинаковой шириной выходной щели. В этом случае вместо (27) имеем

$$C_0(\lambda_i) = -2,5 \lg \frac{\sigma(\lambda_i) E(\lambda_i)}{\sigma(\lambda_0) E(\lambda_0)}, \quad (30)$$

а вместо (28)

$$C_{0e}(\lambda_i) = -2,5 \lg \frac{E(\lambda_i)}{E(\lambda_0)}, \quad (31)$$

откуда следует, что и в данном случае справедливо соотношение (29).

Все остальное совершенно аналогично изложенному выше в применении к исследованию электрофотометрической аппаратуры. Только здесь отпадает исследование широкополосных светофильтров. Эффект от светофильтра разделения порядков в дифракционных спектрофотометрах войдет в кривую спектральной чувствительности.

При применении метода сканирования число длин волн, в которых определяется спектральная чувствительность, может быть сделано значительно большим. Пример такого исследования спектральной чувствительности электроспектрофотометрической установки: касегреновский рефлектор — дифракционный спектрофотометр СФ-68 [29] с мультищелочным ФЭУ типа ФЭУ-79, выполненного по  $\alpha$  Луг В. И. Бурнашевым в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР для различных периодов наблюдений и различных установок ФЭУ в приборе, — приведен на рис. 7 (где  $\sigma(\lambda)$  нормирована для  $\lambda_0 = 5556 \text{ \AA}$ ). Здесь хорошо видно и влияние разделительного светофильтра и некоторые особенности в распределении интенсивности дифрагированного излучения.

Зная спектральную чувствительность спектрофотометрической установки, немедленно находим и относительное распределение энергии в спектре любой программной звезды. Действительно, согласно (30) имеем

$$\lg \frac{E_*(\lambda_i)}{E_*(\lambda_0)} = - \left[ 0,4 C_{0*}(\lambda_i) + \lg \frac{\sigma(\lambda_i)}{\sigma(\lambda_0)} \right]. \quad (32)$$

Абсолютизация полученного относительного распределения, другими словами нахождение значений  $E_*(\lambda_i)$  в абсолютной мере ( $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$ ), становится возможной, когда для длины волны  $\lambda_0$ , в которой определялся блеск звезды, определена внеатмосферная разность квазимонохромати-

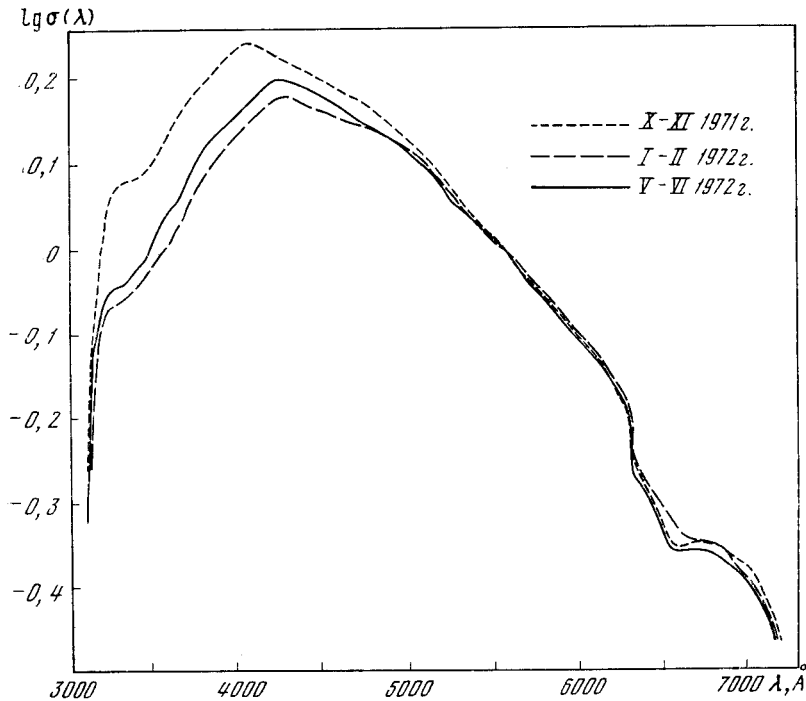


Рис. 7. Спектральная чувствительность  $\sigma(\lambda)$  спектрофотометра СФ-68 для различных периодов наблюдений ( $\sigma(5556 \text{ \AA}) = 1$ )

ческого блеска для данной звезды  $m_{0*}(\lambda_0)$  и стандартной  $m_{0s}(\lambda_0)$ , для которой известно абсолютное значение  $E_s(\lambda_0)$  [30].

Поскольку  $\lg E_* (\lambda_i)$  можно представить в виде

$$\lg E_* (\lambda_i) = \lg E_s (\lambda_0) + \lg \frac{E_* (\lambda_0)}{E_s (\lambda_0)} + \lg \frac{E_* (\lambda_i)}{E_* (\lambda_0)},$$

а

$$\lg \frac{E_* (\lambda_0)}{E_s (\lambda_0)} = -0,4 [m_{0*} (\lambda_0) - m_{0s} (\lambda_0)],$$

то, учитывая (32), получаем

$$\lg E_* (\lambda_i) = \lg E_s (\lambda_0) - 0,4 [m_{0*} (\lambda_0) - m_{0s} (\lambda_0)] - 0,4 C_{0*} (\lambda_i) - \lg \frac{\sigma (\lambda_i)}{\sigma (\lambda_0)}, \quad (33)$$

что и дает значения логарифмов внеатмосферной спектральной энергетической освещенности от данной звезды в зависимости от длины волны.

### Некоторые требования к аппаратуре, предназначаемой для работ по фундаментальной астрофотометрии

Необходимость обеспечения возможно большей стабильности инструментальной фотометрической системы в исследованиях по фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии предъявляет следующие требования к наблюдательной аппаратуре.

Термостатирование ФЭУ с точностью до  $1-2^\circ$ , обеспечивающее постоянство его спектральной чувствительности и сочетающееся с охлаждением, понижающим шум от термоионной эмиссии.

Термостатирование светофильтров с точностью тоже  $\sim 1-2^\circ$ . Это особо необходимо при применении стеклянных светофильтров.

Термостатирование современных типов герметизированных РЛИ, температурный коэффициент которых около  $-0,03\%$  на градус в диапазоне

$-60^\circ - +60^\circ$ , не является необходимым. Но, ввиду большой чувствительности РЛИ к быстрым изменениям температуры, вызывающим явление «гистерезиса» в его излучении, он должен помещаться в оправу с большой тепловой инерцией. Это очень важно и в случае, если РЛИ будет термостатироваться (при применении более старых типов у которых температурные коэффициенты достигали до 0,5% на градус), так как при включении и выключении термостата будут наблюдаться нежелательные колебания свечения РЛИ [3].

Наблюдение РЛИ в достаточно ограниченной спектральной области ( $\sim 200-400 \text{ \AA}$ ) с эквивалентной длиной волны, соответствующей той, в которой ведутся и основные определения блеска звезд. Желательно, чтобы и максимум излучения РЛИ был близок к этой же длине волны.

При соблюдении перечисленных выше требований основными причинами изменения инструментальной фотометрической системы останутся лишь весьма медленное и постепенное падение яркости РЛИ, а также старение и запыление зеркал телескопа, которые легко выявляются при применении метода контрольных звезд.

Для определения спектральной чувствительности всей электрофотометрической установки, включая и телескоп, электрофотометры должны снабжаться комплектом специальных узкополосных интерференционных светофильтров.

### Заключение

Основная проблема фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии — определение точных внеатмосферных фотометрических характеристик звезд — полностью решается для квазимонохроматических фотометрических систем (спектрофотометрии и узкополосной фотометрии) при применении методов, учитывающих изменение экстинкции в течение ночи. Таким методом является и предложенный нами метод контрольных звезд. Его существенное преимущество — обеспечение текущего контроля за постоянством инструментальной фотометрической системы.

Проблемы фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии при использовании среднеполосных и особенно широкополосных фотометрических систем требуют дальнейшей углубленной разработки (точный учет зависимости экстинкции от цвета звезд, а также и эффекта Форбса). Возможность точного определения спектральной чувствительности аппаратуры в сочетании с опубликованными недавно данными о распределении энергии в спектрах звезд всех типов и светимостей и определениями спектральной прозрачности атмосферы, открывают новый путь для решения этих проблем с применением современной электронно-вычислительной техники.

В заключение автор приносит глубокую благодарность А. А. Боярчуку, В. И. Бурнашеву за обсуждение работы и весьма ценные советы, а также П. П. Добронравину, прочитавшему рукопись статьи и сделавшему полезные замечания. Г. Е. Лактионовой и Н. Н. Петровой автор благодарен за помощь в оформлении статьи. Нельзя не отметить здесь и большую работу Б. А. Бурнашевой по составлению программы для обработки спектрофотометрических наблюдений на ЭВМ при применении метода контрольных звезд.

12 декабря 1974 г.

## Л и т е р а т у р а

1. В. Страйжис, Э. Свидерскене. Бюл. Вильнюсской обс., 1972, № 35.
2. С. W. Allen. Astrophysical quantities, 2nd ed. Univ. Chicago Press, 1968, p. 121.
3. Ю. Спераускас, Р. Калитис. Бюл. Вильнюсской обс., 1974, № 38, 23.
4. Дж. Джелли. Черенковское излучение и его применение. М., ИЛ, 1960, с. 275.
5. E. Peytremann. Publs Observ. Genève A, 1964, N 69.
6. M. De Vries. Europ. South Observ. Bull., 1966, N 1, 35.
7. П. Ф. Чурайнов. Методы исследований переменных звезд. Под ред. В. Б. Никонова. М., «Наука», 1971, с. 162.
8. А. П. Сарычев. В сб. «Атмосферная оптика». М., «Наука», 1968, с. 154.
9. В. Б. Никонов. Бюл. Абастуманской обс., 1953, № 14.
10. J. Rufener. Publs Observ. Genève, A, 1964, N 66.
11. Методы астрономии. Под ред. В. Хилтнера. М., ИЛ, 1967, с. 157.
12. J. Stock. Vistas Astronomy, 1968, 11, 127.
13. W. Smart. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1934, 94, 839.
14. E. Rybka. Acta astron., 1953, 5, 40.
15. В. Б. Никонов. Докл. АН СССР, 1944, 45, 151.
16. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1949, 4, 114.
17. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1951, 9, 41.
18. В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина, Д. Н. Рачковский, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 42.
19. А. С. Шаров. Изв. ГАИШ, 1958, 29, 3.
20. С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Н. С. Полосухина, Е. Рыбка. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 228.
21. С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Е. Рыбка. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 69.
22. А. С. Шаров, В. П. Архипова. Сообщ. ГАИШ, 1964, № 130, 3.
23. A. Gutierrez-Moreno, H. Moreno, J. Stock, C. Torres, H. Wroblewsky. Publ. Dept Astron. Univ., Chile, 1968, N 1.
24. C. Forbes. Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1842, 225, 1.
25. E. Rybka. Acta astron., 1963, 13, 169.
26. В. И. Бурнашев, В. Б. Никонов. Наст. том, с. 24.
27. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
28. J. V. Oke, R. Schild. Astrophys. J., 1970, 161, 1015.
29. Л. А. Камионко, В. С. Корепанов, В. Б. Новопашенный, Ю. Н. Чистяков, Ю. А. Шипулин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, 162.
30. В. Б. Никонов, Г. А. Терзз. Наст. том, с. 35.

## РЕДУКЦИИ БЛИЗКИХ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

В. И. Бурнашев, В. Б. Никонов

Предложена методика определения коэффициентов редукционных формул для близких электрофотометрических систем. Основная область применения методики: в исследованиях переменных звезд — редукция наблюдений к стандартной фотометрической системе — и учет экстинкции на основании данных о блеске и цветах звезд в стандартных фотоэлектрических каталогах.

Точность определения коэффициентов редукционных формул и значений экстинкции оценена на основании электроколориметрических наблюдений. Она вполне достаточна для работ по изучению переменных звезд.

TRANSFORMATION OF SIMILAR PHOTOELECTRIC SYSTEMS IN VARIABLE STAR INVESTIGATIONS, by V. I. Burnashov and V. B. Nikonov.— A procedure to determine the coefficients of formulae relating similar photoelectric systems is proposed. Its main field of application — in variable star investigations: reductions of observations to a standard photometric system and the account of atmospherical extinction using magnitudes and colours of the stars taken from a standard photoelectric catalogue.

Accuracy of reduction coefficients and of extinction determinations has been estimated on the base of photoelectric colour observations. It was found to be quite sufficient for variable stars investigations.

В звездной фотометрии постоянно возникает необходимость взаимной редукции близких фотометрических систем: при приведении наблюдений внеатмосферных фотометрических характеристик звезд (блеска и цвета), выполненных в различные периоды, к единой инструментальной системе; при редукции фотометрических каталогов и наблюдений переменных звезд к стандартной системе; при определении экстинкции с помощью звезд, точные внеатмосферные характеристики которых известны в стандартной фотометрической системе, близкой к инструментальной.

Близость редуцируемых систем дает основание принять, что они связаны простейшими линейными соотношениями, тем более, что у правильно построенных электрофотометрических систем полностью отсутствует ошибка шкалы. Согласно с этим, формулы связи между фотометрическими системами будут следующие.

Для перехода от стандартной системы к инструментальной:

$$C_0 = a_c + b_c C_0^{(s)}, \quad (1)$$

$$m_0 = m_0^{(s)} + a_m + b_m C_0^{(s)}, \quad (2)$$

а для перехода от инструментальной системы к стандартной

$$C_0^{(s)} = A_c + B_c C_0, \quad (3)$$

$$m_0^{(s)} = m_0 + A_m + B_m C_0, \quad (4)$$

где  $C_0$  и  $m_0$  — внеатмосферные цвета и блеск звезд в инструментальной,



а  $C_0^{(s)}$  и  $m_0^{(s)}$  — в стандартной или в какой-либо другой близкой фотометрической системе. Для близких систем  $b_c$  и  $B_c \approx 1$ , а  $b_m$  и  $B_m \approx 0$ .

Коэффициенты формул (1) — (4) связаны между собой очевидными соотношениями:

$$A_c = -\frac{a_c}{b_c}, \quad B_c = \frac{1}{b_c}, \quad A_m = -\left(a_m - \frac{b_m}{b_c} a_c\right), \quad B_m = -\frac{b_m}{b_c}. \quad (5)$$

### Определение коэффициентов редуционных формул

Методика определения коэффициентов редуционных формул (1) — (4) зависит от решаемой фотометрической проблемы. Если речь идет о приведении фундаментального фотометрического или колориметрического каталога, построенного в инструментальной системе, к другому каталогу с близкой системой и, в частности, к стандартному каталогу, то здесь используются соотношения (3) и (4). Их коэффициенты определяются путем сопоставления внеатмосферных значений цвета и блеска достаточно большого числа общих звезд обоих каталогов. Другими словами, решаются системы условных уравнений (3) или (4).

Но есть ряд задач, когда коэффициенты формул связи необходимо определить, не располагая внеатмосферными фотометрическими характеристиками звезд в инструментальной системе, а исходя только из наблюдаемых значений блеска и цвета. Сюда относится определение коэффициентов соотношений (1) и (2), необходимых для вычисления внеатмосферных значений  $C_0$  и  $m_0$  в инструментальной системе, используемых для определения экстинкции в наблюдениях переменных звезд. Сюда относится и задача приведения наблюдений переменных звезд к стандартной фотометрической системе.

Разработанная для таких редуций методика [1—3] основывается, однако, на предположении о постоянстве экстинкции в течение ночи, что неприемлемо при выполнении точных астрофотометрических исследований. Предлагаемая нами методика свободна от этого ограничения.

Итак, предполагается, что в инструментальной системе известны лишь наблюдаемые цвета  $C(z, t)$  и блеск  $m(z, t)$  звезд, относящиеся к зенитному расстоянию  $z$  и моменту наблюдения  $t$ . Отсюда следует, что при составлении уравнений для определения коэффициентов формул (1) — (4) неизвестные значения  $C_0$  и  $m_0$  должны быть выражены и в этих формулах через  $C(z, t)$  и  $m(z, t)$ , а именно:

$$C_0 = C(z, t) - \alpha_c(t, C_{0e}) X - \gamma_c(C_0 - C_{0e}) X, \quad (6)$$

$$m_0 = m(z, t) - \alpha(t, C_{0e}) X - \gamma(C_0 - C_{0e}) X, \quad (7)$$

где  $\alpha_c(t, C_{0e})$  и  $\alpha(t, C_{0e})$  — зависящие от времени  $t$  факторы экстинкции, относящиеся к одному цвету  $C_{0e}$ ,  $\gamma_c$  и  $\gamma$  — цветовые коэффициенты фактора экстинкции, а  $X$  — соответствующая воздушная масса. Ввиду того, что значение разности  $(C_0 - C_{0e})$ , входящей в (6) и (7), нам неизвестно, произведем в последних членах этих выражений замену

$$\gamma_c(C_0 - C_{0e}) \text{ на } \gamma_c^{(s)}(C_0^{(s)} - C_{0e}^{(s)}) \text{ и } \gamma(C_0 - C_{0e}) \text{ на } \gamma^{(s)}(C_0^{(s)} - C_{0e}^{(s)}), \quad (8)$$

что полностью обосновано, поскольку поправки к фактору экстинкции за цвет звезды не зависят от какой-либо фотометрической системы.

Уравнения, необходимые для определения искомых коэффициентов, получим, подставляя (6) или (7) с учетом (8) в (1) и (2) или в (3) и (4) соответственно.

Весьма существенно, что ввиду аналогичности соотношений (1) — (4) определение всех коэффициентов может основываться на одних и тех же наблюдениях цвета и блеска, а обработка вестись по единой методике с применением соответственно лишь несколько различных формул. Поэтому

достаточно подробно рассмотреть определение коэффициентов только для одного из выражений (1) — (4).

Остановимся на формуле (1), дающей переход от стандартной системы цветов к соответствующей ей инструментальной, что необходимо для определения экстинкции в инструментальной фотометрической системе.

Будем исходить из наблюдения пар звезд, компоненты которых обозначим индексами 1 и 2.

Для определения коэффициентов  $a_c$  и  $b_c$  соотношения (6) подставляются в (1) с учетом (8):

$$\begin{aligned} a_c + b_c C_{01}^{(s)} + \alpha_c(t_1, C_{0e}) X_1 + \gamma_c^{(s)} (C_{01}^{(s)} - C_{0e}^{(s)}) X_1 &= C_1(z_1, t_1), \\ a_c + b_c C_{02}^{(s)} + \alpha_c(t_2, C_{0e}) X_2 + \gamma_c^{(s)} (C_{02}^{(s)} - C_{0e}^{(s)}) X_2 &= C_2(z_2, t_2). \end{aligned} \quad (9)$$

Чтобы исключить влияние экстинкции, наблюдения обеих звезд должны быть достаточно близкими по времени. Лучше всего относить их к одному моменту, наблюдая по симметричной схеме: первая звезда — вторая звезда — первая звезда. Отсчеты первой звезды интерполируются на момент наблюдения второй.

Полагая поэтому в (9)  $t_1 = t_2 = t$  и исключая фактор экстинкции, имеем

$$\begin{aligned} (X_1 - X_2) a_c + (C_{02}^{(s)} X_1 - C_{01}^{(s)} X_2) b_c + X_1 X_2 (C_{02}^{(s)} - C_{01}^{(s)}) \gamma_c^{(s)} &= \\ = C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_1, t) X_2 = l_c. \end{aligned} \quad (10)$$

Это уравнение, помимо искоемых коэффициентов, содержит также и цветовой коэффициент фактора экстинкции  $\gamma_c^{(s)}$  для стандартной системы, который в большинстве случаев принимается постоянным. Но, как известно,  $\gamma_c^{(s)}$  все же может, хотя и очень незначительно, меняться со временем [4], а для некоторых фотометрических систем, например  $U - B$ , достаточно сложно зависит от спектра звезд (их цвета) [5]. Поэтому для более точного определения коэффициентов  $a_c$  и  $b_c$  желательно исключить из уравнений (8) член с  $\gamma_c^{(s)}$ .

Для этого необходимо подобрать несколько пар звезд. Цвета компонент каждой пары должны быть настолько близки между собой, чтобы можно было в (10) пренебречь членом  $\gamma_c^{(s)} (C_{02}^{(s)} - C_{01}^{(s)})$ . Цвета всех пар должны перекрывать возможно больший диапазон.

Компоненты каждой пары наблюдаются при возможно большей разности воздушных масс  $X_1 - X_2 = \Delta X$ . В результате уравнение (10) принимает вид

$$a_c + \frac{1}{\Delta X} (C_{02}^{(s)} X_1 - C_{01}^{(s)} X_2) b_c = \frac{l_c}{\Delta X}. \quad (11)$$

В предельном случае, когда  $C_{02}^{(s)} = C_{01}^{(s)} = C_0^{(s)}$  соотношение (11) становится очень наглядным:

$$a_c + C_0^{(s)} b_c = \frac{l_c}{\Delta X}.$$

Если уравнения (11) интерпретировать графически, откладывая по оси абсцисс  $\frac{1}{\Delta X} (C_{02}^{(s)} X_1 - C_{01}^{(s)} X_2)$ , а по оси ординат  $l_c / \Delta X$ , получается прямая линия, наклон которой дает  $b_c$ , а пересечение с осью ординат —  $a_c$ .

Система условных уравнений (11), полученная из наблюдений как разных пар, так и каждой пары при различных  $\Delta X$  их компонент, дает возможность найти искоемые коэффициенты  $a_c$  и  $b_c$  формулы (1). Весьма существенно, что независимость (11) от экстинкции позволяет объединять в единую систему условных уравнений наблюдения пар, выполненные в различные ночи, при условии, конечно, постоянства инструментальной фотометрической системы.

Для определения коэффициентов  $a_m$  и  $b_m$  соотношения (2), предназначенного для преобразования блеска из стандартной в инструментальную систему, получаем в полной аналогии с изложенным для определения  $a_c$  и  $b_c$  выражение для блеска, соответствующее формуле (11) для цвета:

$$a_m + \frac{1}{\Delta X} (C_{02}^{(s)} X_1 - C_{01}^{(s)} X_2) b_m = \frac{[m_2(z_2, t) - m_{02}^{(s)}] X_1 - [m_1(z_1, t) - m_{01}^{(s)}] X_2}{\Delta X} = \frac{l}{\Delta X}. \quad (12)$$

Из сопоставления (12) и (11) очевидно, что и наблюдательная процедура, и обработка тождественны при определении коэффициентов редукционных формул (1) и (2). Наблюдения цвета и блеска ведутся одновременно, по единой программе, для одних и тех же пар звезд.

Определение коэффициентов формул (3) и (4), соответствующих переходу от инструментальной к стандартной фотометрической системе с помощью методики, использующей только наблюдаемые цвета и блеск в инструментальной системе, встречается на практике существенно реже. Вывод их совершенно аналогичен выводу (10).

### Редукция наблюдений переменных звезд к стандартной фотометрической системе

Обратимся к применению рассмотренной методики для обработки наблюдений переменных звезд — их приведению к стандартной фотометрической системе и учету поправок за экстинкцию, используя для этого звезду сравнения.

Наблюдения переменной и звезды сравнения, выполненные по симметричной схеме, дают наблюдаемые разности их цвета  $\Delta C$  и блеска  $\Delta m$ , отнесенные к единому моменту  $t$ :

$$\begin{aligned} \Delta C &= C_v(z_v, t) - C_a(z_a, t), \\ \Delta m &= m_v(z_v, t) - m_a(z_a, t), \end{aligned} \quad (13)$$

где индекс  $v$  относится к переменной, а индекс  $a$  — к звезде сравнения.

Согласно (6), принимая цвет  $C_{0e}$  равным цвету звезды сравнения  $C_{0a}$ , имеем

$$\begin{aligned} C_{0v} &= C_v(z_v, t) - \alpha_c(t, C_{0a}) X_v - \gamma_c(C_{0v} - C_{0a}) X_v, \\ C_{0a} &= C_a(z_a, t) - \alpha_c(t, C_{0a}) X_a, \end{aligned} \quad (14)$$

откуда, обозначая

$$\begin{aligned} \Delta C_0 &= C_{0v} - C_{0a}, \quad \Delta X = X_v - X_a, \\ \Delta_{va} C &= C_v(z_v, t) - C_a(z_a, t), \end{aligned} \quad (15)$$

находим

$$\begin{aligned} \Delta C_0^{(s)} &= B_c \Delta C_0 = B_c [\Delta_{va} C - \alpha_c(t, C_{0a}) \Delta X - \gamma_c(C_{0v} - C_{0a}) X_v] = \\ &= \frac{B_c}{1 + \gamma_c X_v} [\Delta_{va} C - \alpha_c(t, C_{0a}) \Delta X]. \end{aligned} \quad (16)$$

Для разности блеска, исходя из (7), получим

$$\Delta m_0^{(s)} = \Delta_{va} m - \alpha(t, C_{0a}) \Delta X - \gamma \Delta C_0 X_v + B_m \Delta C_0. \quad (17)$$

Отсюда видно, что в общем случае для получения  $\Delta C_0^{(s)}$  и  $\Delta m_0^{(s)}$  необходимо знать коэффициенты  $B_c$  и  $B_m$ , а также  $\gamma_c$ ,  $\gamma$  и факторы экстинкции  $\alpha_c(t, C_{0a})$  и  $\alpha(t, C_{0a})$ .

Начнем с рассмотрения способов определения  $B_c$  и  $\gamma_c$ .

Подставляя в (3) значения  $C_0$  из (6) для пары звезд, обозначенных индексами 1 и 2, и принимая, что фактор цветовой экстинкции изменился за

время  $\Delta t$ , протекшее между наблюдениями этих звезд, на величину  $\Delta\alpha_c$ , находим соотношение, связывающее  $A_c$ ,  $B_c$  и  $\gamma_c$ :

$$(X_1 - X_2) A_c + [C_2(z_2, t_2) X_1 - C_1(z_1, t_1) X_2] B_c - (C_{02}^{(s)} - C_{01}^{(s)}) X_1 X_2 \gamma_c - B_c \Delta\alpha_c X_1 X_2 = C_{02}^{(s)} X_1 - C_{01}^{(s)} X_2 = L_c. \quad (18)$$

Если наблюдать каждую пару одновременно и на одинаковой воздушной массе ( $t_2 = t_1 = t$ ;  $z_2 = z_1 = z$ ), то уравнение (18) принимает исключительно простой вид:

$$B_c + \frac{\Delta C_0^{(s)}}{\Delta C} X \gamma_c = \frac{\Delta C_0^{(s)}}{\Delta C}, \quad (19)$$

где  $\Delta C = C_2(z, t) - C_1(z, t)$ .

Осуществить такие условия наблюдений можно только в определенные моменты для пар, состоящих из восходящей и заходящей звезд.

Более целесообразно наблюдать близкие звезды.

Здесь возможны два варианта: наблюдение звезд пары на одной воздушной массе, но в несколько различных моменты времени или одновременные наблюдения на различных воздушных массах. В обоих случаях наблюдения следует вести по приведенной ранее симметричной схеме. В первом варианте отсчеты первой звезды интерполируются на тот момент, когда воздушные массы звезд были одинаковы, а во втором варианте — на момент наблюдения второй звезды.

Для первого варианта, когда  $X_1 = X_2 = X$ , получаем, согласно (18), заменяя  $\Delta\alpha_c X B_c$  на  $\Delta\alpha_c X$  ввиду близости  $B_c$  к 1 и малости  $\Delta\alpha_c$ ,

$$B_c - \frac{\Delta C_0^{(s)}}{\Delta C} \gamma_c = \frac{\Delta C_0^{(s)} + \Delta\alpha_c X}{\Delta C}. \quad (20)$$

Это соотношение отличается от (19) наличием поправки  $\Delta\alpha_c$  за изменение экстинкции. Поправка  $\Delta\alpha_c$  легко определяется, когда звезда сравнения используется для определения экстинкции (см. ниже). Но в фотометрическую ночь эта поправка (за интервал времени порядка нескольких минут) столь незначительна, что в большинстве случаев ею можно пренебречь.

Преимущество рассмотренного способа — экономия наблюдательного времени при многократном наблюдении на различных  $X$  одной и той же пары звезд. Этот вариант обычно применяют при использовании пары звезд в скоплении [1].

Во втором варианте наблюдения приводятся к одному моменту времени  $t$ , но выполняются на несколько различных воздушных массах. В этом случае имеем, полагая в (18)  $t_1 = t_2 = t$ :

$$B_c - \frac{\Delta C_0^{(s)} \cdot X_1 X_2}{C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_1, t) X_2} \gamma_c = \frac{L_c - A_c \Delta X}{C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_1, t) X_2}. \quad (21)$$

В уравнение (21) входит коэффициент  $A_c$ , умноженный на небольшую разность воздушных масс  $\Delta X = X_1 - X_2$ . Поэтому достаточно знать приближенное значение  $A_c$  этого коэффициента, что легко осуществляется графически на основании (13) при наблюдениях по программе определения  $A_c$  и  $B_c$  двух-трех разноцветных пар в случае большой разности их воздушных масс  $\Delta X$ . Заменяя в (21)  $A_c$  на  $A_c'$ , получаем систему условных уравнений, позволяющих найти  $B_c$  и  $\gamma_c$ . Этот вариант предпочтительнее при использовании пар звезд из общего звездного поля.

Определение  $B_c$  по уравнениям (20) и (21) значительно упрощается, если численное значение  $\gamma_c^{(s)}$  уже известно, как, например, для фотометрической системы ( $B - V$ ), а следовательно, известно и

$$\gamma_c = B_c \gamma_c^{(s)} \approx \gamma_c^{(s)}.$$

Методика определения коэффициента  $B_m$  и цветового коэффициента  $\gamma$  та же, что и изложенная для определения  $B_c$  и  $\gamma_c$ . Как легко видеть, в этом случае вместо (18) будем иметь

$$\begin{aligned} (X_1 - X_2) A_m + [C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_1, t) X_2] B_m + X_1 X_2 \Delta C_0^{(s)} \gamma^{(s)} - \\ - (\Delta \alpha_c + \Delta C_0^{(s)} \gamma_c^{(s)}) B_m X_1 X_2 = [m_{02}^{(s)} - m_2(z_2, t_2)] X_1 - \\ - [m_{01}^{(s)} - m_1(z_1, t_1)] X_2 - \Delta \alpha X_1 X_2, \end{aligned} \quad (22)$$

а вместо (20), пренебрегая членом  $(\Delta \alpha_c + \Delta C_0^{(s)} \gamma_c^{(s)}) B_m X_1 X_2$ , не превышающим ввиду малости  $B_m$ ,  $\Delta \alpha_c$ , и  $\gamma_c^{(s)}$   $0^m 01$ , при  $X_1 = X_2 = X$  имеем

$$B_m + \frac{\Delta C_0^{(s)}}{\Delta C} X \gamma^{(s)} = \frac{1}{\Delta C} \{ [m_{02}^{(s)} - m_2(z_2, t_2)] - [m_{01}^{(s)} - m_1(z_1, t_1)] - \Delta \alpha X \}. \quad (23)$$

Наконец, вместо (21) при предположении  $t_1 = t_2 = t$  получаем уравнение

$$B_m + \frac{X_1 X_2 \Delta C_0^{(s)}}{C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_1, t) X_2} \gamma^{(s)} = \frac{L_m - A_m \Delta X}{C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_1, t) X_2}, \quad (24)$$

решаемое, как и (21), с приближенным значением  $A_m'$ .

Здесь, как и при определении коэффициентов уравнений (1) — (4) значения  $B_c$ ,  $B_m$ ,  $\gamma_c$  и  $\gamma$  находятся из одновременных наблюдений одних и тех же звезд.

#### Учет экстинкции по наблюдениям звезд сравнения

В хорошие ночи, а также при достаточно близко расположенных переменной и звезды сравнения (ввиду малости  $\Delta X$ ) можно пользоваться средними значениями факторов экстинкции. Это очень упрощает пользование формулами (16) и (17).

В случаях, когда звезда сравнения находится на сравнительно большом расстоянии от переменной или наблюдения ведется в относительно неблагоприятных атмосферных условиях, возникает необходимость использовать в уравнениях (16) и (17) не средние, а мгновенные значения факторов экстинкции  $\alpha_c(t, C_{0a})$  и  $\alpha(t, C_{0a})$ . Лучше всего определять их с помощью звезды сравнения:

$$\alpha_c(t, C_{0a}) = \frac{C_a(z_a, t) - C_{0a}}{X_a}, \quad \alpha(t, C_{0a}) = \frac{m_a'(z_a, t) - m_{0a}}{X_a}. \quad (25)$$

Для этого необходимо знать внеатмосферные значения цвета и блеска звезды сравнения в инструментальной системе  $C_{0a}$  и  $m_{0a}$  соответственно. Если они известны в стандартной системе ( $C_{0a}^{(s)}$  и  $m_{0a}^{(s)}$ ), то  $C_{0a}$  и  $m_{0a}$  находятся по формулам (1) и (2), коэффициенты которых определяются согласно рассмотренной методике. Если же  $C_{0a}^{(s)}$  и  $m_{0a}^{(s)}$  неизвестны, их можно найти, отнаблюдав разность цвета и блеска звезды сравнения с некоторой близкой звездой с известными характеристиками  $C_{0*}^{(s)}$  и  $m_{0*}^{(s)}$  в стандартной системе, применив для определения внеатмосферных разностей  $C_{0a}^{(s)} - C_{0*}^{(s)}$  и  $m_{0a}^{(s)} - m_{0*}^{(s)}$  формулы (16) и (17), заменяя в них индексы  $v$  и  $a$  на  $a$  и  $*$ . Определение значений блеска и цвета звезды сравнения в стандартной системе решает и задачу получения кривых изменения блеска и цвета переменной звезды в этой системе, поскольку, согласно (15) и (16),

$$C_{0v}^{(s)} = C_{0a}^{(s)} + \Delta C_0^{(s)}; \quad m_{0v}^{(s)} = m_{0a}^{(s)} + \Delta m_0^{(s)}.$$

**Оценка точности определения цветовой экстинкции  
при использовании каталожных значений  $B - V$**

Чтобы проиллюстрировать рассмотренную выше методику на конкретном примере, мы поставили задачу оценки точности определения экстинкции с помощью данных стандартного каталога и, в частности, цветовой экстинкции по звездам с известными показателями цвета  $B - V$ . Для этого необходимо определить коэффициенты  $a_c$  и  $b_c$  формулы (1), а также  $\gamma_c$ .

Сначала было выполнено графически определение приближенного значения коэффициента  $a_c$  согласно уравнению (11), используя одновременные наблюдения пар звезд близкого цвета, различного для различных пар. Затем с помощью соотношения

$$b_c + \frac{[(B - V)_2 - (B - V)_1] X_1 X_2}{[(B - V)_2 X_1 - (B - V)_1 X_2]} \gamma_c = \frac{C_2(z_2, t) X_1 - C_1(z_2, t) X_2 - a(X_1 - X_2)}{[(B - V)_2 X_1 - (B - V)_1 X_2]} \quad (26)$$

(являющегося аналогом (21)) находились  $b_c$  и  $\gamma_c^{(s)}$ , с использованием одновременных наблюдений звезд разных цветов на близких воздушных массах. Уточненные значения  $a_c$  находятся затем путем решения (11) с известным  $b_c$ .

В нашем распоряжении имелся наблюдательный материал, полученный в свое время на 20-см рефлекторе Крымской обсерватории с помощью сурьмяно-цезиевых ФЭУ и светофильтров, достаточно близко воспроизводивших фотометрическую систему  $B, V$ .

Список использованных пар звезд близкого цвета приведен в табл. 1, пары звезд различных цветов перечислены в табл. 2. Наблюдения пар обоих родов выполнялись в соответствии с рассмотренной выше методикой.

Т а б л и ц а 1

| Но-<br>мер<br>пары | BS   | Название<br>звезды | Спектр | V                 | (B - V)           | (B - V) <sub>R</sub> | C <sub>0</sub>                           |   |
|--------------------|------|--------------------|--------|-------------------|-------------------|----------------------|--|---|
|                    |      |                    |        |                   |                   |                      | Период I                                 | Период II                               |
| 1                  | 660  | δ Tri              | G0 V   | 4 <sup>m</sup> 87 | 0 <sup>m</sup> 61 | 0 <sup>m</sup> 61    | -0 <sup>m</sup> 161 ± 0 <sup>m</sup> 013 | 0 <sup>m</sup> 063 ± 0 <sup>m</sup> 003 |
|                    | 913  | —                  | F8     | 6,49              | 0,60              | 0,61                 | — —                                      | 0,086 ± 0,007                           |
| 2                  | 660  | δ Tri              | G0 V   | 4,87              | 0,61              | 0,61                 | -0,161 ± 0,013                           | 0,063 ± 0,003                           |
|                    | 6573 | 26 Dra             | G1 V   | 5,23              | 0,61              | 0,61                 | -0,187 ± 0,002                           | 0,102 ± 0,005                           |
| 3                  | 660  | δ Tri              | G0 V   | 4,87              | 0,61              | 0,61                 | -0,161 ± 0,013                           | 0,063 ± 0,003                           |
|                    | 8905 | 68 Peg             | F8 IV  | 4,41              | 0,61              | 0,59                 | -0,196 ± 0,002                           | 0,063 ± 0,005                           |
| 4                  | 913  | —                  | F8     | 6,49              | 0,60              | 0,61                 | — —                                      | 0,086 ± 0,007                           |
|                    | 8905 | 68 Peg             | F8 IV  | 4,41              | 0,61              | 0,59                 | -0,196 ± 0,002                           | 0,063 ± 0,005                           |
| 5                  | 1242 | —                  | F0 II  | 5,08              | 0,50              | 0,48                 | — —                                      | -0,046 ± 0,003                          |
|                    | 1249 | —                  | F6 V   | 5,38              | 0,50              | 0,52                 | — —                                      | 0,001 ± 0,008                           |
| 6                  | 1242 | —                  | F0 II  | 5,08              | 0,50              | 0,48                 | — —                                      | -0,046 ± 0,003                          |
|                    | 8665 | ξ Peg              | F7 V   | 4,19              | 0,50              | 0,50                 | — —                                      | -0,030 ± 0,008                          |
| 7                  | 5185 | τ Boo              | F7 V   | 4,49              | 0,48              | 0,50                 | -0,284 —                                 | — —                                     |
|                    | 7061 | 110 Her            | F6 V   | 4,19              | 0,46              | 0,45                 | -0,334 —                                 | — —                                     |
| 8                  | 5235 | η Boo              | G0 IV  | 2,68              | 0,58              | 0,59                 | -0,194 ± 0,008                           | — —                                     |
|                    | 7387 | ν Aql              | F2 Ib  | 4,67              | 0,60              | 0,60                 | -0,185 ± 0,008                           | 0,084 ± 0,006                           |
| 9                  | 5447 | σ Boo              | F2 V   | 4,46              | 0,36              | 0,41                 | -0,395 ± 0,011                           | -0,105 ± 0,007                          |
|                    | 7469 | θ Cyg              | F4 V   | 4,47              | 0,39              | 0,39                 | -0,395 ± 0,005                           | -0,141 ± 0,008                          |
| 10                 | 7387 | ν Aql              | F2 Ib  | 4,67              | 0,60              | 0,60                 | -0,185 ± 0,008                           | 0,084 ± 0,006                           |
|                    | 8905 | 68 Peg             | F8 IV  | 4,41              | 0,61              | 0,59                 | -0,196 ± 0,002                           | 0,063 ± 0,005                           |

Таблица 2

| Но-<br>мер<br>пары | BS   | Название<br>звезды | Спектр    | V                 | (B - V)           | (B - V) <sub>K</sub> | C <sub>0</sub>                          |   |
|--------------------|------|--------------------|-----------|-------------------|-------------------|----------------------|---|---|
|                    |      |                    |           |                   |                   |                      | Период I                                | Период II                               |
| 1                  | 316  | —                  | K2 III    | 6 <sup>m</sup> 43 | 1 <sup>m</sup> 18 | 1 <sup>m</sup> 19    | 0 <sup>m</sup> 386 ± 0 <sup>m</sup> 002 | 0 <sup>m</sup> 675 ± 0 <sup>m</sup> 005 |
|                    | 326  | —                  | B8        | 5,68              | -0,01             | -0,03                | -0,809 ± 0,003                          | -0,552 ± 0,003                          |
| 2                  | 414  | 94 Psc             | gK1       | 5,53              | 1,12              | 1,12                 | 0,280 —                                 | 0,600 ± 0,006                           |
|                    | 432  | 97 Psc             | A4 III    | 5,93              | 0,14              | 0,12                 | -0,645 ± 0,009                          | -0,401 ± 0,005                          |
| 3                  | 432  | 97 Psc             | A4 III    | 5,93              | 0,14              | 0,12                 | -0,645 ± 0,009                          | -0,401 ± 0,005                          |
|                    | 493  | 107 Psc            | K1 V      | 5,24              | 0,84              | 0,82                 | 0,032 ± 0,004                           | 0,308 ± 0,006                           |
| 4                  | 5201 | 6 Boo              | K4 III    | 4,94              | 1,41              | 1,39                 | 0,591 ± 0,004                           | — —                                     |
|                    | 5255 | 10 Boo             | A0 V      | 5,66              | -0,04             | -0,01                | -0,786 ± 0,007                          | — —                                     |
| 5                  | 1060 | —                  | G5        | 5,99              | 1,02              | 1,01                 | — —                                     | 0,489 ± 0,008                           |
|                    | 1070 | 17 Eri             | B8 V      | 4,73              | -0,09             | -0,09                | — —                                     | -0,628 ± 0,011                          |
| 6                  | 6337 | —                  | M3 III    | 4,98              | 1,60              | 1,62                 | 0,821 ± 0,008                           | 1,112 ± 0,009                           |
|                    | 6341 | —                  | A1 V      | 5,72              | 0,00              | 0,00                 | -0,780 ± 0,004                          | -0,525 ± 0,006                          |
| 7                  | 6341 | —                  | A1 V      | 5,72              | 0,00              | 0,00                 | -0,780 ± 0,004                          | -0,525 ± 0,006                          |
|                    | 6342 | —                  | K1 III    | 6,09              | 1,02              | 1,06                 | 0,256 ± 0,006                           | 0,560 ± 0,007                           |
| 8                  | 7385 | 4 Vul              | K0 III    | 5,19              | 0,97              | 1,00                 | 0,209 ± 0,003                           | 0,473 ± 0,004                           |
|                    | 7390 | 5 Vul              | A0 V      | 5,63              | -0,05             | -0,02                | -0,797 ± 0,004                          | -0,553 ± 0,006                          |
| 9                  | 7386 | —                  | F6 V      | 6,19              | 0,52              | 0,50                 | -0,297 ± 0,006                          | -0,019 ± 0,009                          |
|                    | 7405 | α Vul              | M0 III    | 4,45              | 1,50              | 1,51                 | 0,709 ± 0,005                           | 1,004 ± 0,008                           |
| 10                 | 7391 | —                  | gM0       | 5,83              | 1,54              | 1,55                 | 0,756 ± 0,005                           | 1,031 ± 0,007                           |
|                    | 7409 | 7 Vul              | A0        | 6,34              | -0,11             | -0,11                | -0,879 ± 0,003                          | -0,646 ± 0,009                          |
| 11                 | 7664 | 14 Sge             | B8 II—III | 5,50              | -0,13             | -0,11                | — —                                     | -0,644 ± 0,005                          |
|                    | 7672 | 15 Sge             | gG1       | 5,80              | 0,61              | 0,59                 | — —                                     | 0,065 ± 0,004                           |
| 12                 | 7711 | 18 Vul             | A3 III    | 5,53              | 0,08              | 0,07                 | -0,708 ± 0,004                          | -0,464 ± 0,005                          |
|                    | 7718 | 19 Vul             | K3 II—III | 5,49              | 1,41              | 1,42                 | 0,625 ± 0,003                           | 0,908 ± 0,009                           |
| 13                 | 7718 | 19 Vul             | K3 II—III | 5,49              | 1,41              | 1,42                 | — —                                     | 0,908 ± 0,009                           |
|                    | 7719 | 20 Vul             | B7 V      | 5,92              | -0,11             | -0,12                | -0,894 ± 0,005                          | -0,651 ± 0,008                          |
| 14                 | 7883 | 5 Del              | A2 V      | 4,42              | 0,04              | 0,05                 | — —                                     | -0,481 ± 0,006                          |
|                    | 7896 | 7 Del              | G5 IV     | 5,02              | 0,74              | 0,68                 | — —                                     | 0,161 ± 0,008                           |
| 15                 | 8795 | 55 Peg             | M2 III    | 4,51              | 1,58              | 1,56                 | 0,760 ± 0,005                           | 1,050 ± 0,010                           |
|                    | 8821 | 58 Peg             | B         | 5,39              | -0,08             | -0,09                | -0,848 ± 0,003                          | -0,635 ± 0,018                          |
| 16                 | 8987 | —                  | K4 III    | 5,26              | 1,35              | 1,34                 | 0,535 ± 0,008                           | 0,832 ± 0,009                           |
|                    | 8988 | ω <sup>2</sup> Aqr | B9,5 V    | 4,51              | -0,04             | -0,02                | -0,789 ± 0,005                          | -0,566 ± 0,006                          |

Кроме того, методом контрольных звезд [6] определены внеатмосферные инструментальные цвета всех звезд, входивших в указанные выше пары. В качестве экстинкционных звезд были использованы звезды различного цвета 38 Peg (B9 V) и 68 Peg (F8 IV).

Наблюдения выполнялись в течение двух периодов: первый (I) — в августе и второй (II) — в сентябре-октябре 1969 г. с разными ФЭУ, что давало различные инструментальные системы. Данные об обоих периодах приведены в первых четырех колонках табл. 3, где указаны периоды, даты наблюдений и число использованных условных уравнений (11) и (26).

Таблица 3

| Период | Дата, 1969 г.             | Число уравнений (11) | Число уравнений (26) | $a_c$              | $b_c$             | $\gamma_c^{(s)}$   |
|--------|---------------------------|----------------------|----------------------|--------------------|-------------------|--------------------|
| I      | 21.VIII                   | 25                   | 8                    | $-0,846 \pm 0,014$ | $1,020 \pm 0,013$ | $-0,037 \pm 0,007$ |
|        | 22.VIII                   | 5                    | —                    | —                  | $0,966 \pm 0,014$ | $-0,013 \pm 0,007$ |
|        | 25.VIII                   | 23                   | 7                    | $-0,817 \pm 0,014$ | $0,999 \pm 0,010$ | $-0,015 \pm 0,007$ |
|        | 26.VIII                   | 14                   | 5                    | $-0,790 \pm 0,019$ | $0,971 \pm 0,022$ | $-0,004 \pm 0,013$ |
|        | 27.VIII                   | 38                   | —                    | —                  | $1,002 \pm 0,014$ | $-0,020 \pm 0,009$ |
|        | 28.VIII                   | 12                   | —                    | —                  | $1,007 \pm 0,009$ | $-0,020 \pm 0,006$ |
|        | По всем ночам             | 117                  | 20                   | $-0,823 \pm 0,008$ | $1,005 \pm 0,007$ | $-0,022 \pm 0,004$ |
|        | Методом контрольных звезд | —                    | —                    | $-0,775 \pm 0,007$ | $0,982 \pm 0,005$ | $-0,016 \pm 0,003$ |
| II     | 27.IX                     | 11                   | —                    | —                  | $0,986 \pm 0,019$ | $0,003 \pm 0,012$  |
|        | 29.IX                     | 42                   | —                    | —                  | $1,015 \pm 0,010$ | $-0,016 \pm 0,005$ |
|        | 30.IX                     | 16                   | 10                   | $-0,575 \pm 0,025$ | $1,034 \pm 0,037$ | $-0,032 \pm 0,022$ |
|        | 07.X                      | 14                   | 9                    | $-0,555 \pm 0,026$ | $1,014 \pm 0,037$ | $-0,028 \pm 0,019$ |
|        | 08.X                      | 4                    | 14                   | $-0,555 \pm 0,046$ | $0,993 \pm 0,070$ | $-0,006 \pm 0,034$ |
|        | 09.X                      | 5                    | 8                    | $-0,555 \pm 0,044$ | $1,019 \pm 0,064$ | $-0,028 \pm 0,030$ |
|        | По всем ночам             | 92                   | 41                   | $-0,561 \pm 0,011$ | $1,010 \pm 0,006$ | $-0,016 \pm 0,003$ |
|        | Методом контрольных звезд | —                    | —                    | $-0,533 \pm 0,007$ | $1,016 \pm 0,005$ | $-0,021 \pm 0,004$ |

Полученные в результате построения инструментальной цветовой системы методом контрольных звезд цвета  $C_0$  даны с их средними ошибками для обоих периодов в восьмых и девятой колонках табл. 1 и 2.

Сопоставляя значения  $C_0$  с известными значениями  $B - V$ , взятыми из каталогов [7—9], были получены коэффициенты  $a_c$  и  $b_c$  для каждого периода в целом. Эти данные также приведены в табл. 3. Средние значения  $\gamma_c$  получились равными  $-0,016 \pm 0,003$  для первого периода и  $-0,021 \pm 0,004$  — для второго. Напомним, что для системы  $B - V$  принимается  $\gamma_c^{(s)} = -0,02$ .

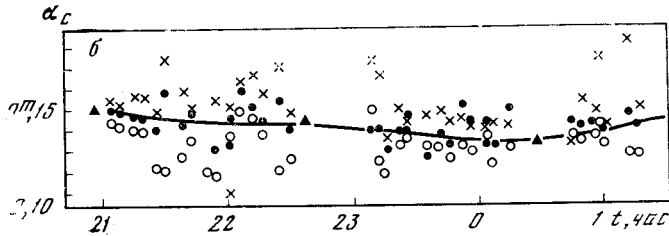
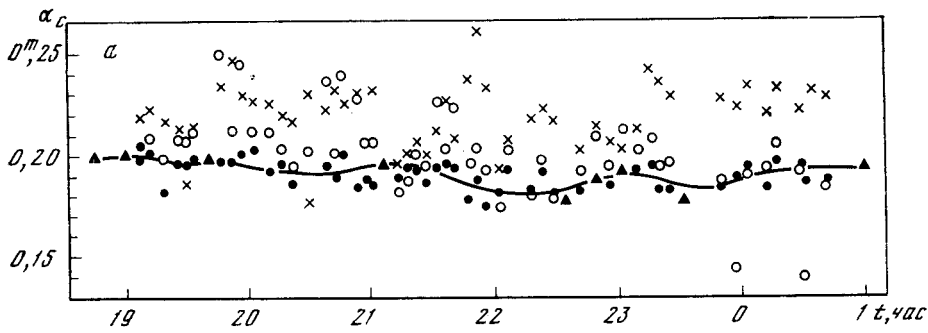
Найденные значения коэффициентов  $a_c$  и  $b_c$  позволили перевести инструментальные цвета  $C_0$  в систему  $B - V$ . Эти цвета  $(B - V)_k$ , осредненные по обоим периодам, приведены в колонках 7 табл. 1 и 2 с округлением до  $0^m01$ . Среднее квадратичное расхождение между  $(B - V)_k$  и  $B - V$  составляет  $\sim 0^m01$ .

Коэффициенты  $a_c$ , и  $b_c$  и  $\gamma_c^{(s)}$  определялись как для отдельных ночей, так и для каждого периода в целом, используя уравнения (11) и (26) и каталожные цвета  $(B - V)$ . Результаты приведены в 5, 6 и 7 колонках табл. 3. Из таблицы видно, что расхождение в значениях коэффициентов при определении их различными методами для  $a_c$  составляет  $0,03-0,04$ , а для  $b_c$  —  $0,01-0,02$ . Большое различие в значениях коэффициента  $a_c$ , особенно 21.VIII, вызвано, по-видимому, неточными значениями использованных цветов  $(B - V)$ . Для проверки возможного влияния ошибок каталожных значений  $(B - V)$  для ночей 21.VIII и 7.X определение коэффициентов  $a_c$  и  $b_c$  было заново проведено со значениями  $(B - V)_k$ , определенными нами выше. Это вполне обосновано, поскольку значения  $(B - V)_k$  были определены по всей совокупности наблюдений за данный период.

Вычисленные таким способом значения коэффициентов составляют:

| Дата, 1969 г. | $a_c$    | $b_c$   | $\gamma_c^{(s)}$ |
|---------------|----------|---------|------------------|
| 21.VIII       | $-0,795$ | $0,980$ | $-0,018$         |
| 7.X           | $-0,515$ | $1,023$ | $-0,025$         |





Определения цветовой экстинкции для ночи 24. VIII (а) и 7. X 1969 г. (б)

Сопоставляя эти значения с приведенными в табл. 3, видим, что коэффициенты для 24. VIII, так резко выделившиеся по сравнению со средними значениями, значительно улучшились.

Данные табл. 3 позволяют обратиться теперь к первоначально поставленной задаче — оценке точности определения экстинкции при использовании каталожных значений  $(B - V)$ , редуцированных к инструментальной системе цветов  $C_0$ .

Для 24. VIII и 7. X с помощью формулы

$$\alpha_c(t, C_0) = \alpha_c(t, C_{0*}) - \gamma_c(C_{0*} - C_0)$$

по всем наблюдениям этих ночей были вычислены значения факторов цветовой экстинкции, приведенные к цвету  $C_0$  экстинкционной звезды 68 Peg (рисунок). При этом были использованы следующие значения  $C_0$ :

1) определенные с помощью построения фундаментального каталога (колонки 8 и 9 табл. 1 и 2) — точки;

2) определенные из уравнения (1) со значениями  $(B - V)$ , взятыми из каталогов [7, 9] с коэффициентами  $a_c$ ,  $b_c$  и  $\gamma_c^{(s)}$ , полученными для данной ночи (колонки 5, 6 и 7 табл. 3) — крестики;

3) определенные, как и во втором случае, но с коэффициентами  $a_c$ ,  $b_c$  и  $\gamma_c$ , полученными с найденными значениями  $(B - V)_k$ , — кружки.

На рисунках нанесены и значения факторов экстинкции, полученные с помощью экстинкционной звезды в процессе построения инструментального каталога (треугольники). Сплошная линия проведена через точки и треугольники, наиболее близко соответствуя фактическому ходу экстинкции за ночь.

Рассмотрение рисунков показывает, как и следовало ожидать, влияние неточности каталожных значений, а также значительно меньшую точность определения фактора экстинкции по данным одной ночи — ошибка здесь доходит до 0,03. Но и эта точность является вполне достаточной при дифференциальных наблюдениях переменных звезд. Таким образом, использование звезды сравнения в качестве экстинкционной может повысить точность наблюдения переменных звезд, не требуя никаких текущих дополнительных наблюдений. Более сложно определение коэффициента  $\gamma_c$ , ко-

торый, как известно, может несколько меняться от ночи к ночи и в течение ночи. Из всего сказанного следует, что лучше подбирать более удаленные, но близкие по цвету звезды сравнения, чем близко расположенные, но с большой разницей в цвете.

В заключение следует отметить крайнюю необходимость определения возможно более точных значений величин и цветов ряда специально подобранных пар звезд в системе  $U, B, V$  для определения коэффициентов редуционных формул (1) — (4).

Авторы считают своим долгом поблагодарить Н. Н. Петрову и Г. Е. Лактионову за помощь в подготовке статьи.

Декабрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *P. Харди*. В сб. «Методы астрономии». Ред. В. Хилтнер. М., «Мир», 1967, с. 157.
2. *M. Jerzykiewicz*. Lowell Observ. Bull., 1966, N 137, 320.
3. *П. Ф. Чугайнов*. В сб. «Методы исследования переменных звезд» (ред. В. Б. Никонов). М., «Наука», 1971, с. 117.
4. *С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Е. Рыбка*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 69.
5. *H. L. Johnson*. Basic astronomical data. K. An. Strand (Ed.), 1963, p. 212.
6. *В. Б. Никонов*. Наст. том, с. 3.
7. *H. L. Johnson, R. J. Mitchell, B. Iriarte, W. Z. Wisniewski*. Comm. Lunar. Planet. Lab., 1966, N 63.
8. Catalogue of bright stars. D. Hoffleit (Ed.) 3rd ed. New Haven, 1964.
9. *M. Jerzykiewicz, K. Serkowski*. Publs Astron. Soc. Pacif., 1966, 78, N 465, 546.

## СВОДНЫЕ ДАННЫЕ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ, ПРИВЕДЕННЫЕ К СИСТЕМЕ ОКА — ШИЛДА

В. Б. Никонов, Г. А. Терез

Опубликованные рядом авторов данные о распределении энергии в спектрах 363 звезд O — F0, редуцированы к спектрофотометрической системе Ока — Шилда, основанной на абсолютной калибровке  $\alpha$  Лyr.

На основании этого материала получены для ряда дискретных значений длин волн в диапазоне 3300—7100 Å относительные распределения энергии, нормированные на длину волны  $\lambda_0 = 5556$  Å.

Оценены также внеатмосферные значения спектральной энергетической освещенности в  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Å}$  для длины волны  $\lambda_0 = 5556$  Å.

Оценка точности полученных данных для распределения энергии дает основание предпологать, что в ряде случаев их можно использовать для калибровки спектрофотометрических наблюдений.

A SUMMARY OF DATA ON ENERGY DISTRIBUTION IN THE SPECTRA OF EARLY TYPE STARS REDUCED TO THE OKE — SCHILD SYSTEM, by V. B. *Nikonov* and G. A. *Terez*. — The data on energy distribution in the spectra of 363 O — F0 stars published by many authors (Table 1) have been reduced to the Oke — Schild spectrophotometric system, using their recent calibration of  $\alpha$  Lyr.

On the base of this material, relative energy distribution normalized at the wave length  $\lambda_0 = 5556$  Å has been obtained for a sequence of wave lengths in the spectral range 3300—7100 Å. Absolute values of outatmospherical spectral energy fluxes in  $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{ сек Å}$  at  $\lambda_2 = 5556$  Å are also calculated. Estimates of accuracy obtained for the reduced values of energy distributions show that they could be used for calibration of spectrophotometric observations.

Для изучения распределения энергии в спектрах звезд, галактик, туманностей и других небесных объектов необходимо располагать равномерно перекрывающей все небо сетью спектрофотометрических стандартов — звезд с известным распределением энергии по спектру. Такая сеть должна быть создана в рамках единой спектрофотометрической системы, на основе методов фундаментальной астрофотометрии [1] и непосредственной абсолютной калибровки первичного звездного стандарта по основному лабораторному энергетическому стандарту — черному телу. Первичный звездный стандарт должен быть доступен для наблюдений как из северного, так и из южного полушарий.

В последнее время В. М. Терещенко и А. В. Харитоновым создана, применяя дифференциальный метод наблюдения, сеть спектрофотометрических стандартов для северного неба [2]. Некоторым недостатком этого весьма ценного и нужного исследования является, по нашему мнению, использование вторичных стандартов, не относящихся к единой спектрофотометрической системе; распределение энергии в спектрах этих стандартов бралось как среднее по данным разных авторов. Абсолютная энергетическая калибровка первичного звездного стандарта основывалась на

его привязке к центру Солнца, для которого принималось некоторое среднее значение по многим источникам. Такой способ калибровки является гораздо более сложным и многоступенчатым, чем непосредственная привязка звездного стандарта к лабораторным источникам.

В настоящее время имеется много других исследований, в которых определялось распределение энергии в спектрах звезд, расположенных в северном и южном полушариях. Но все они очень разнородны. Некоторые специально ставились для получения вторичных энергетических стандартов, давая фактическое распределение энергии в спектре. В других авторы

Т а б л и ц а 1

| Автор  | Спектральный диапазон наблюдений | Спектр. разделение, Å | Дискретные $\lambda$ или сканы | Характер наблюдений | Форма исходных данных | Система абсолютной калибровки | Число использованных звезд |
|--|----------------------------------|-----------------------|--------------------------------|---------------------|-----------------------|-------------------------------|----------------------------|
| J. Oke [4]                                   | 3390—5840                        | 50                    | Дискрет. $\lambda$             | Абс.                | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [4]              | 12                         |
| D. Hayes [5]                                 | 3200—10 870                      | 45к<br>30д            | Скан                           | Относит.<br>5556    | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [5]              | 11                         |
| C. Wolf, L. Kuhi, D. Hayes [6]               | 3200—7530                        | 48                    | »                              | То же               | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [5]              | 35                         |
| K. Bahner [7]                                | 3196—6404                        | 54                    | Дискрет. $\lambda$             | Относит.<br>4026    | $\lg E(\lambda)$      | $\alpha$ Lyr [4]              | 21                         |
| L. Aller, D. Faulkner, R. Norton [8]         | 3392—5868                        | 40                    | Скан                           | Относит.<br>4255    | $m(1/\lambda)$        | $\xi^2$ Cet [4]               | 26                         |
| A. Gutierrez-Moreno, H. Moreno, J. Stock [9] | 3100—6000                        | 60                    | »                              | Относит.<br>4200    | $m(\lambda)$          | $\xi$ Pup [8]                 | 164                        |
| R. Willstrop [10]                            | 4025—6500                        | 50                    | »                              | Абс.                | $E(\lambda)$          | Ряд звезд                     | 91                         |
| D. Stickland [11]                            | 3350—7782                        | 48к<br>64д            | »                              | Относит.<br>5560    | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [5]              | 9                          |
| R. Schild, D. Peterson, J. Oke [12]          | 3300—6050                        | 50к<br>100д           | »                              | Абс.                | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [3]              | 46                         |
| K. Kodaira [13]                              | 3290—7850                        | 25к<br>50д            | »                              | »                   | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [16]             | 27                         |
| J. Whiteoak [14]                             | 3448—10 500                      | 50к<br>75д            | »                              | Относит.<br>5556    | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [4]              | 34                         |
| R. Dickens, H. Penny [15]                    | 3509—7550                        | 40к<br>80д            | Дискрет. $\lambda$             | Абс.                | $m(1/\lambda)$        | $\alpha$ Lyr [3]              | 11                         |

интересовались эффективными температурами звезд, что требовало знания распределения энергии в непрерывном спектре. Измерения велись как в дискретных длинах волн, так и сканированием спектров. Распределение энергии у первичного стандарта, обычно  $\alpha$  Lyr, принималось различным. Различным было и представление окончательных результатов: абсолютным и относительным — нормированным к различным длинам волн. Значение спектральной энергетической освещенности давалось и в расчете на единичный интервал длин волн и на единичный интервал частот. Такая ситуация крайне затрудняет использование этого большого и весьма ценного наблюдательного материала.

В настоящей статье ставится задача составления сводки данных о распределении энергии в спектрах звезд на основании наблюдений, полученных с применением фотоэлектрического метода, и их редукации к единой спектрофотометрической системе.

Сведения об использованном материале приведены в табл. 1, в которой даны последовательно: авторы и номер ссылки; исследованный диапазон спектра; ширина спектрального интервала, в котором велись измерения

(буква «к» указывает, что интервал относится к коротковолновой части спектра, а «д» — к длинноволновой); характеристика наблюдений (дискретные  $\lambda$  или сканы); абсолютные или относительные наблюдения, а также длина волны, по которой нормировались относительные наблюдения; форма исходных данных:  $E(\lambda)$  — спектральная плотность энергетической освещенности вне атмосферы, рассчитанная на единичный интервал длин волн,  $F(1/\lambda)$  — то же, но в расчете на единичный интервал частот,  $m(\lambda) = -2,5 \lg E(\lambda)$  и  $m(1/\lambda) = -2,5 \lg F(1/\lambda)$ ; принятый первичный стандарт с соответствующей ссылкой; число использованных звезд.

Общий диапазон длин волн, охватываемый исследованиями приведенными в табл. 1, составляет 3100—10870 Å. Но большинство работ выполнялось в более узких диапазонах. Исходя из этого, сводка ограничена диапазоном от 3300 до 7100 Å.

Распределение энергии дается нами в относительной форме: как логарифмы спектральной энергетической освещенности вне атмосферы на единичный интервал длин волн  $E_N(\lambda)$ , нормированные по  $\lambda_0 = 5556 \text{ Å}$  ( $1/\lambda_0 = -1,800$ ):

$$\lg E_N(\lambda) = \lg E(\lambda) - \lg E(\lambda_0), \quad \lg E_N(\lambda_0) = 0. \quad (1)$$

Поэтому первым этапом подготовки сводки было приведение всего использованного материала к виду (1), которое элементарно и не требует пояснений.

Длины волн, для которых находились значения  $\lg E_N(\lambda)$  (см. табл. 4), те же, что у Ока и Шилда [3]. Они центрированы на участки непрерывного спектра для звезд ранних спектральных классов. Только вместо длин волн  $\lambda\lambda 4167$  и  $4255$  взята  $\lambda = 4200 \text{ Å}$ , которая лежит как раз посередине между линиями  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  и может считаться свободной от влияния этих линий для интервалов длин волн до  $50 \text{ Å}$ . Длина волны  $\lambda = 4036 \text{ Å}$  была сохранена, хотя для нее, как и для  $\lambda\lambda 4167$  и  $4255$ , может сказаться влияние соседних водородных линий. Это требует некоторой осторожности при использовании данных для  $\lambda 4036$ .

Выбранная последовательность длин волн заставила нас ограничить сводку звездами спектральных классов O — F0.

Следующий этап — приведение найденных значений  $\lg E_N(\lambda)$  к единой спектрофотометрической системе, которая определялась выбором первичного звездного энергетического стандарта.

В качестве такого стандарта было принято абсолютное распределение энергии в спектре  $\alpha$  Луг, определенное Оком и Шилдом путем непосредственной привязки звезды к нескольким моделям черного тела и калиброванному ламповому вторичному стандарту [3]. Единственным недостатком этой работы является упрощенный учет вертикальной и горизонтальной экстинкции, для которых принимались некоторые средние значения. Но, поскольку наблюдения велись на Паломарской обсерватории и только в наилучшие ночи, ошибки из-за недостаточно строгого учета экстинкции не должны быть сколько-нибудь значительными. Полученную таким путем спектрофотометрическую систему естественно назвать системой Ока — Шилда.

Данные Шилда, Петерсона и Ока, а также Диккенса и Шенни полученные в этой системе и никаких редукиций не требовали.

Данные Ока, Хайеса, Банера, Уайтока и Кодайра были редуцированы к системе Ока — Шилда через  $\alpha$  Луг, которая была первичным стандартом в работах перечисленных авторов, но для которой они принимали различные распределения энергии (см. табл. 1). Для этого в значения  $\lg E_N(\lambda)$  вводились поправки, учитывающие различия в принятом в данной работе  $\lg E_{N\alpha}(\lambda)$  для  $\alpha$  Луг и определенном Оком и Шилдом. К сожалению, изложенная процедура, как показал Стиклэнд [47], не исключает систематических ошибок, обусловленных инструментальными причинами, а также неидеальным учетом экстинкции. Отсюда следует, что точность данных

того или иного автора не может характеризоваться их внутренней точностью.

Аллер, Фолкнер и Нортон, а также Гутьеррез-Морено с соавторами, равно как и Уилстроп,  $\alpha$  Лур не наблюдали. Для первых двух исследований переход к системе Ока — Шилда осуществлен через вторичный стандарт  $\epsilon$  Ог1, надежно определенный в этой системе. В каталоге Уилстропа такого надежного вторичного стандарта не оказалось. Поэтому были использованы семь общих звезд ( $\gamma$  Peg,  $\beta$  Aql, 109 Vir,  $\alpha$  Oph, 58 Aql,  $\epsilon$  Aqr,  $\xi$  Aql), наблюдавшихся и Уилстропом и Оком, Шилдом и Петерсоном. Были взяты средние поправки, полученные по всем семи звездам.

Длины волн, для которых приводились исходные данные у различных авторов, не всегда соответствовали принятым для сводки. Необходимые интерполяции значений  $\lg E_{\gamma}(\lambda)$  выполнялись графически.

Приведенные к системе Ока — Шилда  $\lg E_{\gamma}(\lambda)$  необходимо осреднить для каждой звезды. Для этого требуется приписать определенные веса данным каждого из авторов. Казалось бы естественным определить эти веса, исходя из внутренних ошибок данной системы. Однако, как отмечалось выше, каждая система может содержать и систематические ошибки. Поэтому представлялось более целесообразным оценить веса данных различных авторов, исходя из сопоставления редуцированных к системе Ока — Шилда значений  $\lg E_{\gamma}(\lambda)$  с соответствующими данными работы Шилда, Петерсона и Ока для имеющихся общих звезд.

Для каждой общей звезды находились отклонения для длин волн  $\lambda\lambda 3400, 3600, 4036, 4460, 5000$  и  $5840 \text{ \AA}$ . Затем вычислялись средние квадратичные отклонения по всем длинам волн для каждой звезды ( $\delta$ ). Средние значения  $\delta$  по всем общим звездам ( $\bar{\delta}$ ), характеризующие внешнюю точность соответствующего исследования по отношению к системе Ока — Шилда, и служили основанием для установления веса. Вес данных Шилда, Петерсона и Ока был принят равным 1,0.

Т а б л и ц а 2

| Характеристика                                   | Автор  |           |              |          |                                  |  |  |            |               |
|--|--------|-----------|--------------|----------|----------------------------------|--|--|------------|---------------|
|  | J. Oke | K. Bahner | R. Willstrop | D. Hayes | C. Wolf,<br>L. Kuhl,<br>D. Hayes | L. Aller,<br>D. Faulkner,<br>R. Norton | A. Gutierrez-<br>Moreno,<br>H. Moreno,<br>J. Stock | K. Kodaira | D. Stieckland |
| Число звезд, общих с [12]                        | 8      | 12        | 7            | 7        | 11                               | 5                                      | 10   | 2          | 4             |
| Среднее квадратическое отклонение $\bar{\delta}$ | 0,004  | 0,009     | 0,010        | 0,012    | 0,015                            | 0,013                                  | 0,015  | 0,012      | 0,016         |
| Принятый вес $p_i$                               | 1,0    | 0,4       | 0,4          | 0,3      | 0,3                              | 0,3                                    | 0,3  | 0,3        | 0,2           |

В табл. 2 приведены для использованных работ: число общих звезд с Шилдом, Петерсоном и Оком; значения, характеризующие точность данного исследования и принятый для него вес  $p_i$ . В работах Диккенса и Пенни, а также Уайтока нет общих звезд с исследованными Шилдом, Петерсоном и Оком. Но, поскольку в первой работе наблюдения выполнены непосредственно в системе Ока — Шилда, мы сочли возможным приписать им вес 1,0. В работах Уайтока и Бапера есть лишь одна общая звезда. Наблюдениям Уайтока был дан вес 0,3.

На основании весов, приведенных в табл. 2 и принятых для работ Диккенса — Пенни и Уайтока, и были вычислены средние взвешенные значения  $\lg E_{\gamma}(\lambda)$  для каждой звезды. Нельзя не признать значительной степени неуверенности описанной выше процедуры выбора весов. Но как показал анализ получающихся средних взвешенных значений  $\lg E_{\gamma}(\lambda)$ , выбор той или иной системы весов весьма мало влияет на окончательное

среднее значение, что объясняется, по-видимому, достаточно хорошей сходимостью результатов различных исследований.

Практическое использование полученных средних данных для  $\lg E_N(\lambda)$  требует их абсолютизации — определения для каждой из звезд спектральной энергетической освещенности за пределами земной атмосферы  $E(\lambda)$  в  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Å}$ . Она определяется соотношением, согласно (1),

$$\lg E(\lambda) = \lg E_N(\lambda) + \lg E(\lambda_0). \quad (2)$$

Таким образом, необходимо знать значения  $\lg E(\lambda_0)$ , которые находятся из очевидного выражения

$$\lg E(\lambda_0) = \lg E_\alpha(\lambda_0) + 0,4 [m(\lambda_0) - m_\alpha(\lambda_0)], \quad (3)$$

где  $\lg E_\alpha(\lambda)$  и  $m_\alpha(\lambda)$  — соответствующие значения для первичного звездного энергетического стандарта ( $\alpha$  Lyr), а  $\lg E(\lambda_0)$  и  $m(\lambda_0)$  — для данной звезды.

Согласно принятой здесь калибровке Ока — Шилда,  $E_\alpha(\lambda_0) = 3,36 \times 10^{-12} \text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Å}$ . Монохроматические же разности блеска звезд в  $\lambda_0 = 5556 \text{Å}$ , к сожалению, известны лишь для очень небольшого числа звезд. В связи с этим покажем возможность определения  $\lg E(\lambda_0)$  на основании использования блеска звезд в фотометрической системе  $V$ . (Для  $\alpha$  Lyr  $V_\alpha = 0,03$ .)

Действительно, учитывая (2), находим следующее выражение для разности блеска  $\Delta V = (V - V_\alpha)$  данной звезды и  $\alpha$  Lyr:

$$\Delta V = -2,5 \lg \frac{\int V(\lambda) E(\lambda) d\lambda}{\int V(\lambda) E_\alpha(\lambda) d\lambda} = -2,5 \lg \frac{E(\lambda_0)}{E_\alpha(\lambda_0)} - 2,5 \lg \frac{\int V(\lambda) E_N(\lambda) d\lambda}{\int V(\lambda) E_{N\alpha}(\lambda) d\lambda}, \quad (4)$$

где  $V(\lambda)$  — кривая реакции фотометрической системы  $V$ .

Из выражения (3) немедленно находим искомое значение

$$\lg E(\lambda_0) = \lg E_\alpha(\lambda_0) - 0,4 \Delta V - \lg \frac{\int V(\lambda) E_N(\lambda) d\lambda}{\int V(\lambda) E_{N\alpha}(\lambda) d\lambda}. \quad (5)$$

Интегралы в (4) вычисляются по данным для  $V(\lambda)$ , приведенным в [17], а для  $E_N(\lambda)$  — взятым из статьи В. Страйжиса и З. Свидерскене [18], где даются значения  $E_N(\lambda)$  через каждые  $50 \text{Å}$  для звезд различных спектральных классов и светимостей. Для  $\lg E_{N\alpha}(\lambda)$  можно взять данные соответствующие звезде A0 V; значения блеска  $V$  — из [19], при отсутствии там нужной звезды — из BS [20] или другого надежного фотометрического каталога.

Поправочный член

$$A = - \lg \frac{\int V(\lambda) E_N(\lambda) d\lambda}{\int V(\lambda) E_{N\alpha}(\lambda) d\lambda} \quad (6)$$

для звезд ранних спектральных классов совсем незначителен. Его значения даны в табл. 3<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Отметим попутно, что аналогичным способом можно определить разность монохроматического блеска двух звезд  $\Delta m(\lambda_0)$  в любой длине волны  $\lambda_0$ . Для этого необходимо знать разность блеска этих звезд  $\Delta m_R$  в какой-либо широкополосной фотометрической системе с известной кривой реакции  $R(\lambda)$ , а также относительные распределения энергии  $E_N^{(1)}(\lambda)$  и  $E_N^{(2)}(\lambda)$  для обеих звезд, нормированные на данную длину волны  $\lambda_0$ . Сведения о распределении можно взять из [18] и [19], пересчитав их на нужные значения нормирующей длины волны. Располагая указанными данными и учитывая (4), имеем

$$\Delta m(\lambda_0) = -2,5 \lg \frac{E_N^{(1)}(\lambda_0)}{E_N^{(2)}(\lambda_0)} = \Delta m_R - 2,5 \lg \frac{\int R(\lambda) E_N^{(1)}(\lambda) d\lambda}{\int R(\lambda) E_N^{(2)}(\lambda) d\lambda}.$$

Таблица 3

| Спектр | Поправка $A$ для звезд |              | Спектр | Поправка $A$ для звезд |              |
|--------|------------------------|--------------|--------|------------------------|--------------|
|        | Светимости V—III       | Светимости I |        | Светимости V—III       | Светимости I |
| O5     | -0,023                 | -0,012       | B8     | -0,007                 | 0,000        |
| O7     | -0,020                 | -0,011       | A0     | 0,000                  | +0,001       |
| B0     | -0,016                 | -0,008       | A5     | +0,003                 | +0,003       |
| B3     | -0,012                 | -0,005       | A7     | +0,010                 | +0,010       |
| B5     | -0,010                 | -0,003       | F0     | +0,014                 | +0,014       |

Зная  $\lg E(\lambda_0)$  находим, согласно (2), и абсолютизированное значение  $\lg E(\lambda)$ .

Окончательные сводные данные, полученные для распределения энергии в спектрах звезд в системе Ока — Шилда, приведены в табл. 4, где даются: порядковый номер звезды; номер по BS [20]; номер по HD; название звезды; спектральный класс по [21] или по BS (если в скобках); блеск в системе  $V$  по [21] или по BS (если в скобках); средние взвешенные значения  $\lg E_N(\lambda)$  для принятых длин волн (в скобках даны среднеквадратичные ошибки  $\sigma(\lambda)$ ); вес  $p = \sum p_i$ ;  $\lg E(\lambda_0)$ ;  $E(\lambda_0)$  в  $10^{-12}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·Å; использованные источники.

Среднеквадратичные ошибки табличных значений  $\lg E_N(\lambda)$  определяются соотношением

$$\sigma(\lambda) = \sqrt{\frac{1}{p(n-1)} \sum_{i=1}^n p_i [\lg E_N^{(i)}(\lambda) - \lg E_N(\lambda)]^2}, \quad (7)$$

где  $\lg E_N^{(i)}(\lambda)$  — значения, полученные в различных исследованиях с весами  $p_i$  (согласно табл. 2), а  $n$  — число таких исследований, использованных при осреднении.

Точность данных об относительном распределении энергии в спектрах звезд, определяемых величинами  $\lg E_N(\lambda)$  и приведенных в табл. 4, может быть охарактеризована средними значениями  $\overline{\sigma_{p_j}(\lambda)}$ , полученными по всем звездам, наблюдавшимся в различных исследованиях и приведенными к единому значению веса  $p_i$ , согласно выражению

$$\overline{\sigma_j(\lambda)} = \sqrt{\frac{1}{p_j(n-1)} \sum_{i=1}^n p_i [\lg E_N^{(i)}(\lambda) - \lg E_N(\lambda)]^2} = \sqrt{\frac{p}{p_j}} \sigma(\lambda). \quad (8)$$

Для  $p_j$  нами было принято значение, равное единице.

Редуцированные к единичному весу средние значения  $\sigma_1(\lambda)$  для всех семнадцати длин волн приведены в табл. 5, в которой даны последовательно длина волны, число звезд, использованных при осреднении, среднее число независимых определений  $\lg E_N^{(i)}(\lambda)$  для каждой из этих звезд ( $n$ ); 4) средние значения  $\overline{\sigma_1(\lambda)}$ .

Точность величин  $\lg E_N(\lambda)$ , приведенных в табл. 4, в целом можно оценить, осреднив полученные значения  $\overline{\sigma_1(\lambda)}$  по всем длинам волн. Такое среднее значение  $\overline{\sigma_1}$  оказывается равным 0,005, что соответствует 0<sup>m</sup>,012 в шкале звездных величин. Отсюда следует, что средняя точность исследования, характеризуемого весом  $p_i$ , будет

$$\overline{\sigma_{p_i}} = 0,005 \frac{1}{\sqrt{p_i}}.$$

Точность значений  $\lg E_N(\lambda)$ , приведенных в табл. 4, можно считать достаточно удовлетворительной. Конечно, для отдельных звезд она может быть и существенно ниже. Так, например, звезды  $\eta$  УМа и  $\gamma$  Рег показали у Хайеса систематические расхождения с другими авторами. Это еще раз подтверждает приведенные выше соображения Стиклэнда.



Т а б л и ц а 5

| $\lambda, \text{Å}$ | Число звезд | $n$ | $\sigma_1(\lambda)$ | $\lambda, \text{Å}$ | Число звезд | $n$ | $\sigma_1(\lambda)$ |
|---------------------|-------------|-----|---------------------|---------------------|-------------|-----|---------------------|
| 3300                | 34          | 2   | 0,007               | 4780                | 75          | 3   | 0,004               |
| 3400                | 56          | 3   | 0,006               | 5000                | 75          | 3   | 0,003               |
| 3500                | 58          | 3   | 0,005               | 5263                | 75          | 3   | 0,002               |
| 3600                | 59          | 3   | 0,005               | 5840                | 73          | 3   | 0,004               |
| 3680                | 49          | 3   | 0,006               | 6050                | 35          | 2   | 0,004               |
| 4036                | 69          | 3   | 0,007               | 6370                | 21          | 2   | 0,007               |
| 4200                | 75          | 3   | 0,005               | 6800                | 9           | 2   | 0,004:              |
| 4460                | 75          | 3   | 0,004               | 7100                | 8           | 2   | 0,002:              |
| 4566                | 75          | 3   | 0,004               |                     |             |     |                     |

Что касается точности определения спектральной энергетической освещенности в длине волны  $\lambda_0 = 5556$  ( $E(\lambda_0)$ ), то она складывается из точности абсолютной калибровки  $\alpha$  Луг Оком — Шилдом, оцененной ими в  $\pm 2\%$ , и точности определения  $\Delta V$  по формуле (5), которая составляет около 3%.

Таким образом, можно считать, что точность определения абсолютных значений  $E(\lambda)$ , получаемых на основании данных табл. 4, будет порядка 7—8% для звезд с наименьшим весом  $p_i = 0,3$ , а для звезд с большими весами существенно выше. Это дает основание предполагать, что приведенные в таблице данные, особенно для звезд, наблюдавшихся несколькими авторами, можно успешно использовать для калибровки некоторых спектрофотометрических наблюдений.

Следует отметить, что в случае уточнения калибровки  $\alpha$  Луг, будет достаточно добавить во все значения  $\lg E_N(\lambda)$  табл. 4 поправки  $\Delta \lg E_N(\lambda) = \lg E_{N\alpha}^{(H)}(\lambda) - \lg E_{N\alpha}^{(C)}(\lambda)$ , равные разности между новыми и старыми значениями  $\lg E_{N\alpha}(\lambda)$  для  $\alpha$  Луг.

Будет необходимо также прибавить постоянную поправку  $\Delta \lg E_N(\lambda_0) = \lg E_{\alpha}^{(H)}(\lambda_0) - \lg E_{\alpha}^{(C)}(\lambda_0)$  и во все значения  $\lg E(\lambda_0)$ .

Авторы приносят глубокую благодарность А. А. Боярчуку за постоянный интерес к данной работе и неоднократное ее обсуждение и В. И. Угнич — за помощь в вычислениях.

Декабрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов. Наст. том, с. 3.
2. В. М. Терещенко, А. В. Харитонов. Исследование распределения энергии в спектрах 109 звезд в абсолютных единицах. Алма-Ата, «Наука», 1972.
3. J. B. Oke, R. Schild. *Astrophys. J.*, 1970, 161, 1015.
4. J. Oke. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 689.
5. D. Hayes. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 165.
6. C. Wolf, L. Kuhl, D. Hayes. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 871.
7. K. Bahner. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 1314.
8. L. Aller, D. Faulkner, R. Norion. *Astrophys. J.*, 1966, 144, 1073.
9. A. Gutierrez-Moreno, H. Moreno, J. Stock. *Publ. Dept. Astron. Univ. Chile*, 1968, N 8.
10. R. Willstrop. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 69, 3.
11. D. Stickland. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1971, 153, 501.
12. R. Schild, D. Peterson, J. Oke. *Astrophys. J.*, 1971, 166, 95.
13. K. Kodaira. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 931.
14. J. Whiteoak. *Astrophys. J.*, 1966, 144, 305.
15. R. Dickens, A. Penny. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1971, 153, 287.
16. D. Mihalas. *Astrophys. J.*, Suppl., 1966, 13, N 144.
17. D. Stickland. *Observatory*, 1970, 90, 978.
18. В. Страйжис, Э. Свидерскене. Бюл. Вильнюсской обс., 1972, № 35, 3.
19. Э. Свидерскене. Бюл. Вильнюсской обс., 1974, № 39, 26.
20. *Catalogue bright stars*. D. Hoffleit (Ed.). 3rd ed. New Haven, 1964.
21. H. L. Johnson, R. J. Mitchell, B. Iriarte, W. Z. Wisniewski. *Comm. Lunar Planet. Lab.*, 1966, N 63.

## МНОГОЦВЕТНАЯ ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

### I. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

И. П. Петров

Несколько звезд типа Т Тельца наблюдались в период с 1971 по 1973 г. на телевизионной установке Крымской обсерватории. Использовалась специальная семицветная фотометрическая система: пять фильтров для измерения распределения энергии в непрерывном спектре от 3650 до 7250 Å и два фильтра для измерения эквивалентных ширины  $H_{\beta}$  и  $H_{\alpha}$ .

Наблюдения показали, что по характеру переменности в непрерывном спектре наблюдавшиеся звезды Т Тельца можно разделить на три группы. Переменность звезд первой группы обусловлена, в основном, изменениями блеска в красных лучах (типичный пример — RY Tau). Вторая группа звезд обнаруживает одновременные активные изменения блеска во всех участках спектра. Амплитуда возрастает к фиолетовой части спектра, с уменьшением блеска  $W_{H_{\beta}}$  увеличивается (RW Aur). У звезд третьей группы амплитуда переменности существенно больше в ультрафиолетовой части спектра, чем в красной. С уменьшением блеска звезда краснеет,  $W_{H_{\beta}}$  увеличивается (DF Tau). Звезды третьей группы отличаются большими ультрафиолетовыми избытками и сильными эмиссионными линиями.

Звезды, отнесенные к разным группам по характеру переменности, различаются и по физическим характеристикам. Звезды первой группы имеют значительно большую фотометрическую светимость, чем звезды второй и третьей группы.

Расхождения между наблюдаемыми распределениями энергии переменных и их спектральными классами зависят от спектрального класса звезды. Этот эффект может быть вызван поглощением света в околозвездной оболочке.

MULTICOLOUR TV-PHOTOMETRY OF T TAU-STARS. I. METHODS OF OBSERVATIONS AND PRELIMINARY RESULTS, by *P. P. Petrov*. — Observations of several T Tau-stars had been made since 1971 to 1973 with a TV-technique at the Crimean Observatory. A special seven-colour photometric system had been used for measuring of distribution of energy within wavelength range from 3650 to 7250 Å and equivalent widths of  $H_{\beta}$  and  $H_{\alpha}$ .

The observations show three patterns of variability, which are typical for different groups of the stars. First type — the stars are variable basically due to changes in red part of the spectrum. Increase in brightness is accompanied by increase in red colour index (RY Tau is a typical example). Second type — large simultaneous changes in all wavelenghtes. Amplitudes of the variations are somewhat large in ultraviolet and blue.  $W_{H_{\beta}}$  seems to grow with decreasing brightness (RW Aur). Third type — amplitudes of variations are considerably large in ultraviolet and blue. The stars become redder and  $W_{H_{\beta}}$  appreciably

grows with decreasing brightness (DF Tau). The stars showing third type of variability have large ultraviolet excesses and strong emission lines.

It is shown that the groups of T Tau-stars, attributed to the different types of variability, have different locations in the H — R diagram. The stars of first group are considerably more luminous than the stars of second and third groups.

Discrepancies between spectral types and observed distributions of energy appear to be dependent from the spectral type. This effect can be caused by reddening in circumstellar envelopes.

Исследование звезд типа Т Тельца является одной из актуальных задач современной астрофизики. Среди многочисленной группы неправильных переменных звезды этого типа выделяются наиболее уверенно. Они имеют сложный спектр, состоящий из абсорбционного спектра звезды низкой светимости, завуалированного непрерывной эмиссией, и эмиссионного спектра, напоминающего спектр солнечной хромосферы. Обзоры современных наблюдательных данных содержатся в [1—3].

Применение новой астрономической техники в последние годы позволило значительно повысить информативность наблюдений. Наиболее существенными оказались наблюдения в далекой инфракрасной области. Были получены свидетельства в пользу существования пылевых оболочек вокруг многих Т Тау-звезд, что качественно согласуется с современными теоретическими расчетами эволюции звезд до главной последовательности. Молодость Т Тау-звезд сейчас уже не вызывает сомнений.

Однако природа этих звезд еще далеко не ясна. Основное их свойство — нестационарность излучения как в непрерывном спектре, так и в линиях. Чтобы понять механизм переменности, нужно выявить основные, качественные связи между изменениями спектральных и фотометрических характеристик. Это достаточно трудная задача, так как большинство Т Тау-звезд слабее двенадцатой звездной величины. Спектральные наблюдения требуют либо длительных экспозиций, нивелирующих быстрые изменения в спектре, либо использования крупных телескопов и высокочувствительных приемников света. Фотометрические измерения в общепринятой системе *UBV* искажаются влиянием на полосы *U* и *V* переменных ультрафиолетовых избытков излучения и сильных эмиссионных линий. Наиболее приемлемый способ — одновременные фотометрические и спектральные наблюдения, но это всегда сложно из-за организационных трудностей. Другой способ — использование узкополосной фотометрической системы для измерения потока не только в континууме, но и в наиболее ярких спектральных линиях, которые можно выделить интерференционными фильтрами.

Нами было предпринято исследование переменности нескольких звезд типа Т Тельца в специально выбранной фотометрической системе с использованием высокочувствительной телевизионной техники.

## 1. Фотометрическая система

Основная часть наблюдений выполнена на телевизионной установке Крымской обсерватории. Описание аппаратуры и исследование ее фотометрических свойств дано в [4].

На рис. 1 схематически изображены интенсивности эмиссионных линий в спектрах Т Тау-звезд по данным Джоя [5, 6] для звезд с максимальной эмиссией. На этом же рисунке нанесены кривые реакции использованной фотометрической системы с учетом спектральной чувствительности мультищелочного фотокатода и пропускания фильтров. Характеристики фильтров приведены в табл. 1. Фильтры *u*, *b*, *v*, *r*<sub>1</sub>, *r*<sub>2</sub> служили для измерения распределения энергии в непрерывном спектре. Вклад эмиссионных линий в эти полосы незначителен. Для измерения потоков в линиях H<sub>β</sub> и H<sub>α</sub> использовались пары фильтров: β и *b*, α и *r*<sub>1</sub>. При измере-

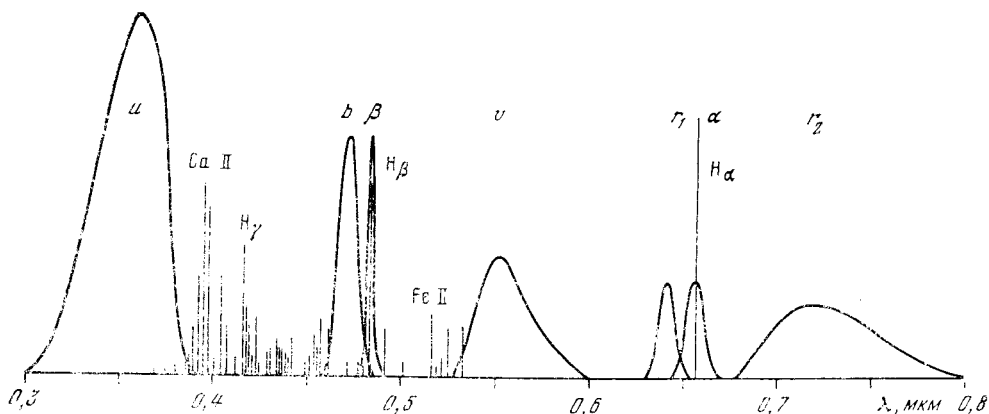


Рис. 1. Эмиссионный спектр звезд типа Т Тельца и кривые реакции инструментальной фотометрической системы

нии потока в линии  $H_{\beta}$  обычно применяют фильтры с широкой и узкой полосами пропускания, центрированными на  $\lambda_{H_{\beta}}$ .

При этом исключается влияние наклона непрерывного спектра в области  $H_{\beta}$  и уменьшается влияние соседних линий. В данном случае не удалось подобрать такие пары фильтров. Можно лишь отметить, что различия  $\lambda_{эфф}$  для наших фильтров невелики и учет наклона непрерывного спектра не составляет никаких трудностей, а вклад эмиссионных линий в полосы  $b$  и  $r_1$ , как указывалось выше, незначителен.

Т а б л и ц а 1

| Фильтр                     | Условное обозначение | $\lambda_{эфф}$ (Å) для звезд К0 V | $\Delta\lambda$ , Å | Максимальное пропускание $T$ , % |
|----------------------------|----------------------|------------------------------------|---------------------|----------------------------------|
| УФС2 (2 мм) + СЗС7 (3 мм)  | $u$                  | 3650                               | 300                 | 36                               |
| Интерференционный          | $b$                  | 4720                               | 100                 | 33                               |
| »                          | $\beta$              | 4860                               | 30                  | 33                               |
| ОС12 (3 мм) + СЗС18 (3 мм) | $v$                  | 5550                               | 300                 | 24                               |
| Интерференционный          | $r_1$                | 6420                               | 90                  | 27                               |
| »                          | $\alpha$             | 6560                               | 110                 | 27                               |
| КС19 (3 мм) + УФС1 (2 мм)  | $r_2$                | 7250                               | 500                 | 40                               |

## 2. Калибровка фотометрической системы

Калибровка фотометрической системы заключалась в следующем.

1. В данной системе наблюдались фотоэлектрически стандартные звезды с известными абсолютными распределениями энергии в спектрах.

2. Относительно стандартных звезд были измерены распределения энергии (так же фотоэлектрически) для нескольких звезд сравнения, которые использовались затем при наблюдении переменных.

3. Звезды с известными эквивалентными ширинами  $W_{H_{\beta}}$  и  $W_{H_{\alpha}}$  наблюдались в системе  $\beta\delta\alpha r_1$ . Получены соотношения между цветами ( $\beta - b$ ) и ( $\alpha - r_1$ ) и эквивалентными ширинами  $W_{H_{\beta}}$  и  $W_{H_{\alpha}}$ .

Фотоэлектрические наблюдения стандартных звезд и звезд сравнения проводились в августе и сентябре 1971 г. и в сентябре 1972 г. на телескопе АЗТ-8 в Симеизе. Фотометр АФМ-1 с фотоумножителем ФЭУ-79 был приспособлен для наблюдений с фильтрами диаметром 50 мм, так как использовались те же экземпляры фильтров, что и при телевизионных наблюде-

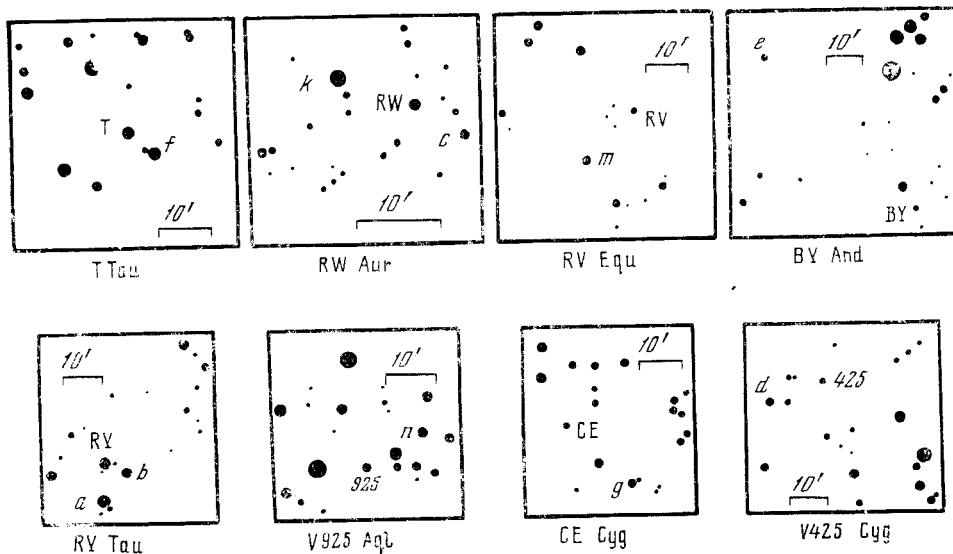


Рис. 2. Карты окрестностей переменных с обозначением звезд сравнения, для которых были измерены звездные величины в фотометрической системе  $ubvr_1r_2$  (север вверху)

ниях. Коэффициенты экстинкции определялись каждую ночь методом Буге. Изменения коэффициентов экстинкции в течение ночи не контролировались. Для каждой стандартной звезды и звезды сравнения было получено по несколько наблюдений с тем, чтобы точно определить средней величины в каждом фильтре была не хуже  $0^m03$  для стандартных звезд и  $0^m05$  для звезд сравнения.

На рис. 2 даны карты окрестностей переменных с обозначениями наблюдавшихся звезд сравнения. Звездные величины, полученные из наблюдений, приведены в табл. 2. Звездные величины в фильтре  $v$  были редуцированы к стандартным  $V$ , т. е.  $v = V$ . Набор величин  $u, b, v, r_1, r_2$  для каждой звезды характеризует абсолютное распределение энергии в эффективных длинах волн данной фотометрической системы.

Строго говоря, при переходе к телевизионным наблюдениям мы не получим точного воспроизведения цветовой системы  $ubvr_1r_2$ , так как возможное различие в спектральной чувствительности фотокатодов фотоумножителя и ЭОП приведет к смещению эффективных длин волн. Однако ошибки, возникающие при этом, существенно меньше ошибок телевизионных наблюдений.

Как указывалось выше, система фильтров  $\beta\beta\alpha r_1$  служила для измерения потоков в линиях  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Рассмотрим в общем виде задачу определения эквивалентной ширины спектральной линии по фотометрическим наблюдениям в узкополосных фильтрах.

Таблица 2

| Звезда сравнения | Область переменной | $u$     | $b$     | $v$     | $r_1$   | $r_2$   | Число наблюдений |
|------------------|--------------------|---------|---------|---------|---------|---------|------------------|
| $a$              | RY Tau             | $9^m96$ | $9^m01$ | $9^m01$ | $9^m11$ | $9^m29$ | 6                |
| $d$              | V425 Cyg           | 9,01    | 9,18    | 9,46    | 9,76    | 9,29    | 9                |
| $e$              | BY And             | 8,42    | 7,81    | 8,03    | 8,25    | 8,48    | 9                |
| $f$              | T Tau              | 8,50    | 8,00    | 8,25    | 8,35    | 8,50    | 2                |
| $g$              | CE Cyg             | 6,48    | 6,56    | 7,06    | 7,58    | 8,70    | 11               |
| $k$              | RW Aur             | 8,80    | 8,50    | 8,84    | 9,14    | 7,99    | 4                |
| $m$              | RV Equ             | 8,30    | 7,67    | 8,14    | 8,59    | 9,51    | 11               |
| $n$              | V925 Aql           | 9,48    | 8,98    | 9,46    | 9,91    | 8,98    | 9                |

Эквивалентная ширина линии с длиной волны  $\lambda_\alpha$  определяется по отношению потоков в фильтрах  $a$  и  $b$ , имеющих различное пропускание в  $\lambda_\alpha$ . Примем обозначения (рис. 3):  $F_\lambda$  — монохроматический поток от звезды в непрерывном спектре,  $I_\lambda$  — монохроматический поток от звезды с учетом линий (вне линии  $I_\lambda = F_\lambda$ ). Нормировка обеих функций  $F_{\lambda_\alpha} = 1$ . Спектральная чувствительность аппаратуры  $\varphi_\lambda^a = T_\lambda^a S_\lambda q_\lambda$ , где  $T_\lambda^a$  — пропускание фильтра,  $S_\lambda$  — спектральная чувствительность фотокатода,

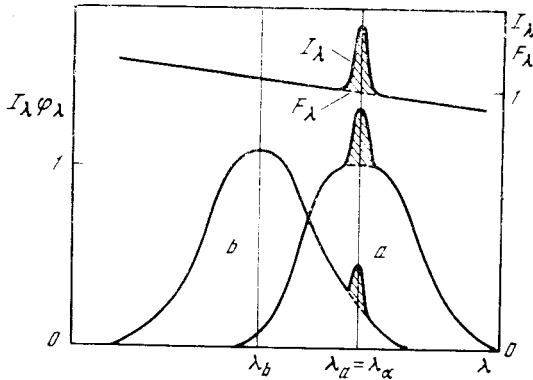


Рис. 3. Определение эквивалентной ширины спектральной линии по фотометрическим измерениям в узкополосных фильтрах (обозначения см. в тексте)

$q_\lambda$  — пропускание оптики телескопа,  $\varphi_\lambda^b$  — то же, для полосы  $b$ . Функции  $\varphi$  нормированы так, чтобы  $\varphi_{\lambda_\alpha}^a = 1$ .  $A$  и  $B$  — постоянные для данных фильтров величины:

$$A = \int_0^\infty \varphi_\lambda^a d\lambda, \quad B = \int_0^\infty \varphi_\lambda^b d\lambda.$$

Из наблюдений может быть получен внеатмосферный показатель цвета:

$$m_a - m_b = 2,5 \lg \frac{\int_0^\infty I_\lambda \varphi_\lambda^b d\lambda}{\int_0^\infty I_\lambda \varphi_\lambda^a d\lambda}.$$

Обозначим

$$\frac{\int_0^\infty I_\lambda \varphi_\lambda^b d\lambda}{\int_0^\infty I_\lambda \varphi_\lambda^a d\lambda} = R.$$

Если полосы  $a$  и  $b$  настолько узки, что  $F_\lambda$  в пределах полосы меняется линейно, то величину  $R$  можно представить в виде

$$R = \frac{F_{\lambda_b} B + s_b}{F_{\lambda_a} A + s_a}, \quad (1)$$

где  $s_a$  и  $s_b$  — дополнительные потоки в полосах  $a$  и  $b$ , даваемые спектральной линией (заштрихованные участки на рис. 3). По условию нормировки функций  $F_\lambda$ ,  $I_\lambda$  и  $\varphi_\lambda$  имеем

$$s_a = W_\alpha, \quad s_b = W_\alpha \varphi_{\lambda_\alpha}.$$

Эти равенства справедливы для узких линий, когда  $\varphi_\lambda$  в пределах линии меняется линейно. Выражение (1) запишем в виде:

$$R = \frac{F_{\lambda_b} B + \varphi_{\lambda_\alpha}^b W_\alpha}{A + W_\alpha} \quad \text{или} \quad W_\alpha = \frac{F_{\lambda_b} B - R A}{R - \varphi_{\lambda_\alpha}^b}. \quad (2)$$

Это и есть искомая зависимость между эквивалентной шириной линии  $W_\alpha$  и цветом  $(m_a - m_b) = 2,5 \lg R$ . Выражение (2) справедливо и для абсорбционных линий (отрицательные  $W_\alpha$ ).

Вычисленная таким образом зависимость может быть проверена по наблюдениям звезд с известными эквивалентными ширинами линий. Звезд с эмиссионными линиями постоянной интенсивности практически нет, поэтому можно воспользоваться стандартными звездами с абсорбционными

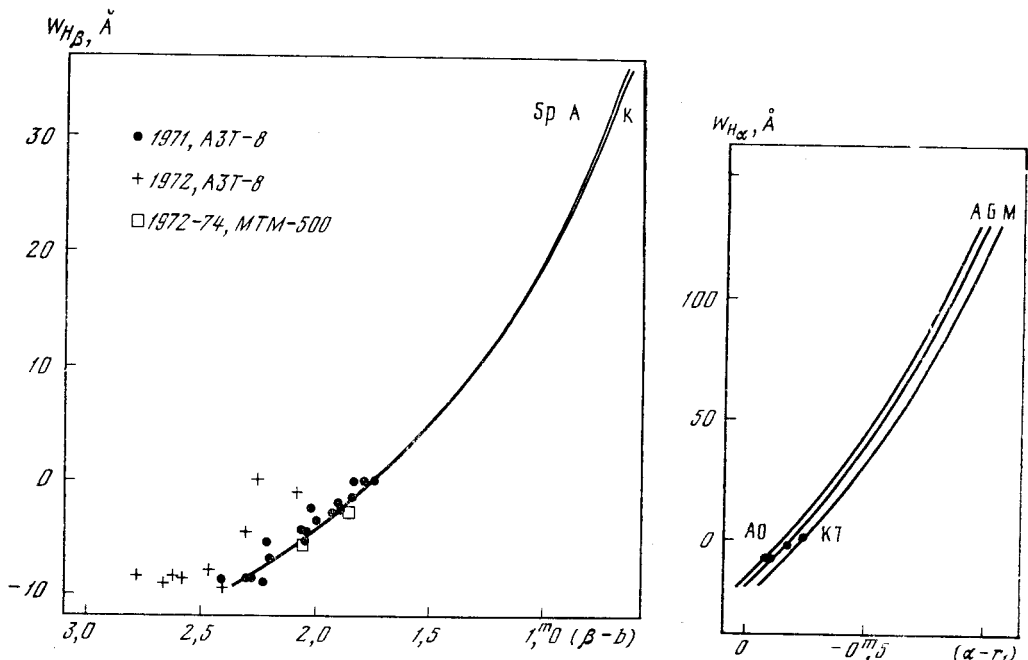
Т а б л и ц а 3

| Время наблюдения  | HD                  | Спектр | $W_{H\beta}, \text{ \AA}$ | $(\beta - b)$      | $W_{H\alpha}, \text{ \AA}$ | $(\alpha - r_1)$ |
|-------------------|---------------------|--------|---------------------------|--------------------|----------------------------|------------------|
| Август<br>1971 г. | 193322              | O8     | -2,5                      | 2 <sup>m</sup> ,02 | Нет наблюдений             |                  |
|                   | 195556              | B2 V   | -4,0                      | 2,06               |                            |                  |
|                   | 198183              | B5 V   | -5,5                      | 2,21               |                            |                  |
|                   | 199629              | A0 V   | -8,5                      | 2,30               |                            |                  |
|                   | 182487              | A0 V   | -8,5                      | 2,42               |                            |                  |
|                   | 188350              | A0 V   | -8,5                      | 2,30               |                            |                  |
|                   | 184006              | A5 V   | -9,0                      | 2,32               |                            |                  |
|                   | 219080              | F0 V   | -7,0                      | 2,20               |                            |                  |
|                   | 185395              | F4 V   | -5,5                      | 2,05               |                            |                  |
|                   | 215648              | F7 V   | -4,5                      | 2,05               |                            |                  |
|                   | 186408              | G2 V   | -3,5                      | 1,99               |                            |                  |
|                   | 186427              | G5 V   | -3,5                      | 1,93               |                            |                  |
|                   | 185144              | K0 V   | -2,0                      | 1,90               |                            |                  |
|                   | 201091              | K5 V   | 0                         | 1,83               |                            |                  |
|                   | 201092              | K7 V   | 0                         | 1,80               |                            |                  |
|                   | 198809              | G8 III | -2,5                      | 1,89               |                            |                  |
|                   | 192806              | K3 III | -1,5                      | 1,84               |                            |                  |
|                   | 204724              | M1 III | 0                         | 1,75               |                            |                  |
|                   | Сентябрь<br>1972 г. | 385    | B9                        | -8,0               | 2,47                       | -8,0             |
| 182487            |                     | A0 V   | -8,5                      | 2,62               | -8,3                       | -0,08            |
| 199629            |                     | A0 V   | -8,5                      | 2,88               | -8,3                       | -0,12            |
| 199629            |                     | A0 V   | -8,5                      | 2,79               | -8,3                       | -0,12            |
| 213558            |                     | A2 V   | -9,5                      | 2,68               | -9,5                       | -0,09            |
| 214994            |                     | A1 V   | -9,0                      | 2,66               | -9,5                       | -0,10            |
| 011443            |                     | F6 IV  | -4,5                      | 2,30               | -3,0                       | -0,18            |
| 201092            |                     | K7 V   | 0                         | 2,25               | 0                          | -0,24            |
| 200905            |                     | K5 I   | 0                         | 2,08               | 0                          | -0,24            |

линиями, так как существует зависимость между эквивалентными ширинами абсорбционных линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  и спектральным классом звезды (см., например, [7—9]). В табл. 3 дан список наблюдавшихся стандартных звезд и полученные значения  $(\beta - b)$  и  $(\alpha - r_1)$ . Результаты калибровки фильтров  $\beta$  и  $\alpha$  представлены на рис. 4 и 5. Положение вычисленных кривых достаточно хорошо согласуется с наблюдениями, за исключением наблюдений в фильтрах  $\beta$  и  $b$  в 1972 г. Смещение нуля-пункта зависимости могло быть вызвано, возможно, неточной установкой фильтра  $\beta$  в фотометре. Во время телевизионных наблюдений нуль-пункт зависимости  $(\beta - b) - W_{H\beta}$  был проверен по нескольким звездам скопления NGC 7380, спектральные классы которых определены по данным *UBV*-фотометрии [10].

### 3. Методика наблюдений переменных

В табл. 4 приведен полный список наблюдавшихся переменных. Звездные величины и спектральные классы даны согласно [11]. Первая часть таблицы содержит звезды, классифицированные в каталоге Хербига и



**Рис. 4.** Зависимость между цветом  $(\beta - b)$  и эквивалентной шириной  $W$  линии  $H_{\beta}$ . Кривые — вычисленные зависимости для двух спектральных классов, значки соответствуют наблюдениям стандартных звезд с известными  $W_{H\beta}$ . Эквивалентные ширины абсорбционных линий отрицательны.

**Рис. 5.** Зависимость между цветом  $(\alpha - r_1)$  и эквивалентной шириной  $W$  линии  $H_{\alpha}$ . Кривые — вычисленные зависимости для разных спектральных классов, точки соответствуют наблюдениям стандартных звезд с известными  $W_{H\alpha}$ .

Рао [12] как переменные типа Т Тельца. Кроме Т Тау-звезд в программу наблюдений были включены также пять неправильных переменных без эмиссионных линий. Звезды этого типа по фотометрическому поведению сходны со звездами Т Тельца [13]. Короткий ряд наблюдений этих звезд был проведен нами не для исследования переменности, а лишь для получения средних распределений энергии в их спектрах (см. раздел 9).

Наблюдения охватывают период с августа 1971 по апрель 1973 г. Общее количество наблюдательных ночей 60. В течение семи месяцев, с сентября 1972 г. по апрель 1973 г., наблюдения велись непрерывно, в каждую ясную ночь. Небольшая часть наблюдений выполнена с электрофотометром на телескопе AZT-8 (во время калибровки фотометрической системы). При этом переменные наблюдались относительно звезд сравнения, приведенных на рис. 2, по обычной схеме: звезда сравнения — переменная — звезда сравнения.

Начиная с октября 1972 г. наблюдения проводились на телевизионной установке на телескопе MTM-500 ( $D = 0,5 \text{ м}$ ;  $F = 6,5 \text{ м}$ ). Для увеличения проникающей способности в ультрафиолете мениск телескопа был заменен гиперболическим зеркалом. Использовалась «совмещенная система»: ЭОИ типа УМ-92 с мультищелочным фотокатодом и суперорбитрон ЛН-214 [14]. Фотометрическая калибровка телевизионных снимков звезд осуществлялась с помощью специального устройства, имитирующего на фотокатоду ЭОИ изображения звезд различной яркости [4]. Переменные и звезда сравнения фотографировались в одной и той же точке экрана, поэтому фотометрическая ошибка поля не учитывалась. Телевизионные снимки измерялись на микрофотометре G-2 с постоянными диафрагмами с диаметрами, соответствовавшими 5, 7 и 11 угловым секундам.



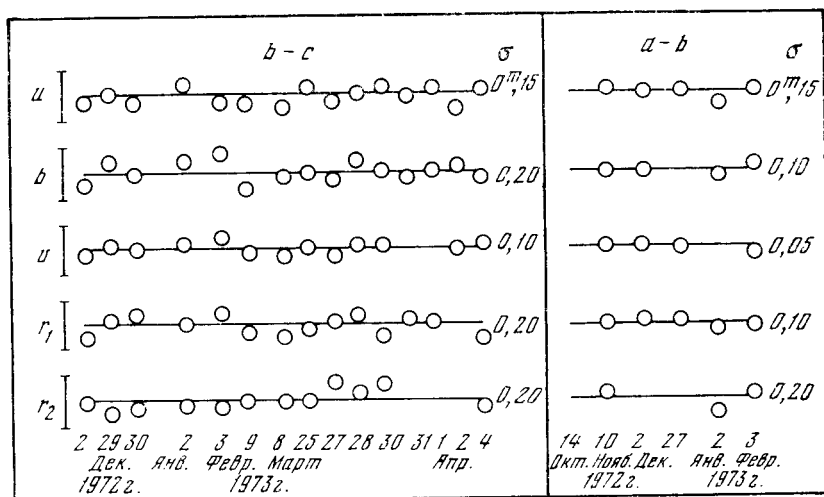
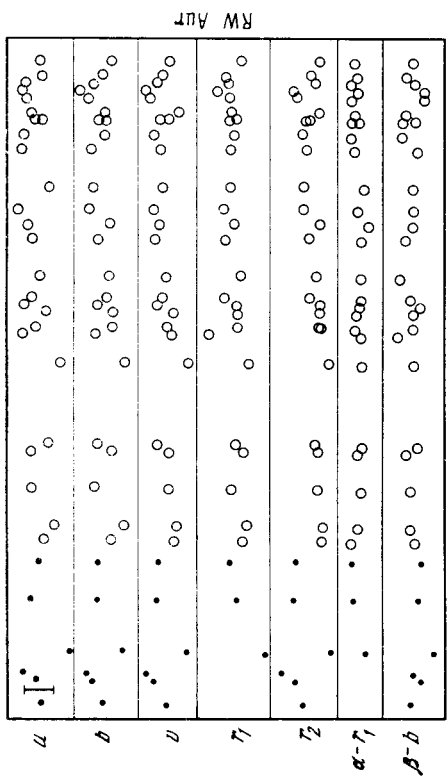
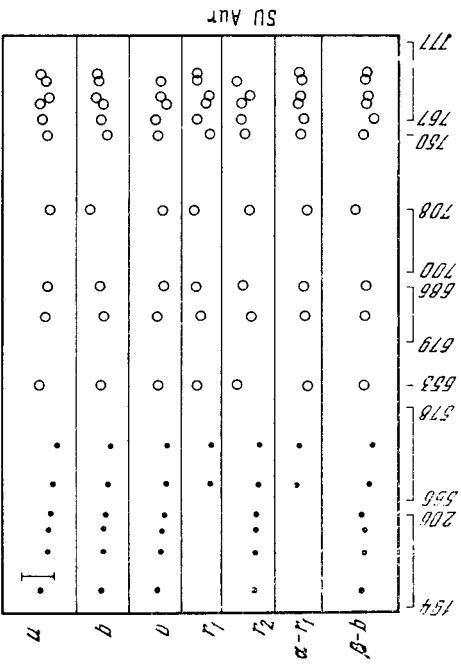
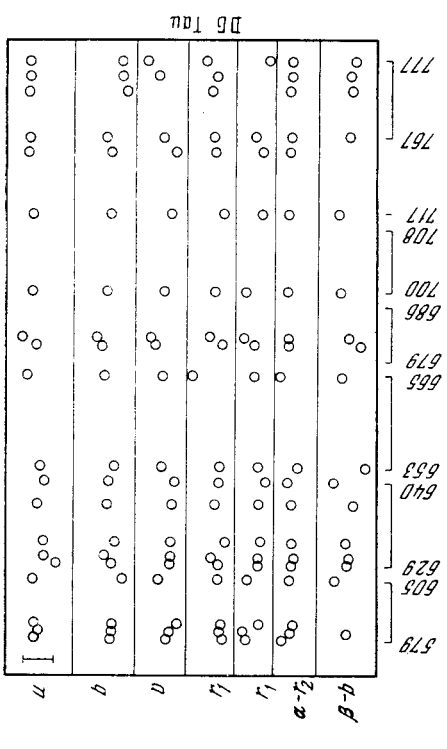
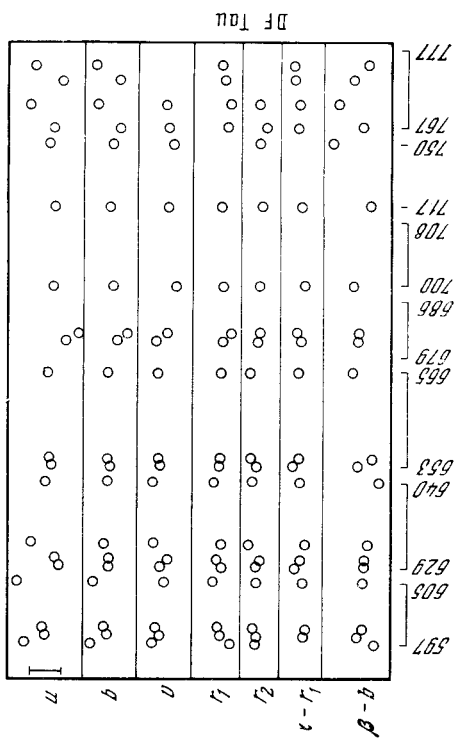


Рис. 6. Относительные наблюдения звезд сравнения  $a$ ,  $b$  и  $c$   
Вертикальным отрезком по оси ординат показана  $1^m$

При телевизионных наблюдениях использовались только две звезды сравнения: звезда  $b$  в окрестности RY Tau и звезда  $c$  в окрестности RW Aur (см. рис. 2). (Большинство звезд сравнения в табл. 2 слишком ярки для телевизионных наблюдений.) В течение ночи переменные в Тельце наблюдались поочередно относительно звезды сравнения  $b$ , затем переменные в Возничем относительно звезды  $c$ . Разность воздушных масс переменной и звезды сравнения в момент наблюдения была достаточно мала, чтобы не учитывать экстинкцию. Ряд наблюдений одной и той же звезды сравнения в течение ночи дает представление о качестве ночи и позволяет обнаружить резкие изменения прозрачности (цирусы, дымка и т. п.). Сравнение звезд

Т а б л и ц а 4

| Звезда   | Звездные величины |          | Спектр       | Тип  |
|----------|-------------------|----------|--------------|------|
|          | max               | min      |              |      |
| T Tau    | 9,6               | 13,5 vis | dG5e(T)      | InT  |
| RY Tau   | 9,3               | 12,3 pg  | dF8e—dG2e(T) | InT  |
| RW Aur   | 9,6               | 13,6 pg  | dG5e(T)      | IsT  |
| DG Tau   | 11,8              | 14,9 pg  | dGe(T)       | InT  |
| DF Tau   | 11,7              | 15,0 pg  | dM0e(T)      | InT  |
| BP Tau   | 10,7              | 13,0 pg  | dK5e(T)      | InT  |
| SU Aur   | 9,7               | 11,3 pg  | G2ne III     | Ins  |
| UY Aur   | 11,6              | 14,0 pg  | dG5e(T)      | Ins  |
| DR Tau   | 13,4              | 14,7 pg  | dK4e(T)      | InT  |
| GM Aur   | 13,1              | 13,9 pg  | dK5e         | Ins  |
| AA Tau   | 13,1              | 16,1 pg  | dM0e         | Inbs |
| DN Tau   | 13,2              | 14,7 pg  | dK6e(T)      | InT  |
| V425 Cyg | 9,8               | 10,4 pg  | pec.         | Ia   |
| RV Equ   | 9,0               | 9,7 pg   | K0           | Is?  |
| V925 Aql | 10,1              | 11,3 pg  | K5           | Is?  |
| CE Cyg   | 9,0               | 10,6 pg  | K5           | cst? |
| BY And   | 10,4              | 11,3 pg  | K9           | Isb  |



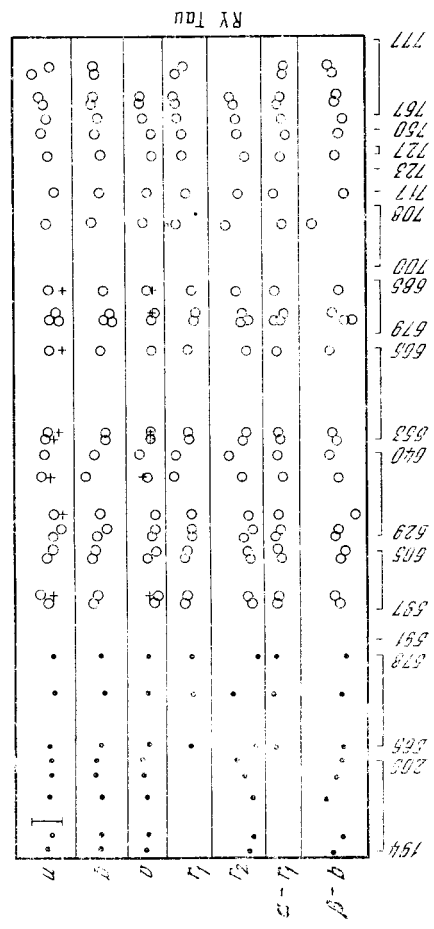
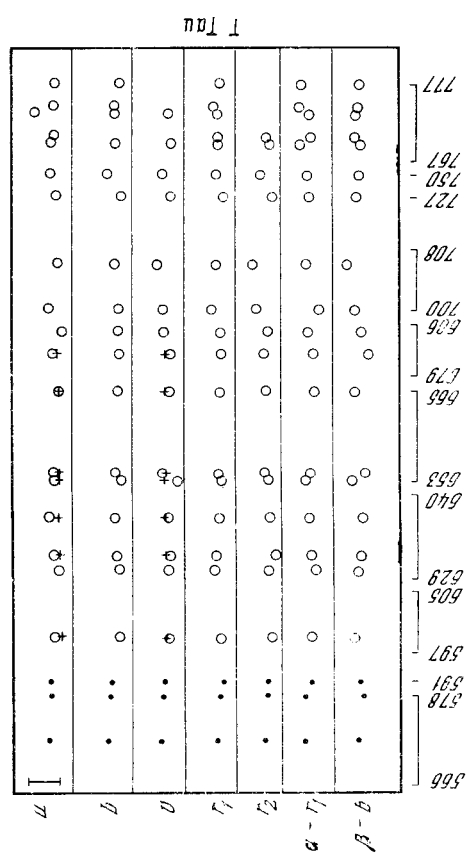
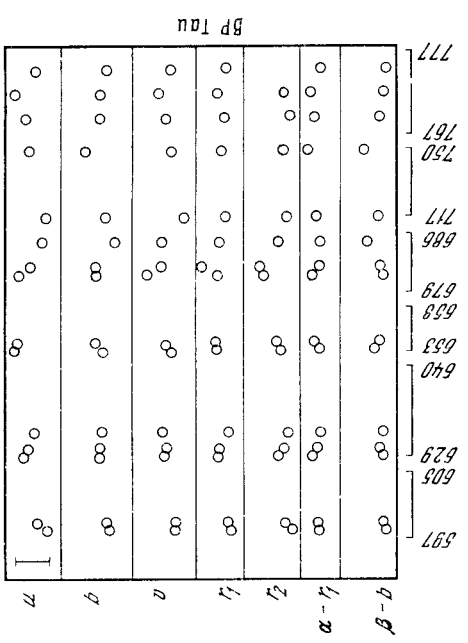


Рис. 7. Изменение блеска переменных в системе  $abd\gamma_1\gamma_2\beta\alpha$ .  
 Вертикальным отрезком по шкале звездных величин отмечен интервал  $1^m$ . По оси абсцисс даны юлианские даты наблюдений (2441000 +)

$b$  и  $c$  на равных воздушных массах служило для оценки точности наблюдений. В этом случае звезда  $c$  выполняла роль контрольной звезды. Кроме того, для определения звездных величин звезд  $b$  и  $c$  в системе  $ubvr_1r_2$ , несколько раз наблюдалась звезда сравнения  $a$  (RY Tau). На рис. 6 даны результаты дифференциальных наблюдений звезд  $a$ ,  $b$  и  $c$  и определена точность телевизионной фотометрии в фильтрах  $u$ ,  $b$ ,  $v$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ . Звездные величины звезд сравнения  $b$  и  $c$  приведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

| Звезда сравнения | Область переменной | $u$                 | $b$                | $v$                | $r_1$              | $r_2$              | Число наблюдений |
|------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|------------------|
| $b$              | RY Tau             | 12 <sup>m</sup> ,15 | 9 <sup>m</sup> ,95 | 9 <sup>m</sup> ,45 | 9 <sup>m</sup> ,20 | 8 <sup>m</sup> ,90 | 5                |
| $c$              | RW Aur             | 10,20               | 9,45               | 9,50               | 9,65               | 9,80               | 15               |

#### 4. Результаты наблюдений T Tau-звезд

Все результаты наблюдений, как фотоэлектрических, так и телевизионных, сведены в табл. 6. Таблица содержит следующие данные: название переменной, время наблюдений в юлианских днях, звездные величины в системе  $ubvr_1r_2$ , цвета ( $\beta - b$ ) и ( $\alpha - r_1$ ). Параметр  $C = 1/2 (b + v - r_1 - r_2)$  является «средним цветом» звезды, включающим в себя независимые измерения в четырех участках спектра. Величина  $E_u = u - 2b + r_1$  характеризует ультрафиолетовый избыток излучения. При нормальном законе поглощения  $E_u$  не зависит от величины поглощения. Все величины в табл. 6 округлены до 0<sup>m</sup>05.

На рис. 7 показано изменение блеска для семи переменных, имеющих более десяти наблюдений. Точки соответствуют фотоэлектрическим наблюдениям, кружки — телевизионным. Диаметр значка равен удвоенной среднеквадратичной ошибке одного наблюдения.

На кривых блеска T Tau и RY Tau крестиками отмечены фотоэлектрические наблюдения Г. В. Зайцевой и В. М. Лютого в фильтрах  $U$  и  $V$ , выполненные на Южной станции ГАИИ [13]. Если учесть некоторое различие в нулях-пунктах шкал звездных величин, то разности между фотоэлектрическими и телевизионными величинами дают среднеквадратическую ошибку телевизионных наблюдений не более 0<sup>m</sup>10.

При дальнейшем анализе наблюдательного материала точность телевизионных наблюдений принималась равной 0<sup>m</sup>15 во всех фильтрах.

#### 5. Анализ кривых блеска

Кривые блеска переменных, изображенные на рис. 7, являются результатом суммарного действия ошибок наблюдений и собственных изменений звезды. Для того чтобы выделить из шумов собственные колебания блеска переменной, наблюдательный материал анализировался следующим образом.

Диапазон изменений величины  $v$  для каждой звезды (за исключением AA и DN Tau, имеющих только по два наблюдения) разбивался на два интервала, т. е. наблюдения разбивались на две группы по признаку яркости звезды в фильтре  $v$ . Затем в каждой группе наблюдений все величины усреднялись. В результате такой «выборки по  $v$ » получались средние распределения энергии и эквивалентные ширины линий, соответствующие двум состояниям звезды с различным блеском. Если количество наблюдений было больше двадцати, то выделялась также третья, промежуточная группа наблюдений. Аналогично проводилась выборка по цвету ( $\beta - b$ ), в результате которой получались средние распределения энергии,

Т а б л и ц а 6

| J. D.         | $u$                | $b$                | $v$                | $r_1$             | $r_2$             | $\beta - b$       | $\alpha - r_1$     | $C$               | $E_u$             |
|---------------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------------------|
| <b>T Tau</b>  |                    |                    |                    |                   |                   |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...      |                    |                    |                    |                   |                   |                   |                    |                   |                   |
| 568,389       | 11 <sup>m</sup> 90 | 10 <sup>m</sup> 40 | 10 <sup>m</sup> 40 | 9 <sup>m</sup> 65 | 9 <sup>m</sup> 90 | 1 <sup>m</sup> 55 | -0 <sup>m</sup> 60 | 0 <sup>m</sup> 45 | 0 <sup>m</sup> 85 |
| 572,391       | 11,70              | 10,20              | 9,90               | 9,55              | 9,65              | 1,55              | -0,50              | 0,45              | 0,90              |
| 578,458       | 11,80              | 10,25              | 9,95               | 9,60              | 9,70              | 1,70              | -0,50              | 0,40              | 0,90              |
| 591,389       | 11,75              | 10,30              | 10,05              | 9,65              | 9,75              | 1,60              | -0,30              | 0,40              | 0,80              |
| 599,565       | 11,90              | 10,55              | 10,20              | 10,10             | 10,00             | 1,40              | -0,30              | 0,35              | 0,90              |
| 630,453       | 12,05              | 10,55              | 10,15              | 9,90              | 9,85              | 1,50              | -0,15              | 0,65              | 0,85              |
| 632,496       | 11,90              | 10,45              | 10,25              | 9,95              | 10,10             | 1,60              | -0,30              | 0,35              | 0,95              |
| 637,375       | 11,75              | 10,45              | 10,15              | 10,05             | 9,90              | 1,65              | -0,40              | 0,35              | 0,90              |
| 653,505       | 11,90              | 10,65              | 10,50              | 10,15             | 9,85              | 1,30              | -0,50              | 0,60              | 0,75              |
| 654,426       | 11,90              | 10,45              | 9,95               | 10,05             | 9,75              | 1,75              | -0,35              | 0,30              | 1,05              |
| 665,328       | 12,10              | 10,55              | 10,25              | 10,10             | 9,80              | 1,40              | -0,20              | 0,45              | 1,10              |
| 682,330       | 11,90              | 10,60              | 10,25              | 10,15             | 9,70              | 1,85              | -0,25              | 0,50              | 0,85              |
| 685,469       | 12,20              | 10,60              | 10,05              | 10,10             | 9,85              | 1,60              | -0,40              | 0,35              | 1,10              |
| 700,319       | 11,75              | 10,55              | 10,00              | 9,80              | 9,45              | 1,40              | -0,05              | 0,65              | 0,45              |
| 706,330       | 12,05              | 10,40              | 9,80               | 9,95              | 9,30              | 1,10              | -0,45              | 0,50              | 1,10              |
| 727,271       | 12,00              | 10,65              | 10,25              | 10,20             | 10,00             | 1,45              | -0,40              | 0,35              | 0,90              |
| 750,201       | 11,80              | 10,20              | 9,95               | 9,95              | 9,60              | 1,55              | -0,45              | 0,30              | 1,35              |
| 769,233       | 11,80              | 10,45              | 10,25              | 10,00             | 9,90              | 1,60              | -0,70              | 0,40              | 0,90              |
| 770,233       | 11,90              | 10,60              | 10,15              | 10,00             | 9,80              | 1,40              | -0,30              | 0,50              | 0,70              |
| 773,274       | 11,30              | 10,40              | —                  | 10,00             | —                 | 1,40              | -0,35              | —                 | 0,50              |
| 774,267       | 11,85              | 10,40              | —                  | 9,85              | —                 | 1,50              | -0,45              | —                 | 0,90              |
| 777,233       | 11,95              | 10,60              | —                  | 10,05             | —                 | 1,55              | -0,40              | —                 | 0,80              |
| <b>RY Tau</b> |                    |                    |                    |                   |                   |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...      |                    |                    |                    |                   |                   |                   |                    |                   |                   |
| 194,509       | 12,10              | 11,20              | 10,95              | —                 | 10,90             | 1,55              | —                  | —                 | —                 |
| 196,535       | 12,20              | 11,20              | 11,00              | —                 | 11,00             | 1,90              | —                  | —                 | —                 |
| 201,507       | 12,15              | 11,25              | 10,95              | —                 | 11,00             | 1,35              | —                  | —                 | —                 |
| 204,528       | 12,20              | 11,05              | 10,85              | —                 | 10,70             | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 206,517       | 12,20              | 11,05              | 10,80              | —                 | 10,40             | 1,85              | —                  | —                 | —                 |
| 566,403       | 12,15              | 11,20              | 11,05              | 11,00             | 11,10             | 1,90              | -0,35              | 0,10              | 0,75              |
| 573,396       | 12,25              | 11,30              | 11,05              | 11,10             | 10,30             | 1,90              | -0,40              | 0,50              | 0,75              |
| 578,479       | 12,25              | 11,20              | 11,15              | 11,10             | 10,20             | 2,00              | -0,35              | 0,05              | 0,95              |
| 598,399       | 12,15              | 10,95              | 11,20              | 10,85             | 11,00             | 1,80              | -0,25              | 0,15              | 1,10              |
| 599,421       | 11,90              | 11,40              | 11,30              | 10,95             | 10,85             | 1,65              | -0,20              | 0,30              | 0,65              |
| 604,375       | 12,10              | 10,90              | 10,95              | 10,85             | 10,95             | 1,85              | -0,10              | 0,20              | 1,15              |
| 605,417       | 12,35              | 11,05              | 11,25              | 10,95             | 10,85             | 2,00              | -0,20              | 0,25              | 1,20              |
| 629,476       | 12,35              | 11,10              | 11,15              | 11,10             | 10,70             | 1,75              | -0,30              | 0,25              | 1,25              |
| 630,347       | 12,60              | 11,40              | 11,25              | 11,10             | 11,05             | 1,80              | -0,15              | 0,25              | 0,90              |
| 632,378       | 12,35              | 11,20              | 11,25              | 11,10             | 10,90             | 2,35              | -0,20              | 0,25              | 1,05              |
| 637,340       | 11,90              | 11,70              | 11,00              | 10,55             | 10,75             | 1,80              | -0,05              | 0,20              | 1,05              |
| 640,343       | 12,05              | 11,00              | 10,70              | 10,50             | 10,25             | 1,50              | -0,20              | 0,50              | 0,55              |
| 653,361       | 12,05              | 11,35              | 11,15              | 11,05             | 10,70             | 1,75              | -0,15              | 0,40              | 0,40              |
| 654,363       | 12,15              | 11,35              | 11,15              | 11,00             | 10,80             | 1,60              | -0,20              | 0,35              | 0,45              |
| 665,309       | 12,20              | 11,20              | 11,15              | 11,00             | 10,85             | 1,55              | -0,25              | 0,25              | 0,80              |
| 681,317       | 12,50              | 11,60              | 11,15              | 11,20             | 10,95             | 2,30              | -0,30              | 0,25              | 0,50              |
| 681,342       | 12,25              | 11,25              | 11,10              | 11,20             | 10,70             | 2,00              | -0,15              | 0,25              | 0,95              |
| 682,243       | 12,40              | 11,45              | 11,25              | 11,25             | 10,70             | 1,60              | 0,00               | 0,40              | 0,75              |
| 685,451       | 12,15              | 11,25              | 10,95              | 11,10             | 10,50             | 1,80              | -0,30              | 0,30              | 0,75              |
| 706,344       | 12,10              | 10,80              | 10,80              | 10,60             | 10,20             | 1,00              | -0,05              | 0,45              | 1,00              |
| 717,191       | 12,40              | 11,15              | 10,95              | 10,95             | 10,60             | 2,05              | -0,30              | 0,30              | 1,05              |

Таблица 6 (продолжение)

| J. D.         | $u$                | $b$                | $r$                | $r_1$              | $r_2$              | $\beta - b$       | $\alpha - r_1$     | $C$               | $E_u$             |
|---------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------------------|
| 727,252       | 12 <sup>m</sup> 20 | 11 <sup>m</sup> 20 | 11 <sup>m</sup> 15 | 10 <sup>m</sup> 80 | 10 <sup>m</sup> 80 | 1 <sup>m</sup> 75 | -0 <sup>m</sup> 10 | 0 <sup>m</sup> 40 | 0 <sup>m</sup> 60 |
| 750,229       | 11,95              | 10,95              | 11,10              | 10,80              | 10,55              | 1,85              | +0,10              | 0,35              | 0,85              |
| 767,278       | 12,15              | 11,10              | 10,80              | 10,65              | 10,50              | 2,05              | -0,05              | 0,40              | 0,60              |
| 769,260       | 12,05              | 10,85              | 10,70              | 10,60              | 10,45              | 1,70              | -0,20              | 0,25              | 0,95              |
| 770,288       | 11,85              | 10,95              | 10,75              | 10,50              | 10,30              | 1,80              | -0,10              | 0,45              | 0,45              |
| 773,292       | 11,65              | 11,00              | —                  | 10,55              | —                  | 1,70              | -0,05              | —                 | 0,20              |
| 774,285       | 12,25              | 10,95              | —                  | 10,85              | —                  | 1,50              | 0,00               | —                 | 1,20              |
| <b>RW Aur</b> |                    |                    |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441...       |                    |                    |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 201,542       | 10,60              | 10,25              | 10,40              | —                  | 10,50              | 1,35              | —                  | —                 | —                 |
| 204,569       | 10,45              | 9,90               | 10,00              | —                  | 10,25              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 205,535       | 10,00              | 9,70               | 9,70               | —                  | 9,80               | 1,40              | —                  | —                 | —                 |
| 566,451       | 11,65              | 10,95              | 11,10              | 11,20              | 11,50              | 2,15              | -0,15              | +0,30             | +0,95             |
| 573,451       | 10,30              | 10,05              | 10,10              | 10,30              | 10,25              | 1,60              | -0,60              | +0,20             | +0,50             |
| 578,528       | 10,55              | 10,10              | 10,10              | 10,10              | 10,30              | 1,70              | -0,60              | +0,10             | +0,45             |
| 630,535       | 10,95              | 10,60              | 10,70              | 10,65              | 10,60              | 1,45              | -0,70              | +0,05             | +0,40             |
| 632,519       | 11,30              | 11,05              | 10,90              | 10,80              | 10,65              | 1,30              | -0,45              | +0,25             | +0,00             |
| 637,366       | 10,55              | 10,05              | 10,50              | 10,25              | 10,50              | 1,30              | -0,35              | +0,40             | +0,70             |
| 653,552       | 10,50              | 10,65              | 10,50              | 10,60              | 10,50              | 1,15              | -0,45              | +0,05             | -0,20             |
| 654,510       | 11,10              | 10,15              | 10,15              | 10,40              | 10,40              | 1,50              | -0,35              | -0,05             | +1,20             |
| 665,462       | 11,55              | 11,10              | 11,20              | 10,85              | 10,90              | 1,45              | -0,35              | -0,20             | +0,20             |
| 681,333       | 10,30              | 10,10              | 10,60              | 9,55               | —                  | 0,90              | -0,30              | +0,25             | +0,85             |
| 688,448       | 10,70              | 10,70              | 10,45              | 10,50              | 10,60              | 1,45              | -0,35              | —                 | -0,10             |
| 684,528       | 11,05              | 10,70              | 10,65              | 10,50              | 10,60              | 1,45              | -0,50              | +0,05             | +0,70             |
| 685,517       | 10,30              | 10,20              | 10,15              | 10,45              | 10,60              | 1,70              | -0,40              | +0,05             | +0,35             |
| 686,535       | 10,55              | 10,45              | 10,30              | 10,05              | 10,25              | 1,35              | -0,35              | +0,20             | -0,30             |
| 701,246       | 10,85              | 10,55              | 10,40              | 10,60              | 10,50              | 1,00              | -0,30              | +0,00             | +0,35             |
| 706,229       | 10,55              | 10,15              | 10,05              | 10,10              | 10,25              | 1,20              | -0,35              | -0,10             | +0,35             |
| 708,434       | 10,45              | 10,55              | 10,20              | 10,35              | 10,65              | 1,45              | -0,30              | -0,15             | -0,30             |
| 717,365       | 10,10              | 9,85               | 10,00              | 10,00              | 10,10              | 1,50              | -0,05              | -0,15             | +0,40             |
| 723,319       | 11,15              | 10,25              | 10,30              | 10,20              | 10,10              | 1,45              | -0,40              | +0,10             | +0,85             |
| 750,333       | 10,20              | 9,95               | 10,25              | 10,20              | 10,20              | 1,60              | -0,20              | -0,05             | +0,50             |
| 767,306       | 10,25              | 10,40              | 10,00              | 10,35              | 10,05              | 1,10              | -0,50              | +0,10             | -0,20             |
| 769,276       | 10,90              | 10,40              | 10,50              | 10,40              | 10,15              | 1,55              | -0,60              | +0,15             | +0,50             |
| 769,333       | 10,70              | 10,20              | 10,20              | 10,20              | 10,30              | 1,10              | -0,55              | -0,05             | +0,50             |
| 770,228       | 10,50              | 10,40              | 10,80              | 10,25              | 10,65              | 1,25              | -0,35              | +0,15             | -0,05             |
| 772,323       | 10,35              | 9,80               | 9,85               | 10,20              | 9,90               | 1,85              | -0,50              | -0,10             | +0,95             |
| 773,316       | 10,20              | 9,50               | 9,70               | 9,75               | 9,75               | 1,85              | -0,60              | -0,15             | +0,95             |
| 774,333       | 10,30              | 10,00              | 10,10              | 10,15              | 10,45              | 1,55              | -0,40              | -0,05             | +0,45             |
| 775,333       | 10,85              | 10,30              | 10,25              | 10,05              | 10,30              | 1,25              | -0,60              | +0,10             | +0,35             |
| 777,312       | 10,75              | 10,60              | 10,45              | 10,60              | 10,60              | 1,45              | -0,40              | 0,00              | +0,15             |
| <b>DG Tau</b> |                    |                    |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441...       |                    |                    |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 597,514       | 12,45              | 12,55              | 12,15              | 12,00              | 11,20              | —                 | -0,70              | 0,70              | -0,65             |
| 598,493       | 12,60              | 12,60              | 12,25              | 11,95              | 11,10              | 1,00              | -0,40              | 0,85              | -0,65             |
| 599,524       | 12,45              | 12,60              | 12,50              | 12,00              | 11,65              | —                 | -0,30              | 0,70              | -0,75             |
| 605,474       | 12,40              | 12,95              | 11,90              | 11,85              | 11,25              | 0,60              | -0,45              | 0,85              | -1,65             |
| 629,533       | 13,20              | 12,60              | 12,25              | 11,90              | 11,60              | 1,05              | -0,35              | 0,65              | -0,10             |
| 630,396       | 12,80              | 12,35              | 12,30              | 11,65              | 11,60              | 1,10              | -0,25              | 0,65              | -0,25             |
| 632,420       | 12,80              | 12,65              | 12,40              | 12,90              | 11,65              | 0,95              | -0,35              | 0,55              | -0,50             |
| 637,462       | 12,60              | 12,45              | 12,35              | 11,75              | 11,65              | 1,20              | -0,40              | 0,65              | -0,55             |
| 640,381       | 12,80              | 12,50              | 12,45              | 11,90              | 11,85              | 0,55              | -0,50              | 0,55              | -0,30             |

Таблица 6 (продолжение)

| J. D.   | $u$                 | $b$                 | $v$                 | $r_1$               | $r_2$               | $\beta - b$        | $\alpha - r_1$      | $C$                | $E_u$               |
|---------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|
| 653,444 | 12 <sup>m</sup> ,70 | 12 <sup>m</sup> ,70 | 12 <sup>m</sup> ,00 | 12 <sup>m</sup> ,00 | 11 <sup>m</sup> ,60 | 1 <sup>m</sup> ,60 | -0 <sup>m</sup> ,15 | 0 <sup>m</sup> ,50 | -0 <sup>m</sup> ,70 |
| 665,378 | 12,25               | 12,40               | 12,05               | 11,05               | 11,50               | 0,80               | -0,75               | 0,90               | -1,50               |
| 681,401 | 12,55               | 12,30               | 11,85               | 12,05               | 11,50               | 1,45               | -0,45               | 0,25               | 0,00                |
| 682,252 | 12,10               | 12,15               | 11,65               | 11,60               | 11,15               | 1,05               | -0,45               | 0,50               | -0,60               |
| 700,361 | 12,45               | 12,45               | 12,15               | 11,80               | 11,20               | 0,75               | -0,50               | 0,75               | -0,65               |
| 717,257 | 12,45               | 12,60               | 12,35               | 12,10               | 11,75               | 0,70               | -0,50               | -0,50              | -0,65               |
| 750,260 | 12,30               | 12,60               | 12,50               | 11,80               | 11,75               | —                  | -0,45               | 0,75               | -1,10               |
| 767,267 | 12,35               | 12,45               | 12,10               | 11,75               | 11,50               | 1,05               | -0,40               | 0,60               | -0,60               |
| 770,267 | 12,30               | 12,15               | —                   | 11,65               | —                   | 1,15               | -0,45               | —                  | -0,35               |
| 775,260 | 12,30               | 11,95               | 11,90               | 11,80               | —                   | 1,10               | -0,40               | —                  | +0,20               |
| 777,257 | 12,30               | 11,95               | 11,50               | 11,45               | 11,95               | 1,20               | -0,40               | 0,50               | -0,15               |

## DF Tau

|         |       |       |       |       |       |      |       |      |       |
|---------|-------|-------|-------|-------|-------|------|-------|------|-------|
| 2441... |       |       |       |       |       |      |       |      |       |
| 597,483 | 12,10 | 11,80 | 11,80 | 12,00 | 11,25 | 1,50 | —     | 0,15 | +0,50 |
| 598,469 | 12,80 | 12,40 | 12,00 | 11,65 | 11,25 | 0,90 | -0,30 | 0,75 | -0,35 |
| 599,487 | 12,70 | 12,25 | 11,85 | 11,55 | 11,15 | 1,10 | -0,25 | 0,65 | -0,25 |
| 605,458 | 11,90 | 11,90 | 12,15 | 11,40 | 11,25 | 1,05 | -0,35 | 0,65 | -0,50 |
| 629,508 | 13,25 | 12,40 | 12,00 | 11,70 | 11,25 | 1,15 | -0,60 | 0,70 | +0,15 |
| 630,378 | 13,10 | 12,40 | 12,25 | 11,50 | 11,35 | 1,15 | -0,45 | 0,85 | -0,20 |
| 632,403 | 12,35 | 12,20 | 11,80 | 11,75 | 11,00 | 1,25 | -0,30 | 0,65 | -0,50 |
| 640,358 | 12,80 | 12,35 | 11,75 | 11,40 | 11,10 | 1,60 | -0,45 | 0,75 | -0,50 |
| 653,415 | 13,00 | 12,40 | 12,10 | 11,60 | 11,25 | 0,90 | -0,70 | 0,75 | -0,30 |
| 654,349 | 12,90 | 12,30 | 11,95 | 11,65 | 11,05 | 1,40 | -0,50 | 0,75 | -0,05 |
| 665,375 | 12,85 | 12,35 | 11,90 | 11,70 | 11,00 | 0,75 | -0,55 | 0,75 | -0,15 |
| 681,267 | 13,45 | 12,65 | 11,85 | 11,75 | 11,30 | 0,90 | -0,45 | 0,70 | -0,10 |
| 682,220 | 13,85 | 13,00 | 12,20 | 12,00 | 11,35 | 0,95 | -0,60 | 0,90 | -0,15 |
| 700,347 | 13,00 | 12,50 | 12,50 | 11,70 | 11,30 | 0,75 | -0,35 | 0,95 | -0,30 |
| 717,278 | 13,05 | 12,40 | 12,20 | 11,65 | 11,40 | 1,25 | -0,45 | 0,75 | -0,10 |
| 750,243 | 12,85 | 12,45 | 12,35 | 11,65 | 11,30 | 0,05 | —     | 0,90 | -0,45 |
| 767,250 | 13,00 | 12,70 | 12,20 | 11,80 | 11,45 | 1,00 | -0,60 | 0,80 | -0,60 |
| 770,236 | 12,20 | 11,95 | 12,15 | 11,90 | 11,25 | 0,20 | -0,55 | 0,45 | +0,20 |
| 775,243 | 13,25 | 12,65 | —     | 11,70 | —     | 0,70 | -0,70 | —    | -0,35 |
| 777,274 | 12,35 | 11,90 | —     | 11,60 | —     | 1,15 | -0,75 | —    | +0,15 |

## BP Tau

|         |       |       |       |       |       |      |       |      |       |
|---------|-------|-------|-------|-------|-------|------|-------|------|-------|
| 2441... |       |       |       |       |       |      |       |      |       |
| 598,431 | 12,75 | 12,25 | 12,25 | 11,95 | 11,75 | 1,05 | -0,50 | 0,40 | +0,20 |
| 599,446 | 12,45 | 12,20 | 12,25 | 11,85 | 11,55 | 1,00 | -0,55 | 0,55 | -0,10 |
| 629,571 | 12,05 | 12,00 | 11,90 | 11,60 | 11,35 | 1,00 | -0,70 | 0,50 | -0,35 |
| 630,512 | 12,20 | 11,95 | 12,00 | 11,65 | 11,55 | 0,90 | -0,55 | 0,40 | -0,05 |
| 632,469 | 12,40 | 12,05 | 11,85 | 12,00 | 11,70 | 1,15 | -0,50 | 0,10 | +0,30 |
| 653,517 | 11,80 | 12,10 | 12,20 | 11,50 | 11,45 | 0,75 | -0,40 | 0,70 | -1,05 |
| 654,449 | 11,90 | 11,85 | 12,00 | 11,55 | 11,35 | 0,95 | -0,60 | 0,50 | -0,25 |
| 681,431 | 12,00 | 11,95 | 11,45 | 11,60 | 10,95 | 1,05 | -0,65 | 0,45 | -0,25 |
| 682,344 | 12,40 | 11,95 | 11,90 | 11,10 | 10,85 | 0,95 | -0,45 | 0,95 | -0,40 |
| 685,486 | 13,25 | 12,55 | 11,95 | 11,65 | 11,40 | 0,55 | -0,40 | 0,75 | -0,20 |
| 717,285 | 12,90 | 12,25 | 12,65 | 11,85 | 11,65 | 0,90 | -0,50 | 0,70 | +0,05 |
| 750,306 | 12,30 | 11,55 | 12,25 | 11,70 | 11,55 | 0,45 | -0,80 | 0,70 | +0,90 |
| 769,245 | 12,15 | 12,05 | 12,10 | 11,80 | 11,75 | 0,90 | -0,60 | 0,05 | -0,15 |
| 772,299 | 11,80 | 12,05 | 11,85 | 11,60 | 11,55 | 1,05 | -0,70 | 0,40 | -0,70 |
| 775,285 | 12,95 | 12,25 | 12,20 | 11,85 | —     | 1,15 | -0,40 | —    | +0,30 |

Таблица 6 (продолжение)

| J. D.         | $u$                | $b$               | $v$               | $r_1$             | $r_2$             | $\beta - b$       | $\alpha - r_1$     | $C$                | $E_u$             |
|---------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|--------------------|-------------------|
| <b>SU Aur</b> |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 2441...       |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 196,552       | 10 <sup>m</sup> 25 | 9 <sup>m</sup> 25 | 9 <sup>m</sup> 10 | —                 | 9 <sup>m</sup> 25 | 1 <sup>m</sup> 75 | —                  | —                  | —                 |
| 201,559       | 10,50              | 9,30              | 9,20              | —                 | 9,30              | 1,85              | —                  | —                  | —                 |
| 204,549       | 10,55              | 9,35              | 9,25              | —                 | 9,30              | 1,85              | —                  | —                  | —                 |
| 206,552       | 10,65              | 9,40              | 9,35              | —                 | 9,35              | 1,80              | —                  | —                  | —                 |
| 568,420       | 10,70              | 9,50              | 9,40              | 9 <sup>m</sup> 35 | 9,40              | 2,00              | -0 <sup>m</sup> 35 | +0 <sup>m</sup> 05 | 1 <sup>m</sup> 05 |
| 573,424       | 10,85              | 9,60              | 9,45              | 9,40              | 9,45              | 2,10              | -0,30              | +0,10              | 1,00              |
| 654,597       | 10,45              | 9,40              | 9,15              | 9,10              | 8,95              | 1,85              | 0,00               | +0,25              | 0,75              |
| 682,469       | 10,65              | 9,40              | 9,10              | 9,20              | 9,40              | 1,90              | -0,10              | +0,05              | 1,05              |
| 686,517       | 10,70              | 9,30              | 9,35              | 9,00              | 9,15              | 1,95              | -0,10              | +0,65              | 1,10              |
| 708,493       | 10,85              | 8,95              | 9,30              | 8,95              | 9,35              | 1,60              | 0,00               | +0,10              | 1,90              |
| 750,351       | 10,75              | 9,55              | 9,15              | 9,50              | 9,20              | 1,90              | -0,20              | 0,00               | 1,15              |
| 767,323       | 10,55              | 9,35              | 9,05              | 9,10              | 9,05              | 2,25              | -0,10              | +0,10              | 0,95              |
| 769,309       | 10,50              | 9,40              | 9,45              | 9,40              | 9,10              | 2,00              | -0,25              | +0,15              | 1,10              |
| 770,351       | 10,85              | 9,20              | 9,25              | 9,50              | 9,40              | 2,05              | -0,20              | -0,20              | 1,95              |
| 772,344       | 10,70              | 9,25              | 9,25              | 9,10              | 8,95              | 1,95              | -0,15              | +0,20              | 1,30              |
| 773,337       | 10,55              | 9,20              | —                 | 9,10              | —                 | 2,00              | -0,20              | —                  | 1,25              |
| <b>UY Aur</b> |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 2441...       |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 598,528       | 13,25              | 12,50             | 12,35             | 11,75             | 11,65             | —                 | -0,45              | 0,70               | 0,00              |
| 630,553       | 13,25              | 12,75             | 12,10             | 12,00             | 11,65             | 0,55              | -0,55              | 0,60               | -0,25             |
| 632,625       | 13,40              | 12,70             | 12,20             | 11,95             | 11,80             | 1,35              | -0,35              | 0,55               | +0,05             |
| 654,628       | 13,30              | 12,25             | 11,90             | 11,55             | 11,35             | 1,35              | -0,60              | 0,35               | +0,35             |
| 681,486       | 12,10              | 11,90             | 11,55             | 11,30             | 11,65             | 0,70              | -0,10              | 0,25               | -0,40             |
| 682,496       | 12,40              | 11,85             | 11,45             | 11,15             | 11,45             | 1,05              | -0,40              | 0,35               | -0,15             |
| 684,545       | 12,50              | 12,60             | 12,00             | 11,60             | 11,60             | 0,70              | -0,50              | 0,70               | -1,10             |
| 769,293       | 12,45              | 12,40             | 12,20             | 11,50             | 11,45             | 0,90              | -0,50              | 0,40               | -0,85             |
| 770,324       | 13,35              | 12,80             | 12,75             | 11,80             | 11,75             | 1,00              | -0,50              | 0,45               | -0,45             |
| 774,316       | 13,00              | 12,65             | —                 | 11,85             | 11,75             | 1,25              | -0,60              | —                  | -0,85             |
| 775,316       | 12,50              | 12,75             | 12,35             | 11,95             | 12,15             | 0,75              | -0,75              | 0,20               | -0,25             |
| <b>DR Tau</b> |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 2441...       |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 598,566       | 12,85              | 12,00             | 11,90             | 11,80             | 11,55             | 1,05              | -0,50              | 0,30               | 0,65              |
| 599,575       | 12,90              | 12,00             | 11,95             | 11,85             | 11,55             | —                 | -0,45              | 0,30               | 0,75              |
| 630,486       | 12,65              | 11,65             | 11,85             | 11,55             | 11,50             | 1,30              | -0,40              | 0,25               | 0,90              |
| 632,538       | 12,25              | 11,55             | 11,45             | 11,45             | 11,20             | 1,15              | -0,45              | 0,20               | 0,60              |
| 654,472       | 12,50              | 11,75             | 11,65             | 11,45             | —                 | 1,05              | -0,30              | —                  | 0,45              |
| 681,447       | 13,10              | 12,40             | 12,30             | 11,95             | 11,65             | 0,95              | -0,35              | 0,55               | 0,25              |
| 689,368       | 13,05              | 12,40             | 12,35             | 12,15             | 11,85             | 0,90              | -0,65              | 0,40               | 0,40              |
| <b>GM Aur</b> |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 2441...       |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                    |                    |                   |
| 682,476       | 13,40              | 12,45             | 11,95             | 11,90             | 11,70             | 1,05              | -0,75              | 0,30               | +0,40             |
| 686,524       | 12,70              | 12,35             | 11,85             | 11,70             | 11,55             | 0,80              | -0,65              | 0,45               | -0,30             |
| 708,460       | 13,15              | 12,00             | 11,85             | 11,70             | 11,30             | 1,10              | -0,55              | 0,40               | -0,85             |
| 717,382       | 13,00              | 12,10             | 11,90             | 11,75             | 11,50             | 1,10              | -0,65              | 0,35               | +0,55             |
| 750,361       | —                  | 12,60             | 12,30             | 11,95             | 11,85             | —                 | -0,60              | 0,55               | —                 |
| 769,309       | 13,05              | 12,50             | 12,35             | 11,85             | 11,75             | 0,80              | -0,45              | 0,60               | -0,10             |
| 773,330       | 13,45              | 12,30             | 11,45             | 11,70             | 11,00             | 0,95              | -1,00              | 0,50               | +0,55             |
| 774,347       | 13,45              | 12,40             | 12,20             | 11,55             | 11,30             | 1,15              | -0,35              | 0,85               | +0,20             |



Таблица 6 (продолжение)

| J. D.           | $u$                | $b$                             | $v$                | $r_1$              | $r_2$              | $\beta - b$       | $\alpha - r_1$     | $C$               | $E_u$             |
|-----------------|--------------------|---------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------------------|
| <b>AA Tau</b>   |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...        |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 632,574         | 13 <sup>m</sup> 70 | 12 <sup>m</sup> 75 <sub>6</sub> | 12 <sup>m</sup> 60 | 12 <sup>m</sup> 40 | 11 <sup>m</sup> 80 | —                 | -0 <sup>m</sup> 35 | 0 <sup>m</sup> 55 | 0 <sup>m</sup> 60 |
| 654,549         | 15,00              | 13,80                           | 13,20              | 13,30              | 12,60              | —                 | -0,65              | 0,55              | 0,70              |
| <b>DN Tau</b>   |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...        |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 632,595         | 14,00              | 12,40                           | 12,40              | 12,10              | 11,60              | 1 <sup>m</sup> 70 | -0,20              | 0,55              | 1,30              |
| 654,530         | 14,05              | 12,45                           | 12,20              | 12,00              | 11,65              | 2,05              | 0,00               | 0,55              | 0,80              |
| <b>V425 Cyg</b> |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...        |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 182,415         | 11,10              | 10,15                           | 10,55              | —                  | 11,20              | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 184,486         | 11,10              | 10,20                           | 10,55              | —                  | 11,25              | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 188,458         | 11,10              | 10,15                           | 10,55              | —                  | 11,20              | 1,85              | —                  | —                 | —                 |
| 191,458         | 11,15              | 10,15                           | 10,55              | —                  | 11,25              | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 196,437         | 11,10              | 10,15                           | 10,50              | —                  | 11,25              | 1,95              | —                  | —                 | —                 |
| 200,333         | 11,25              | 10,20                           | 10,55              | —                  | 11,25              | 1,65              | —                  | —                 | —                 |
| 204,383         | 11,15              | 10,20                           | 10,55              | —                  | 11,25              | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 206,292         | 11,30              | 10,25                           | 10,55              | —                  | 11,25              | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 568,201         | 11,25              | 10,20                           | 10,55              | 10,70              | 11,25              | 2,20              | -0,35              | -0,60             | 1,55              |
| <b>RV Equ</b>   |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...        |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 180,467         | 11,00              | 9,40                            | 9,20               | —                  | 9,35               | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 182,381         | 11,00              | 9,40                            | 9,25               | —                  | 9,30               | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 184,458         | 11,05              | 9,40                            | 9,25               | —                  | 9,30               | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 188,402         | 11,00              | 9,40                            | 9,25               | —                  | 9,50               | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 191,425         | 10,95              | 9,35                            | 9,30               | —                  | 9,35               | 1,85              | —                  | —                 | —                 |
| 196,417         | 10,95              | 9,30                            | 9,20               | —                  | 9,35               | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 200,307         | 10,95              | 9,30                            | 9,20               | —                  | 9,25               | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 204,424         | 10,85              | 9,25                            | 9,15               | —                  | 9,25               | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 206,333         | 11,85              | 9,35                            | 9,20               | —                  | 9,25               | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 566,257         | 11,15              | 9,50                            | 9,35               | 9,25               | 9,35               | 1,90              | -0,25              | 0,10              | 1,40              |
| 568,250         | 11,15              | 9,50                            | 9,35               | 9,20               | 9,40               | 2,00              | -0,25              | 0,10              | 1,40              |
| 573,354         | 11,05              | 9,45                            | 9,30               | 9,20               | 9,35               | 1,95              | -0,25              | 0,10              | 1,30              |
| 578,292         | 11,05              | 9,45                            | 9,35               | 9,20               | 9,35               | 2,10              | -0,25              | 0,10              | 1,40              |
| <b>V925 Aql</b> |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 2441 ...        |                    |                                 |                    |                    |                    |                   |                    |                   |                   |
| 182,363         | —                  | 10,05                           | 9,55               | —                  | 9,20               | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 188,361         | 12,80              | 10,05                           | 9,55               | —                  | 9,10               | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 191,271         | —                  | 10,05                           | 9,55               | —                  | 9,10               | 1,65              | —                  | —                 | —                 |
| 196,250         | —                  | 10,05                           | 9,50               | —                  | 9,10               | 1,90              | —                  | —                 | —                 |
| 200,255         | —                  | 10,05                           | 9,55               | —                  | 9,10               | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 204,354         | 13,30              | 10,10                           | 9,50               | —                  | 9,15               | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 206,264         | 13,25              | 10,05                           | 9,50               | —                  | 9,10               | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 566,208         | 13,35              | 10,10                           | 9,45               | 9,15               | 9,15               | 1,95              | -0,25              | 0,65              | 2,30              |
| 568,167         | 13,35              | 10,05                           | 9,55               | 9,15               | 9,10               | 1,95              | -0,30              | 0,65              | 2,40              |
| 578,229         | 12,90              | 10,00                           | 9,55               | 9,15               | 9,10               | 2,00              | -0,25              | 0,65              | 2,05              |

Таблица 6 (окончание)

| J. D.         | $u$                | $b$               | $v$               | $r_1$ | $r_2$             | $\beta - b$       | $\alpha - r_1$     | $C$               | $E_u$             |
|---------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------------------|
| <b>CE Cyg</b> |                    |                   |                   |       |                   |                   |                    |                   |                   |
| 2441...       |                    |                   |                   |       |                   |                   |                    |                   |                   |
| 180,374       | 11 <sup>m</sup> 25 | 8 <sup>m</sup> 30 | 7 <sup>m</sup> 70 | —     | 7 <sup>m</sup> 30 | 1 <sup>m</sup> 65 | —                  | —                 | —                 |
| 182,445       | 11,30              | 8,35              | 7,75              | —     | 7,30              | 1,65              | —                  | —                 | —                 |
| 184,499       | 11,35              | 8,30              | 7,70              | —     | 7,30              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 186,496       | 11,15              | 8,30              | 7,70              | —     | 7,25              | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 188,485       | 11,30              | 8,35              | 7,75              | —     | 7,30              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 191,485       | 11,35              | 8,35              | 7,75              | —     | 7,30              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 196,479       | 11,20              | 8,30              | 7,70              | —     | 7,25              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 200,333       | 11,15              | 8,20              | 7,60              | —     | 7,15              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 204,458       | 11,30              | 8,35              | 7,75              | —     | 7,30              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 205,458       | 11,30              | 8,35              | 7,75              | —     | 7,30              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 206,368       | 11,30              | 8,35              | 7,75              | —     | 7,30              | 1,70              | —                  | —                 | —                 |
| 566,358       | 11,55              | 8,30              | 7,70              | —     | 7,25              | 1,85              | -0 <sup>m</sup> 30 | —                 | —                 |
| <b>BY And</b> |                    |                   |                   |       |                   |                   |                    |                   |                   |
| 2441...       |                    |                   |                   |       |                   |                   |                    |                   |                   |
| 182,471       | 12,05              | 10,05             | 9,50              | —     | 8,20              | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 186,520       | 11,95              | 10,10             | 9,55              | —     | 8,30              | 1,80              | —                  | —                 | —                 |
| 188,531       | 12,15              | 10,15             | 9,60              | —     | 8,25              | 2,00              | —                  | —                 | —                 |
| 204,486       | 12,35              | 10,20             | 9,70              | —     | 8,30              | 1,60              | —                  | —                 | —                 |
| 205,479       | 12,20              | 10,20             | 9,70              | —     | 8,35              | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 206,417       | 12,20              | 10,25             | 9,75              | —     | 8,35              | 1,75              | —                  | —                 | —                 |
| 566,347       | 12,10              | 10,05             | 9,50              | 8,90  | 8,15              | 2,00              | -0,25              | 1 <sup>m</sup> 25 | 0 <sup>m</sup> 95 |
| 568,292       | 12,20              | 10,20             | 9,50              | 8,90  | 8,10              | 1,85              | -0,30              | 1,35              | 0,75              |
| 570,250       | 12,15              | 10,00             | 9,50              | 8,90  | 8,15              | 2,00              | -0,25              | 1,25              | 1,00              |
| 578,396       | 11,95              | 10,10             | 9,55              | 8,85  | 8,15              | 2,00              | -0,35              | 1,25              | 0,65              |

соответствующие яркой и слабой эмиссии  $H_\beta$ , а также выборка и усреднение по цвету  $C$ .

Поскольку в каждом распределении энергии усредняется от трех до двенадцати наблюдений, ошибки наблюдений уже не играют существенной роли и дисперсия средних величин обусловлена реальными изменениями блеска звезды.

Такой анализ дает представление об общем характере переменности звезды и позволяет выделить основные закономерности в изменениях непрерывного спектра и линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Недостаточное количество наблюдений не позволяет делать какие-либо выводы о том, в каких пределах изменяются наблюдаемые характеристики данной звезды. Можно лишь судить, в каких состояниях звезда может находиться и какие закономерности могут осуществляться.

Результаты анализа наблюдений звезд типа Т Тельца представлены на рис. 8—10. По характеру переменности непрерывного спектра можно выделить три группы звезд.

К первой группе относятся наименее активные звезды: SU Aug, RY Tau, T Tau (рис. 8). У этих звезд амплитуда изменений блеска в красной части спектра в среднем больше, чем в фиолетовой. Особенно четко это свойство выделяется у RY Tau: с увеличением блеска звезда краснеет. Звезды SU Aug и T Tau обнаруживают это свойство только в выборке по цвету  $C$  за счет изменений в фильтрах  $r_1$  и  $r_2$ . У звезд SU Aug и RY Tau в максимуме блеска эквивалентная ширина линии  $H_\beta$  больше, чем в минимуме.

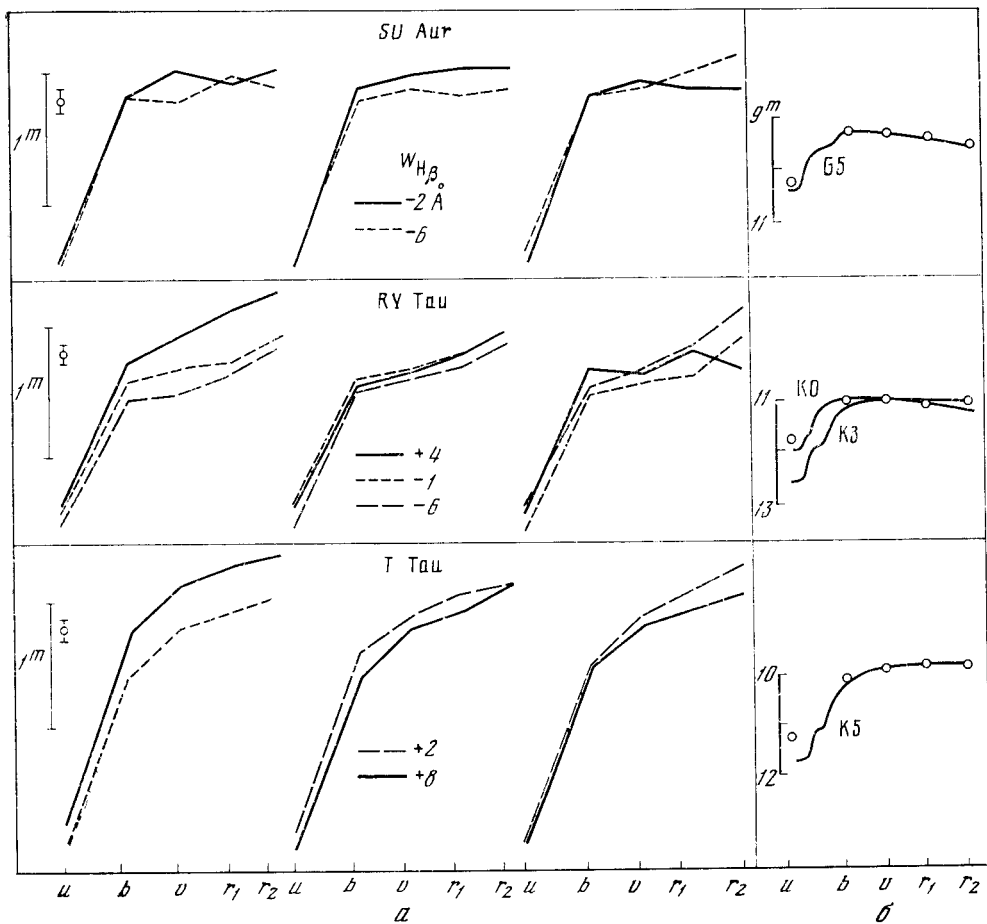


Рис. 8. Изменения распределений энергии и эквивалентных ширины линии  $H_{\beta}$  у звезд Т Тельца первого типа переменности (а) и распределения энергии в спектрах переменных, усредненные по всему периоду наблюдений и исправленные за межзвездное покраснение (б)

а: первый столбец — выборка по блеску в фильтре  $v$ ; второй — выборка по цвету ( $\beta - b$ ), соответствующим эквивалентным ширинам  $H_{\beta}$  указаны на рисунке; третий — выборка по цвету  $C$ . Вертикальными отрезками указан интервал  $1^m$  и стандартные отклонения для средних величин в каждом распределении энергии, усредненные по всем фильтрам;  
 б: сплошные линии — распределения энергии звезд главной последовательности (за исключением SU Aur)

Вторая группа переменных — RW Aur, UY Aur, DR Tau, AA Tau (рис. 9). Характерная особенность этих звезд — почти одинаковые, активные изменения блеска во всех фильтрах. Амплитуды в среднем несколько больше в фиолетовой, чем в красной части спектра. Эквивалентная ширина  $H_{\beta}$  заметно увеличивается в минимуме блеска. Наиболее типичный представитель этой группы — RW Aur. Для AA Tau имеются только два наблюдения, но блеск звезды между наблюдениями изменился почти на величину и характер изменений позволяет отнести ее к этой группе.

В третью группу включены звезды DG Tau, BP Tau, GM Aur, DF Tau (рис. 10). Фотометрическое поведение этих звезд сложнее, чем в предыдущих группах. Звезды наиболее активны в ультрафиолетовой части спектра. С уменьшением блеска в  $v$  звезда краснеет. Иногда покраснение звезды происходит за счет одновременного увеличения блеска в фильтрах  $r_1$  и  $r_2$  и уменьшения в фильтрах  $b$  и  $c$  (такой же характер переменности был

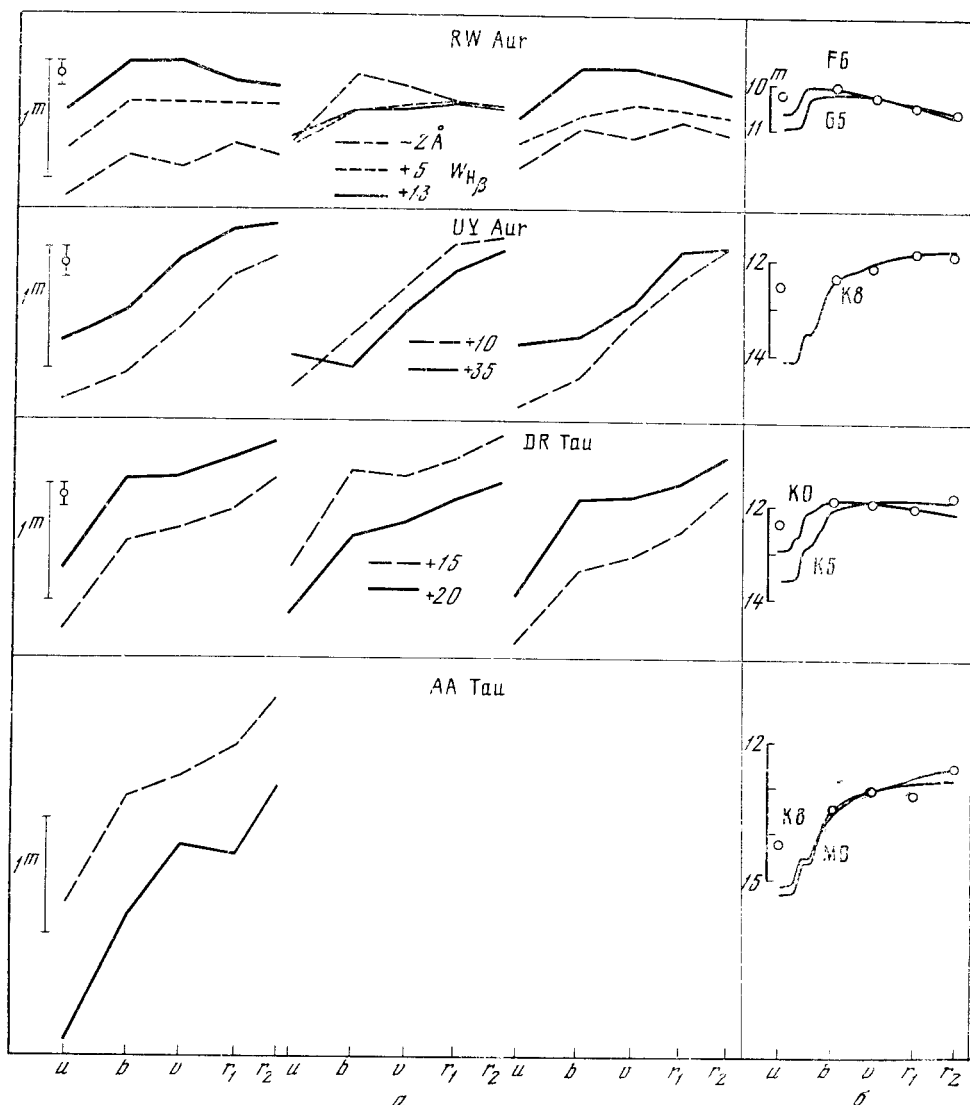


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для второго типа переменности звезд Т Тельца

обнаружен у DI Cep [15]). В минимуме блеска эквивалентная ширина  $H_{\beta}$  существенно увеличивается.

Для того чтобы получить представление о точности, такой же анализ был проведен для наблюдений постоянной звезды сравнения  $b$  (RY) относительно звезды  $c$  (RW) в фильтрах  $u$ ,  $b$ ,  $v$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ . На рис. 11 приведены средние распределения энергии звезды в выборках по блеску в фильтре  $v$  и по цвету  $C$ . В каждом распределении энергии усреднено по семь наблюдений. Различия в средних величинах в этом случае обусловлены только ошибками наблюдений.

Следует обратить особое внимание на то, что корреляции между изменениями в непрерывном спектре и в линиях, описанные выше, не являются функциональными зависимостями, искаженными ошибками наблюдений. Они отражают лишь довольно слабые статистические зависимости между этими величинами.

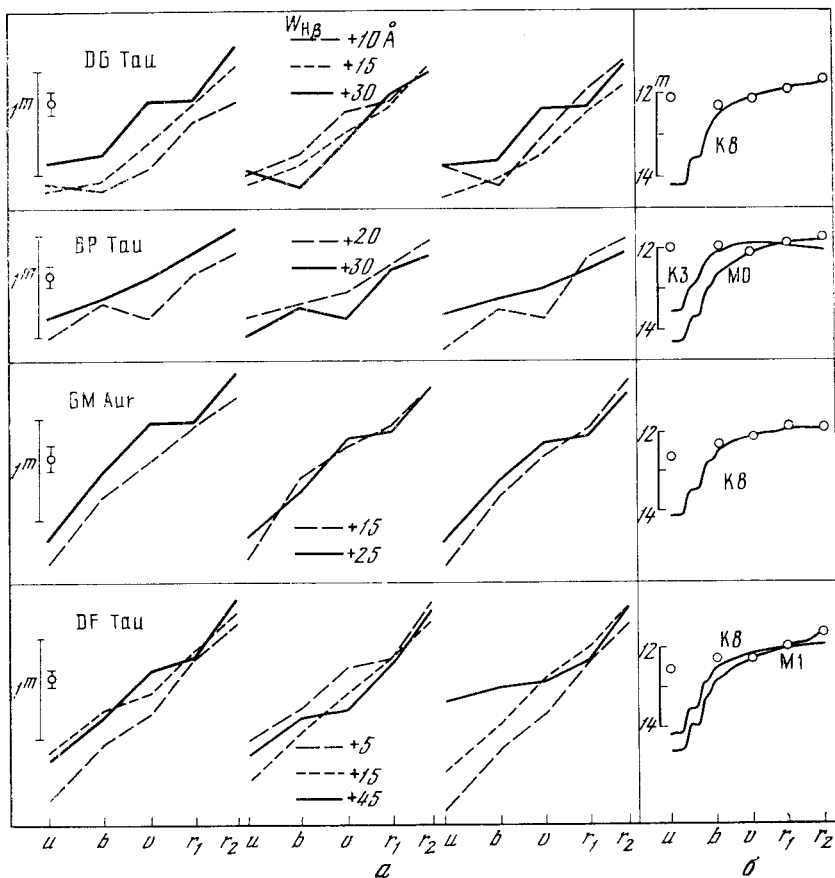


Рис. 10. То же, что на рис. 8, для третьего типа переменности звезд Тельца!

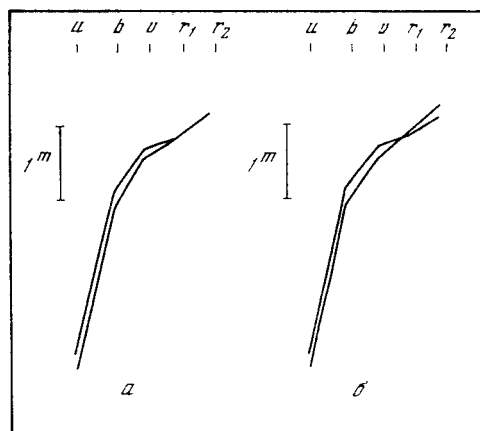


Рис. 11. Распределения энергии в спектре звезды сравнения *b* (RY). Выборки по блеску (*a*) и по цвету (*б*)

## 6. Сравнение с наблюдениями других авторов

Представляет интерес сравнение найденного характера переменности каждой звезды с данными других авторов. Поскольку нас интересует корреляция между изменениями блеска и цвета, обратимся прежде всего к *UBV*-фотометрии и спектрофотометрии звезд типа Тельца.

**SU Aur.** Фотоэлектрические наблюдения проводились Венцелем [46]. Звезда находится преимущественно в максимуме блеска. Алголеподобные ослабления яркости сопровождаются увеличением показателей цвета

( $B - V$ ) и ( $U - B$ ), т. е. звезда краснеет. Фотоэлектрическая  $UBV$ -фотометрия Зайцевой [13, 17] подтверждает эту зависимость.

**RY Tau.** По фотографическим наблюдениям Бадаляна [18] амплитуды изменений блеска в фотографической области в три раза больше, чем в фотовизуальной. По фотографической фотометрии Мосидзе [19] не найдено корреляции между изменениями блеска и цвета звезды. Фотоэлектрические наблюдения Венцеля [20] обнаружили три типа переменности: а) волнообразные колебания блеска с продолжительностью более 100 дней и амплитудой около  $0^m5$ , амплитуды возрастают к красной части спектра; б) неперіодические минимумы с характерным временем 50 дней и амплитудой до  $1^m$  независимо от длины волны; в) короткопериодические колебания блеска с характерным временем несколько дней и амплитудой менее  $0^m3$ . Фотоэлектрические наблюдения Зайцевой [13] показали, что в эпоху глубоких минимумов звезда становится более голубой. Имеются также периоды, когда с уменьшением блеска звезда краснеет. При незначительных колебаниях блеска в фильтре  $V$  наблюдаются хаотические изменения цвета ( $U - B$ ). В среднем, на диаграмме  $V - (B - V)$  RY Tau обнаруживает «степловой» характер переменности — краснеет с увеличением яркости.

Драгомирецкая и Цесевич [21] рассмотрели все существующие двухцветные наблюдения RY Tau за 40 лет. Было найдено, что степень зависимости между блеском и цветом звезды менялась в больших пределах, но во все периоды наблюдений с увеличением блеска звезда становилась более красной.

**T Tau.** Хотя зарегистрированная амплитуда изменений блеска в фотографических лучах достигает четырех величин, в последние годы T Tau не проявляет большой активности. По фотографическим наблюдениям Бадаляна [18] амплитуда в фотографических лучах в три раза больше, чем в фотовизуальных. Фотоэлектрические наблюдения Зайцевой [13] в системе  $UBV$  обнаружили небольшое уменьшение показателя цвета ( $U - B$ ) в момент ослабления блеска в фильтре  $V$ .

Фотоэлектрические наблюдения Гётца и Венцеля [22] кроме колебаний блеска с амплитудой  $0^m4 - 0^m2$  обнаружили вспышку с амплитудами  $1^m8$  в  $U$  и  $0^m3$  в  $V$ . Наблюдения с объективной призмой показали, что при небольших колебаниях блеска интенсивности эмиссионных линий увеличиваются с уменьшением яркости, звезда при этом краснеет. Абсорбционный спектр T Tau меняется от G2 до K3 независимо от блеска и цвета звезды.

Согласно наблюдениям Кохена [23], уменьшение блеска в фильтре  $V$  сопровождается увеличением потока в инфракрасной области спектра.

**RW Aur.** Холопов [24], сравнивая фотографические наблюдения с визуальными, отмечает, что с уменьшением блеска показатель цвета увеличивается. Такой же результат получен по спектрофотометрическим наблюдениям RW Aur [25]. Фотометрия в системе  $UBV$  обнаруживает корреляцию показателя цвета ( $B - V$ ) с блеском звезды (в минимуме блеска звезда краснеет), в то время как показатель цвета ( $U - B$ ) связан с блеском более сложным образом [19, 26—28]. Спектрофотометрические наблюдения RW Aur, выполненные Шалонжем и др. [29], показали, что с увеличением блеска звезды эмиссионные линии переходят в абсорбцию и одновременно исчезает ультрафиолетовый избыток. Наклон непрерывного спектра при этом почти не меняется. Аналогичный эффект был обнаружен Салмановым [30].

**DF и DG Tau.** Результаты наблюдений за 50 лет, рассмотренные в [31], показали, что амплитуда изменений блеска DF Tau в фотографической области в три раза больше, чем в визуальной. Это явление особенно сильно выражено у DG Tau: при изменении фотографической величины на  $2^m5$  визуальный блеск остается почти постоянным. По результатам фотоэлектрических наблюдений Зайцевой [13, 17] для обеих звезд существует зависимость между блеском в  $V$  и цветом ( $B - V$ ). Цвет ( $U - B$ ) меняется независимо в больших пределах.

BP Tau обнаруживает аналогичные свойства [19]. С уменьшением блеска  $V$  цвет ( $B - V$ ) увеличивается, в то время как ( $U - B$ ) уменьшается, т. е. в минимуме блеска возрастает ультрафиолетовый избыток излучения.

Из этого краткого обзора следует, что не все переменные демонстрируют однозначную зависимость между блеском и цветом. По-видимому, можно сказать, что для каждой из наблюдавшихся нами звезд свойственны изменения теплового характера: с уменьшением блеска  $V$  показатель цвета ( $B - V$ ) увеличивается. У звезд SU Aur, RY Tau, T Tau, отнесенных нами к первой группе переменности, этот характер изменений выражен менее четко, чем у остальных. Здесь на «тепловые изменения» накладывается переменность длинноволновой части спектра, вызывающая эффект покраснения звезды при увеличении ее яркости. Особенно наглядно это выражено у RY Tau. У звезд SU Aur и T Tau этот эффект проявляется только в переменности величин  $r_1$  и  $r_2$ .

Полученные нами результаты в целом достаточно хорошо согласуются с имеющимися данными о переменности звезд Т Тельца. Разделение Т Tau-звезд на группы по характеру переменности проводилось и ранее. Бадалян [18] отмечает три группы звезд по соотношению амплитуд в фотографической и фотовизуальной области спектра. Зайцева [13] разделяет звезды Т Тельца и неправильные переменные на три группы по соотношению между изменениями блеска и цвета звезд в системе  $UBV$ . Здесь нами предпринята еще одна попытка классифицировать звезды Т Тельца по фотометрическому поведению.

## 7. Средние характеристики переменных

Усреднив величины каждой звезды по всему периоду наблюдений, получим средние, наиболее характерные состояния переменных в указанный период: распределение энергии в континууме и эквивалентные ширины линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . В табл. 7 приведены полученные таким образом средние

Т а б л и ц а 7

| Звезда | $u$                | $b$               | $v$               | $r_1$             | $r_2$             | $(\alpha - r_1)$   | $(\beta - b)$     | $E_u$ | $C$   | UV-избыток       | Число наблюдений |
|--------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------|-------|------------------|------------------|
| SU Aur | 10 <sup>m</sup> 60 | 9 <sup>m</sup> 40 | 9 <sup>m</sup> 28 | 9 <sup>m</sup> 20 | 9 <sup>m</sup> 30 | -0 <sup>m</sup> 30 | 1 <sup>m</sup> 95 | +0,10 | +0,10 | 0 <sup>m</sup> 1 | 16               |
| RY Tau | 12,15              | 11,15             | 11,00             | 10,95             | 10,80             | -0,30              | 1,80              | +0,85 | +0,20 | 0,5              | 33               |
| T Tau  | 11,85              | 10,40             | 10,10             | 9,80              | 9,80              | -0,45              | 1,55              | +0,95 | +0,45 | 0,4              | 22               |
| RW Aur | 10,59              | 10,20             | 10,28             | 10,35             | 10,40             | -0,45              | 1,50              | +0,05 | -0,13 | 0,6              | 33               |
| UY Aur | 12,90              | 12,50             | 12,10             | 11,70             | 11,65             | -0,45              | 1,05              | -0,40 | +0,65 | 1,6              | 11               |
| DR Tau | 12,70              | 12,05             | 11,95             | 11,95             | 11,60             | -0,60              | 1,10              | +0,55 | +0,22 | 0,9              | 7                |
| AA Tau | 14,55              | 13,60             | 13,05             | 13,05             | 12,35             | -0,60              | —                 | +0,40 | +0,62 | 1,0              | 2                |
| DG Tau | 12,50              | 12,45             | 12,20             | 11,85             | 11,55             | -0,55              | 1,05              | -0,55 | +0,63 | 2,0              | 20               |
| BP Tau | 12,35              | 12,15             | 12,15             | 11,75             | 11,50             | -0,60              | 0,95              | -0,20 | +0,52 | 2,0              | 15               |
| GM Aur | 12,95              | 12,45             | 12,10             | 11,70             | 11,60             | -0,65              | 0,85              | -0,25 | +0,62 | 1,5              | 8                |
| DF Tau | 12,90              | 12,37             | 12,20             | 11,75             | 11,35             | -0,50              | 1,00              | -0,05 | +0,73 | 1,9              | 20               |

характеристики звезд. Звезды расположены по группам переменности. Заметим, что при переходе от первой группы к третьей средние цвета ( $\beta - b$ ),  $(\alpha - r_1)$  и параметр  $E_u$  уменьшаются, что соответствует увеличению эмиссии  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  и усилению ультрафиолетового избытка.

Средние распределения энергии можно сравнить с данными Кухи [32], полученными по фотозлектрическим наблюдениям со сканирующим спектрофотометром (рис. 12). Хотя наблюдения Кухи проводились в другой период, сравнение распределений энергии переменных показывает достаточно хорошее согласие.

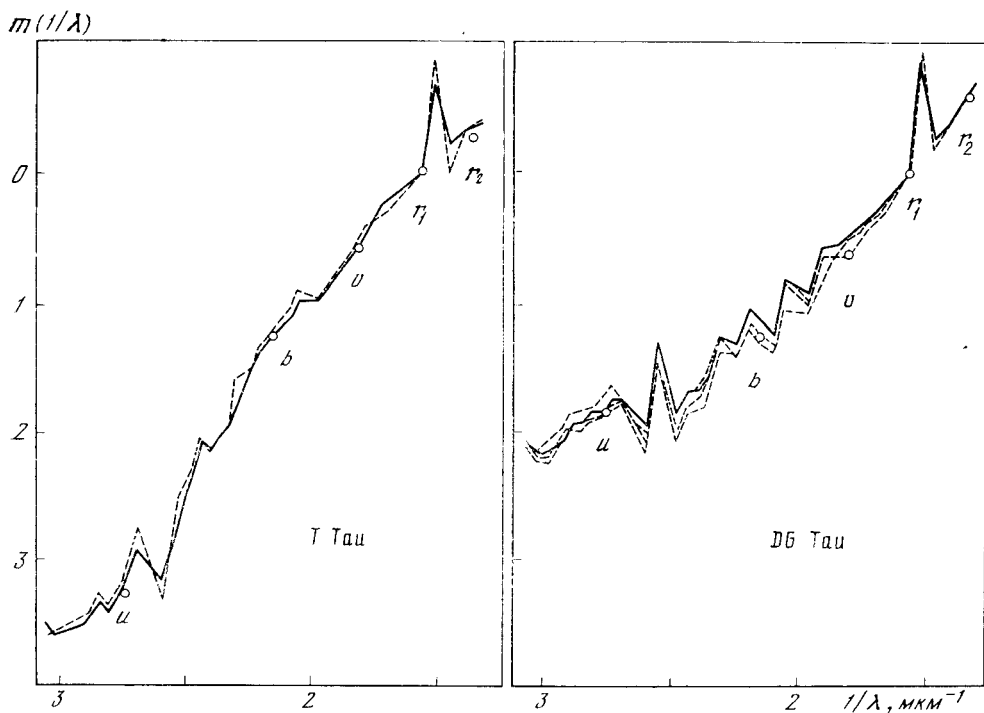


Рис. 12. Средние распределения энергии Т Тау и DG Тау (точки) и данные фотоэлектрических наблюдений [29] (сплошные и штриховые линии относятся к разным датам наблюдений [32])

Средние распределения энергии, исправленные за межзвездное поглощение, даны на рис. 8, 9, 10. Межзвездное поглощение в направлении исследуемых звезд весьма неоднородно и, кроме того, часть поглощения может быть обусловлена пылевой околозвездной оболочкой. Поэтому как первое, грубое приближение можно принять межзвездное поглощение одинаковым для всех наблюдавшихся звезд в области Телец — Возничий. Согласно Кухи [33], модуль расстояния был принят равным  $6^m$ , средняя величина поглощения по данным [34]  $0^m.7$ .

По четырем величинам  $b$ ,  $r$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  было проведено сравнение средних распределений энергии с распределением для звезд главной последовательности (за исключением SU Aur, имеющей спектр G2 III). Этот участок спектра Т Тау-звезд менее всего подвержен влиянию избытков излучения. Для некоторых звезд, например RY Тау, наблюдаемое распределение энергии представлено двумя спектральными классами.

Ультрафиолетовые избытки излучения определялись как разность между наблюдаемой величиной  $u$  и величиной, соответствующей распределению энергии нормальной звезды. Полученные таким образом ультрафиолетовые избытки ( $UV$ ) приведены в табл. 7.

Следует отметить, что определяемая величина ультрафиолетового избытка слабо зависит от принятого межзвездного поглощения. Если принять большее поглощение, то это приведет к тому, что исправленные распределения энергии будут соответствовать звездам более ранних спектральных классов и ультрафиолетовые избытки получатся почти такими же. Это является следствием того, что эффекты межзвездного покраснения и «температурного» изменения распределения энергии (в диапазоне G0 — K5) трудно различимы при низкой точности фотометрии.

На рис. 13 даны зависимости между найденными ультрафиолетовыми избытками, показателями цвета ( $\beta - b$ ), ( $\alpha - r_1$ ) и показателем цвета  $C$ .



Рис. 13. Зависимости между ультрафиолетовыми избытками  $UV$ , показателями цвета  $(\beta - b)$  и  $(\alpha - r_1)$  и показателем цвета  $C$

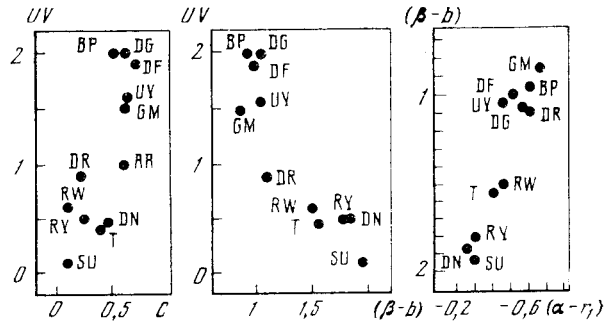
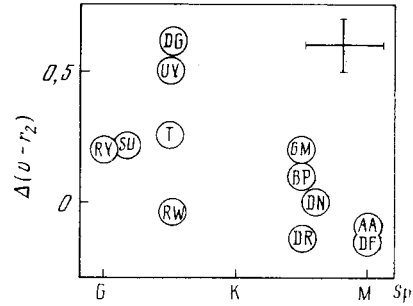


Рис. 14. Расхождение между спектральными классами и наблюдаемыми распределениями энергии в зависимости от спектрального класса переменной



На каждой из этих диаграмм звезды различных групп переменности разделяются достаточно уверенно. DN Тау при этом попадает в первую группу переменных. Как указывалось в [32, 35], корреляция между величиной ультрафиолетового избытка и интенсивностью балмеровских линий свидетельствует о том, что ультрафиолетовые избытки вызваны излучением в балмеровском континууме.

Тот факт, что межзвездное поглощение неодинаково для разных звезд, должен вызвать различие между спектральным классом, определяемым по распределению энергии, и спектральным классом, определяемым по абсорбционному спектру звезды. Это расхождение можно выразить как разность показателей цвета  $\Delta(v - r_2)$ , соответствующих двум спектральным классам. На рис. 14 дана зависимость  $\Delta(v - r_2)$  от спектрального класса по каталогу [41]. Как видно из рисунка, звезды более ранних спектральных классов систематически краснее, чем следовало бы ожидать согласно их спектрам. Подобная корреляция была найдена Кухи [36] и объяснена как следствие существования пылевых оболочек у звезд более ранних спектральных классов. Наши наблюдения подтверждают эту зависимость.

## 8. Характер переменности и светимости звезд

Наиболее важным для понимания природы переменности является вопрос: различаются ли звезды, отнесенные нами к разным группам переменности, по основным физическим характеристикам — спектральному классу и светимости? В табл. 8 приведены спектральные классы переменных по каталогу [41] и болометрические светимости, вычисленные Кохен [37] по наблюдениям в области спектра от ультрафиолета до 22 мкм. Величина  $r$  равна отношению потока в инфракрасной области спектра к потоку в ультрафиолетовой и визуальной области. На рис. 15 переменные нанесены на теоретическую диаграмму  $\lg L - \lg T_{\text{eff}}$  [2]. Эффективные температуры определены по спектральным классам согласно калибровке Джонсона [38].

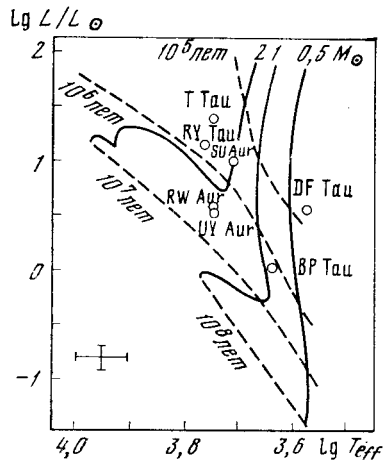


Рис. 15. Положение звезд Т Тельца на эволюционной диаграмме

Звезды первого типа переменности имеют наиболее высокую светимость

Как видно из рис. 15, звезды из разных групп переменности различаются в основном по светимости. Особенно четко отделяются звезды первой группы SU Aur, RY Tau, T Tau, показывающие также существенное отличие и в характере переменности от звезд второй и третьей групп.

Т а б л и ц а 8

| Звезда | Спектр | $L_{bol}$ | $r$ | Звезда | Спектр | $L_{bol}$ | $r$ |
|--------|--------|-----------|-----|--------|--------|-----------|-----|
| SU Aur | G2 III | 11        | 11  | DR Tau | K4     | —         | —   |
| RY Tau | F8—G2  | 16        | 82  | AA Tau | M0     | —         | —   |
| T Tau  | G5     | 26        | 109 | DG Tau | G      | —         | —   |
| RW Aur | G5     | 4,2       | 9,6 | BP Tau | K5     | 1,0       | 12  |
| UY Aur | G5     | 3,9       | 52  | GM Aur | K5     | —         | —   |
|        |        |           |     | DF Tau | M0     | 3,9       | 39  |

RY Tau и T Tau отличаются к тому же максимальными инфракрасными избытками ( $r > 80$ ).

Таким образом, разделение звезд по признаку фотометрического поведения в непрерывном спектре, оказывается разделением и по физическим характеристикам, главным образом по светимости.

### 9. Наблюдения неправильных переменных

Неправильные переменные без эмиссионных линий, включенные в табл. 4, наблюдались с электрофотометром на телескопе АЗТ-8 в течение двенадцати ночей в августе и сентябре 1971 г. и пяти ночей в сентябре 1972 г.

Звезды мало активны и столь короткие ряды наблюдений не позволяют говорить о характере их переменности, поэтому были вычислены только средние распределения энергии, исправленные за межзвездное поглощение. Модуль расстояния был принят, согласно Холопову [39], с учетом межзвездного поглощения по [34].

Полученные распределения энергии удается достаточно хорошо представить распределениями энергии в спектрах звезд-гигантов (рис. 16). Переменные V925 Aql, CE Cyg, BY And имеют аномально красные цвета, соответствующие спектральным классам M0 — M5 III, в то время как их спектральные классы заключены в интервале K5 — K9 [11].

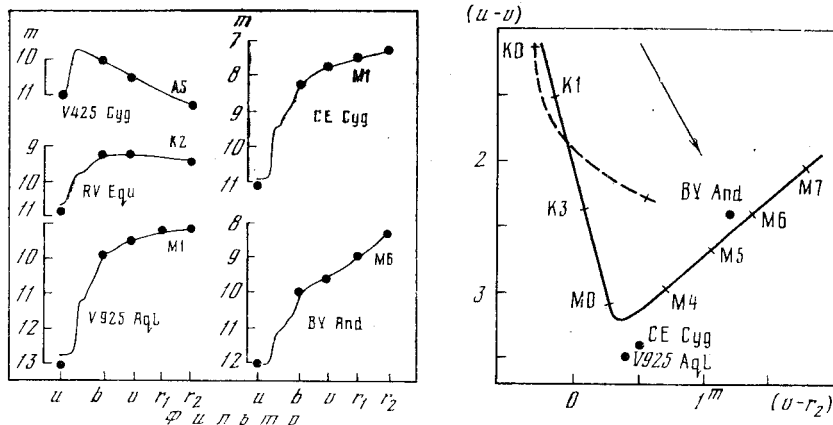


Рис. 16. Средние распределения энергии неправильных переменных, исправленные за межзвездное покраснение

Сплошные кривые — распределения энергии звезд-гигантов

Рис. 17. Положение «аномально красных» неправильных переменных на двухцветной диаграмме

Сплошная кривая — последовательность гигантов. Штриховая — нижний конец главной последовательности. Стрелкой указано направление межзвездного покраснения

Чтобы ответить на вопрос, может ли это расхождение быть результатом межзвездного покраснения, переменные были нанесены на двухцветную диаграмму  $(u - v)$  —  $(v - r_2)$  (рис. 17). Звезды CE Cyg и V925 Aql оказались смещенными от положения, соответствующего их спектральным классам, в направлении межзвездного покраснения. BY And имеет цвета, нормальные для спектрального класса M6 III. Как видно из рис. 17, различие между спектром K9 и положением звезды в данном случае не может быть объяснено межзвездным поглощением.

### Заключение

Полученный наблюдательный материал содержит информацию о переменности нескольких звезд типа Т Тельца в непрерывном спектре и в линиях  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Как было показано, звезды разной светимости различаются по характеру переменности в континууме. Что же касается эмиссионных характеристик — ультрафиолетовых избытков и эквивалентных ширин  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ , то эти величины определяются относительно уровня непрерывного спектра и для дальнейшего анализа переменности необходимо редуцировать их в абсолютные потоки.

Автор глубоко благодарен В. В. Прокофьевой и А. Н. Абраменко за помощь в проведении телевизионных наблюдений, А. В. Миронову и Н. Н. Самуся за организацию машинной обработки наблюдений и В. И. Углич за большую вычислительную работу, а также В. Б. Никонову за постоянное внимание и руководство данной работой.

Декабрь 1974 г.

### Л и т е р а т у р а

1. П. Н. Холопова. В сб. «Эруптивные звезды». Под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга. М., «Наука», 1970.
2. P. Bodenheimer. Rep. Progr. Phys., 1972, 35, 1.
3. G. F. Gahm. Sympos. IAU N 67. — In: Variable stars and stellar evolution. V. Sherwood and L. Plaut (Eds.). Holland, D. Reidel Publ. Co., 1975.

4. А. В. Миронов, П. П. Петров. В сб. «Новая техника в астрономии», вып. 5. Л., «Наука», 1975, с. 84.
5. А. Н. Joy. *Astrophys. J.*, 1945, **102**, 168.
6. А. Н. Joy. *Astrophys. J.*, 1949, **110**, 424.
7. R. O'Connell. *Astron. J.*, 1973, **78**, 1081.
8. M. J. Price. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1966, **133**, 25.
9. P. J. Andrews. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1968, **72**, 35.
10. Publ. U. S. Nav. Observ., 1964, **17**, ser. 2, pt. 7.
11. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд. М., «Наука», 1969.
12. G. H. Herbig, K. Rao. *Astrophys. J.*, 1972, **174**, 401.
13. Г. В. Зайцева. Канд. дис. М., 1974.
14. Сб. «Телевизионная астрономия». Под ред. В. Б. Никонова. М., «Наука», 1974.
15. П. П. Петров. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, **44**, 25.
16. W. Wenzel. *Non-periodic phenomena in variable stars*. L. Detre (Ed.). Budapest, Acad. Press, 1968, p. 61.
17. Г. В. Зайцева. Переменные звезды, 1970, **17**, № 3, 294.
18. Г. С. Бадалян. Сообщения Бюраканской obs., 1958, вып. 25, 49.
19. Л. Н. Мосидзе. Бюл. Абастуманской астрофиз. obs., 1969, **37**, 13.
20. W. Wenzel. *Mitt. veränderl. Sterne*, 1970, **5**, N 7, 117.
21. В. А. Драгомиретская, V. Tsessevich. *Intern. Bull. Var. Stars*, 1971, N 546.
22. W. Götz, W. Wenzel. *Mitt. veränderl. Sterne*, 1970, **5**, N 8, 142.
23. M. Cohen. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1973, **161**, 85.
24. П. Н. Холопов. Переменные звезды, 1955, **10**, 180.
25. Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая. Бюл. Абастуманской астрофиз. obs., 1964, **30**, 2.
26. G. H. Herbig. *Advances Astron. and Astrophys.*, 1961, **1**, 47.
27. Я. И. Кумсишвили, Н. Л. Магалашвили, А. П. Абуладзе. Бюл. Абастуманской астрофиз. obs., 1964, **30**, 33.
28. Р. А. Варданян. Сообщения Бюраканской obs., 1969, вып. 40, 63.
29. D. Chalonge, L. Divan, L. V. Mirzoyan. *Астрофизика*, 1971, **7**, 345.
30. И. Р. Салманов. Циркуляр Шемахинской астрофиз. obs., 1972, № 1, 3.
31. В. П. Цесевич, Б. А. Драгомиретская. В сб. «Проблемы космической физики», вып. 2, 1967, с. 110.
32. L. V. Kuhl. *Mém. Soc. roy. sci. Liège*, 1970, **19**, 295.
33. L. V. Kuhl. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 1409.
34. А. С. Шаров. *Астрон. ж.*, 1963, **40**, 900.
35. L. V. Kuhl. *Publs. Astron. Soc. Pacif.*, 1966, **78**, 430.
36. L. V. Kuhl. *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1974, **15**, 47.
37. M. Cohen. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1973, **164**, 395.
38. H. L. Johnson. *Bol. observ. Tonantzintla, Tacuba*, 1964, **3**, 305.
39. П. Н. Холопов. *Астрон. ж.*, 1959, **36**, 295.

## МНОГОЦВЕТНАЯ ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

### II. ХАРАКТЕР ПЕРЕМЕННОСТИ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

П. П. Петров

Продолжен анализ результатов телевизионных наблюдений звезд типа Т Тельца [1]. Вычислены абсолютные потоки энергии, излучаемые фотосферой звезд в видимой области спектра ( $F_v$ ), потоки в бальмеровском континууме ( $F_{UV}$ ) и в линиях  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ , излучаемые газовыми оболочками звезд.

Показано, что звезды, отнесенные в [1] к разным группам по характеру изменчивости в непрерывном спектре, различаются по величине потока  $F_{UV}$ . У звезд высокой светимости поток  $F_{UV}$  значительно *меньше*, чем у звезд низкой светимости. Внутри каждой группы переменных существует зависимость между потоком  $F_{UV}$  и спектральным классом звезды. Отношение потока в линии  $H_\beta$  к потоку в бальмеровском континууме указывает на большую оптическую толщину оболочки в линии  $H_\beta$ .

Абсолютные потоки излучения с  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезд в непрерывном спектре, вычисленные разными методами, обнаруживают расхождение, которое может быть объяснено либо нерадиативным нагревом среды, излучающей в инфракрасной области спектра, либо неселективным поглощением света в пылевой околозвездной оболочке.

Получены количественные оценки изменений абсолютных потоков излучения в бальмеровском континууме и в линиях  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Найдено, что характер изменчивости зависит от светимости оболочки звезды в бальмеровском континууме. Звезды с высокой светимостью газовой оболочки показывают *обратную* зависимость между изменениями потока излучения от фотосферы и потока в бальмеровском континууме: увеличение  $F_v$  сопровождается уменьшением  $F_{UV}$ . Поведение потоков в линиях  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  более сложно.

Предполагается существование механизма, обеспечивающего обратную зависимость между изменениями потока радиативной энергии от фотосферы и потока нерадиативной энергии, поддерживающего излучение газовой оболочки звезды.

MULTICOLOUR TV-PHOTOMETRY OF T TAU-STARS. II. ON THE VARIABILITY OF T TAU-STARS, by P. P. Petrov. — Analysis of the observational data, given in [1], is continued. Absolute fluxes of radiation from photospheres ( $F_v$ ) and radiation from gas envelopes in Balmer continuum ( $F_{UV}$ ),  $H_\beta$  and  $H_\alpha$  lines ( $F_\beta$ ,  $F_\alpha$ ) are calculated.

Variables, attributed to the different groups according to the type of energy distribution variability [1] are found to differ in  $F_{UV}$  fluxes. High luminosity stars have appreciably lower  $F_{UV}$  fluxes than stars of low luminosity. A correlation between  $F_{UV}$  and spectral type exist for each group of these stars. The ratio of total fluxes in  $H_\beta$  line to the Balmer continuum fluxes indicates a high optical depth of gas envelopes in  $H_\beta$  line.

The discrepancies between fluxes of radiation from  $1 \text{ cm}^2$  of stellar surface, calculated by different methods, can be explained by non-radiative heating of a substance emitting in infrared and/or neutral absorption in dust circumstellar envelopes.

Quantitative estimations of the variability of the absolute fluxes  $F_{UV}$ ,  $F_\beta$ , and  $F_\alpha$  are derived from the observations. It was found that the type of variability of these fluxes is dependent on  $F_{UV}$ , i. e. on luminosity of the gas envelope in Balmer continuum. The stars

having gas envelopes of high luminosity, show *reversed* correlation between changes of photosphere flux and of Balmer continuum one: increase in  $F_v$  is following by decrease in  $F_{UV}$ . Changes of  $H_\beta$  and  $H_\alpha$  fluxes are more complicated.

Existence of a mechanism, causing reversed correlation between radiative flux from photosphere and non-radiative flux exciting gas envelope emission, is proposed.

В [1] был проведен предварительный анализ наблюдений нескольких типичных Т Тау-звезд. Был показан характер изменений распределения энергии в непрерывном спектре, определены ультрафиолетовые избытки и эквивалентные ширины линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Звезды разной светимости оказались различающимися по фотометрическому поведению в континууме. Что касается ультрафиолетовых избытков и эквивалентных ширин линий, то эти величины определяются относительно уровня непрерывного спектра и для анализа эмиссионных характеристик звезд необходимо редуцировать их в абсолютные энергетические потоки.

Для того чтобы более четко выделить объект исследования, остановимся коротко на некоторых свойствах Т Тау-звезд. Как указывалось во введении к [1], спектр звезд Т Тельды состоит из абсорбционного спектра звезды низкой светимости, завуалированного непрерывной эмиссией, и эмиссионного спектра, напоминающего спектр солнечной хромосферы. Большинство звезд имеют значительные ультрафиолетовые избытки излучения за границей бальмеровской серии и избыточное инфракрасное излучение в области длин волн 1—22  $\mu\text{м}$ .

По современным представлениям, эмиссионный спектр Т Тау-звезды излучается газовой околозвездной оболочкой [2—4]. Является ли это образование хромосферой или протяженной оболочкой — вопрос дискуссионный. Не ясен до конца и механизм возбуждения излучения оболочки. Большинство авторов связывают этот механизм с существованием глубокой конвективной зоны и магнитных полей Т Тау-звезд [5].

Есть основания предполагать, что ультрафиолетовые избытки обусловлены, в основном, излучением водорода за пределом бальмеровской серии [4, 6, 7].

Большие избытки излучения в далекой инфракрасной области спектра свидетельствуют в пользу существования пылевых оболочек, перерабатывающих коротковолновое излучение звезды в инфракрасное в соответствии с низкой температурой пыли [8—10]. Инфракрасное излучение в области 1—5  $\mu\text{м}$  может давать также и газовая оболочка [11—13].

Переменность распределения энергии в непрерывном спектре Т Тау-звезд, обсуждавшаяся в [1], характеризует излучение фотосферы звезды, частично поглощенное пылевой оболочкой. Пашеновский континуум, излучаемый газовой оболочкой, может дать лишь очень незначительный добавочный поток в непрерывном спектре в видимой области [14]. Переменность ультрафиолетовых избытков и эмиссионных линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  вызвана, по-видимому, изменением степени возбуждения (светимости) газовой оболочки и изменением физических условий в излучающей среде.

## 1. Вычисление абсолютных потоков излучения переменных

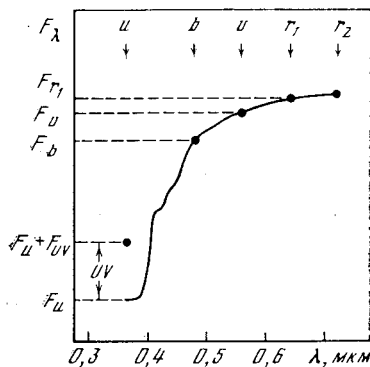
Поскольку ультрафиолетовые избытки и эквивалентные ширины линий определяются относительно уровня непрерывного спектра, необходимо сначала вычислить абсолютные энергетические потоки в континууме. Для этого нужно знать абсолютные величины звезд в фотометрической системе  $ubvr_1r_2$ , которые определяются из наблюдаемых звездных величин, модуля расстояния и межзвездного поглощения.

Как было показано в [15] и подтверждено в [1], поглощение света Т Тау-звезд происходит, в основном, в околозвездных пылевых оболочках и лишь незначительная часть обусловлена межзвездным поглощением. Следуя Кухи [15], средние величины переменных, полученные в [1], были

исправлены за покраснение по закону нормального межзвездного поглощения [16] так, чтобы получить наилучшее согласие между наблюдаемыми величинами  $b$ ,  $v$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  и распределениями энергии, соответствующими спектральным классам переменных. При этом предполагается, что звезды типа Т Тельца в участке спектра от 4700 до 7300 Å имеют «нормальные» распределения энергии, соответствующие их спектральным классам, а поглощение света в околозвездных оболочках по зависимости от длины волны не отличается от межзвездного поглощения. Индивидуальные величины поглощения  $A_v$ , определенные таким образом для всех наблюдавшихся переменных, заключены в интервале от  $0^m4$  до  $2^m6$  и связаны статистически со спектральным классом звезды.

Рис. 1. К определению абсолютных потоков излучения

Точки — наблюдаемое распределение энергии переменной в системе  $ubvr_1r_2$ , исправленное за покраснение. Кривая — распределение энергии нормальной звезды того же спектрального класса, что и переменная



Расстояние до переменных в Тельце и Возничем, согласно Кухи [15], равно 150  $pc$ . Холопов оценивает расстояние до ассоциации Тау Т1—200  $pc$ ; Тау Т2, Тау Т3 и Аур Т1 — 170  $pc$  [17]. По-видимому, реальные расстояния находятся в пределах от 150  $pc$  до 200  $pc$ .

Абсолютные величины звезд были вычислены с использованием индивидуальных значений  $A_v$  для двух расстояний: 150 и 200  $pc$ . Абсолютные энергетические потоки вычислены по соотношению

$$\lg F_v - \lg F_v^\odot = 0,4 (M_v^\odot - M_v), \quad (1)$$

где  $F_v$  ( $эрг \cdot сек^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}$ ) — поток лучистой энергии от всей поверхности звезды на эффективной длине волны фильтра  $v$  (5550 Å) в интервале 1 Å,  $M_v$  — абсолютная величина переменной в фильтре  $v$ ,  $F_v^\odot$  и  $M_v^\odot$  — аналогичные величины для Солнца. Принимая  $F_v^\odot = 5,35 \cdot 10^{29} \text{ эрг} \cdot сек^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}$  и  $M_v^\odot = 4^m80$  [18, 19], получим

$$\lg F_v = 31,65 - 0,4 M_v. \quad (2)$$

Абсолютные потоки  $F_{UV}$  в ультрафиолете, излучаемые газовой оболочкой звезды, найдены из соотношения

$$\lg F_u - \lg (F_u + F_{UV}) = -0,4 E_{UV}, \quad (3)$$

где  $F_u$  ( $эрг \cdot сек^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}$ ) — поток в ультрафиолете от всей поверхности звезды, найденный по величине  $F_v$  и распределению энергии нормальной звезды того же спектрального класса, что и переменная (рис. 1),  $E_{UV}$  — ультрафиолетовый избыток излучения в звездных величинах.

Полные потоки излучения в линиях  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  в  $эрг \cdot сек$  равны:

$$F_\beta = W_{H_\beta} \cdot F_b, \quad (4)$$

$$F_\alpha = W_{H_\alpha} \cdot F_{r_1}, \quad (5)$$

где  $W_{H_\beta}$  и  $W_{H_\alpha}$  — эквивалентные ширины линий в ангстремах, а потоки  $F_b$  и  $F_{r_1}$  найдены из величины потока  $F_v$  и разностей абсолютных величин  $(M_v - M_b)$  и  $(M_v - M_{r_1})$ . Различия между  $\lambda_{H_\beta}$  и  $\lambda_{\text{эфф}}$  фильтра  $b$ , а также

Таблица 1

| Звезда | Sp     | $E_{UV}$ | $W_{H\beta, A}$ | $W_{H\alpha, A}$ | $A_v$   | $r = 150 \text{ pc}$ |          |          |           |           |
|--------|--------|----------|-----------------|------------------|---------|----------------------|----------|----------|-----------|-----------|
|        |        |          |                 |                  |         | $M_u$                | $M_b$    | $M_v$    | $M_{T_1}$ | $M_{T_2}$ |
| SU Aur | G2 III | $0^m,1$  | -4              | +10              | $0^m,6$ | $3^m,75$             | $2^m,75$ | $2^m,78$ | $2^m,80$  | $3^m,00$  |
| RY Tau | F8—G2  | 0,5      | -1              | +10              | 1,5     | 3,90                 | 3,40     | 3,60     | 3,80      | 3,90      |
| T Tau  | G5     | 0,4      | +4              | +30              | 1,4     | 3,75                 | 2,75     | 2,80     | 2,75      | 2,95      |
| DN Tau | K6     | 0,5      | -2              | -10              | 1,0     | 6,57                 | 5,27     | 5,40     | 5,35      | 5,05      |
| RW Aur | G5     | 0,6      | +5              | +30              | 0,6     | 3,74                 | 3,55     | 3,78     | 3,96      | 4,10      |
| UY Aur | G5     | 1,6      | +18             | +30              | 2,6     | 2,90                 | 3,35     | 3,60     | 3,65      | 4,00      |
| DR Tau | K4     | 0,9      | +16             | +55              | 0,7     | 5,70                 | 5,30     | 5,35     | 5,50      | 5,30      |
| AA Tau | M0     | 1,0      | —               | +55              | 0,4     | 8,05                 | 7,20     | 6,75     | 6,85      | 6,20      |
| DG Tau | G5     | 2,0      | +18             | +45              | 2,6     | 2,50                 | 3,30     | 3,70     | 3,80      | 3,90      |
| BP Tau | K5     | 2,0      | +22             | +55              | 0,6     | 5,51                 | 5,50     | 5,65     | 5,35      | 5,20      |
| GM Aur | K5     | 1,5      | +26             | +60              | 1,3     | 5,00                 | 4,93     | 4,90     | 4,75      | 4,80      |
| DF Tau | M0     | 1,9      | +20             | +40              | 0,5     | 6,20                 | 5,85     | 5,80     | 5,45      | 5,10      |

$\lambda_{H\alpha}$  и  $\lambda_{H\beta}$  фильтра  $r_1$  достаточно малы, чтобы не вводить в (4) и (5) поправки за наклон непрерывного спектра.

Результаты вычислений абсолютных энергетических потоков излучения наблюдавшихся Т Тау-звезд приведены в табл. 1. В таблице даны: название звезды, спектральный класс по каталогу [20], ультрафиолетовый избыток и эквивалентные ширины линий, усредненные по всему периоду наблюдений [1], поглощение  $A_v$ , абсолютные звездные величины для расстояния 150  $pc$  и абсолютные энергетические потоки  $F_v$ ,  $F_{UV}$ ,  $F_{\beta}$  и  $F_{\alpha}$  для расстояний 150 и 200  $pc$ .

## 2. Соотношения между средними абсолютными потоками излучения

На рис. 2 приведены зависимости между абсолютными потоками, излучаемыми оболочками звезд в ультрафиолете ( $F_{UV}$ ), спектральными классами и абсолютными звездными величинами в фильтре  $v$ . В [1] было пока-

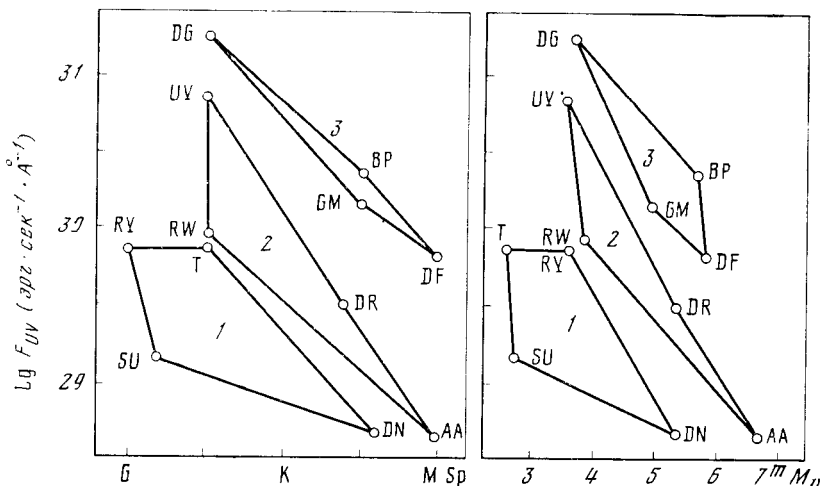


Рис. 2. Зависимости между абсолютными потоками, излучаемыми оболочками звезд в ультрафиолете ( $F_{UV}$ ), спектральными классами и абсолютными звездными величинами в фильтре  $v$

Прямые соединены звезды, отнесенные к одной группе по переменности в континууме [1]. Цифрами на рисунке указаны номера групп



| $r = 150 \text{ nc}$  |  |   |  | $r = 200 \text{ nc}$  |  |   |  |
|---|--|---|--|---|--|---|--|
| $F_v, 10^{28} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1}$ | $F_{UV}, 10^{30} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1}$ | $F_{\beta}, 10^{30} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1}$ | $F_{\alpha}, 10^{30} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1}$ | $F_v, 10^{28} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1}$ | $F_{UV}, 10^{30} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1}$ | $F_{\beta}, 10^{30} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1}$ | $F_{\alpha}, 10^{30} \text{ эрг} \times \text{сек}^{-1}$ |
| 350   | 15   | —   | 34   | 623   | 27   | —   | 60   |
| 160   | 70   | —   | 13   | 285   | 125  | —   | 23   |
| 410   | 78   | 17  | 130  | 370   | 139  | 30  | 230  |
| 31  | 4,8  | —   | —  | 55  | 8,5  | —   | —  |
| 140   | 85   | 8,5   | 35   | 249   | 151  | 15  | 62   |
| 160   | 710  | 36  | 48   | 285   | 1264   | 64  | 85   |
| 32  | 31   | 5,4   | 15   | 57  | 55   | 10  | 27   |
| 8,9   | 4,5  | —   | 4,5  | 16  | 8,0  | —   | 8,0  |
| 150   | 1780   | 38  | 60   | 267   | 3168   | 68  | 107  |
| 29  | 235  | 6,2   | 18   | 44  | 418  | 11  | 32   |
| 49  | 150  | 13  | 34   | 87  | 267  | 23  | 60   |
| 21  | 65   | 4,1   | 12   | 37  | 116  | 7,3   | 21   |

зано, что звезды первой группы имеют более высокие светимости, чем звезды второй и третьей групп. Из рис. 2 видно, что, во-первых, звезды разных групп четко различаются по величине потока  $F_{UV}$ : у звезд более высокой светимости абсолютный поток в ультрафиолете от оболочки значительно *меньше*, чем у звезд низкой светимости. Во-вторых, внутри каждой группы переменных существует зависимость между потоком  $F_{UV}$  и спектральным классом. Может показаться противоречивым, что на диаграмме  $F_{UV} - M_v$  поток в ультрафиолете возрастает с увеличением яркости звезд в фильтре  $v$ , в то время как с увеличением светимости звезд поток  $F_{UV}$  уменьшается. Это объясняется тем, что светимости звезд Т Тельца определяются в основном излучением в инфракрасной области спектра. Напомним, что звезды первой группы излучают в инфракрасном диапазоне спектра почти в 100 раз больше, чем в видимом, в то время как их абсолютные величины  $M_v$  почти такие же, как и у других звезд.

На рис. 3 приведена зависимость между потоками  $F_{UV}$  и полными потоками в линии  $H_{\beta}$ . Отношение  $F_{\beta}/F_{UV}$  для большинства звезд равно при-

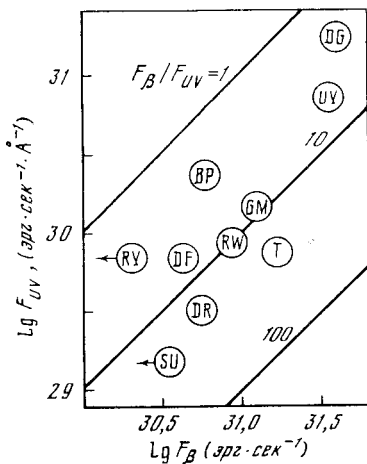


Рис. 3. Соотношение абсолютных потоков излучения оболочек звезд в ультрафиолете ( $F_{UV}$ ) и в линии  $H_{\beta}$  ( $F_{\beta}$ )

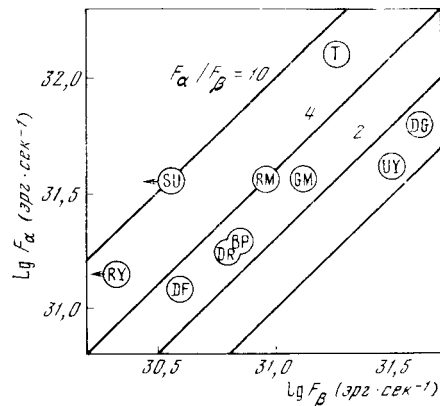


Рис. 4. Соотношение абсолютных потоков излучения оболочек звезд в линиях  $H_{\beta}$  и  $H_{\alpha}$

мерно 10. Е. [14] было показано, что для случая оптически тонкой в бальмеровских линиях водородной плазмы это отношение должно быть около 200. По-видимому, оптическая толщина газовых оболочек Т Тау-звезд в линии  $H_{\beta}$  существенно больше единицы.

Отношение полных потоков в линиях  $H_{\beta}$  и  $H_{\alpha}$  ( $F_{\alpha}/F_{\beta}$ ), представленное на рис. 4, заключено в пределах от 1 до 10 и может быть больше у звезд RY Tau и SU Aur. Средняя эквивалентная ширина линии  $H_{\beta}$  у этих звезд в период наблюдений была отрицательной (абсорбция), поэтому на диаграмме  $F_{\beta} - F_{\alpha}$  отмечена лишь верхняя граница потока  $F_{\beta}$ , соответствующая  $W_{H_{\beta}} = +1 \text{ \AA}$ .

### 3. Абсолютные потоки излучения с единичной площадки поверхности звезд

Поток, излучаемый единичной площадкой поверхности звезды в непрерывном спектре в видимой области, можно вычислить двумя способами. Первый способ — по функции Планка с заменой яркостной температуры температурой распределения (цветовой). Можно предположить [15], что в непрерывном спектре в диапазоне от 4700 до 7300  $\text{\AA}$  звезда типа Т Тельца имеет распределение энергии такое же, как и нормальная звезда того же спектрального класса. Для звезд главной последовательности существует однозначная зависимость между эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$ , определяемой по спектру, и температурой распределения в указанном интервале длин волн. Эту же зависимость можно использовать и для звезд типа Т Тельца с известными спектральными классами.

Поток радиативной энергии с единичной площадки поверхности звезды на длине волны  $\lambda$  в единичном диапазоне длин волн равен

$$\mathcal{F}_{\lambda} = \pi E_{\lambda}(T_B), \quad (6)$$

где  $B_{\lambda}(T_B)$  — функция Планка,  $T_B$  — яркостная температура. Различие между цветовой ( $T_C$ ) и яркостной температурами у звезд G — K в диапазоне длин волн от 4700 до 7300  $\text{\AA}$  невелико. Например, для Солнца  $T_B = 5930^{\circ} \text{ K}$ ,  $T_C = 5800^{\circ} \text{ K}$  [19] и при замене  $T_B$  на  $T_C$  различие в  $B_{\lambda}(T)$  не превышает 10%. Поэтому можно вычислить радиативный поток от Т Тау-звезды на длине волны  $\lambda_v = 5550 \text{ \AA}$ , используя цветовую температуру в диапазоне 4700—7300  $\text{\AA}$ , определенную по спектральному классу,

$$\mathcal{F}_v = \pi B_v(T_C). \quad (7)$$

Основной источник ошибок этого метода заключается в неуверенных оценках спектральных классов. Спектральные классы Т Тау-звезд определяются по абсорбционным спектрам с точностью до трех — пяти подклассов, что может дать ошибку в потоке  $\mathcal{F}_v$  в 1,5—2 раза.

Радиусы звезд можно найти из отношения потока  $F_v$  от всей поверхности звезды к потоку  $\mathcal{F}_v$  от единичной площадки

$$4\pi R^2 = F_v / \mathcal{F}_v. \quad (8)$$

Поскольку  $\mathcal{F}_v$  зависит только от температуры, а в  $F_v$  входит расстояние до звезды и поглощение света, то радиусы, определенные по (8), также будут зависеть от этих параметров.

Рассмотрим второй способ определения абсолютного потока излучения с единичной площадки поверхности. Поток излучения от всей поверхности звезды  $F_v$  известен из наблюдений при некоторых предположениях о расстоянии и поглощении света (см. раздел 1). Радиус звезды может быть оценен из соотношения

$$4\pi R^2 = L_{\text{bol}} / \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (9)$$

где  $L_{\text{bol}}$  — болометрическая светимость звезды, определяемая из наблюдений в широком диапазоне длин волн;  $T_{\text{eff}}$  — эффективная температура, определяемая по спектральному классу с использованием зависимости между спектральным классом и  $T_{\text{eff}}$  для нормальных звезд ( $\sigma T_{\text{eff}}^4$  — болометрический поток излучения с единичной площадки поверхности звезды). Выражая радиус звезды в единицах солнечного радиуса, а болометрическую светимость — в единицах болометрической светимости Солнца и принимая [18, 19]

$$L_{\text{bol}}^{\odot} = 3,88 \cdot 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1},$$

$$M_{\text{bol}}^{\odot} = 4^m 72,$$

$$M_v^{\odot} = 4^m 80,$$

$$R^{\odot} = 6,96 \cdot 10^{10} \text{ см},$$

получим следующее выражение для потока излучения с  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды на длине волны  $\lambda_v = 5550 \text{ \AA}$  в интервале  $1 \text{ \AA}$ :

$$\lg \mathcal{F}_v^{\odot} = -8,08 - 0,4(M_v - M_{\text{bol}}) + 4 \lg T_{\text{eff}}. \quad (10)$$

Радиус звезды определится из соотношения

$$\lg R^*/R^{\odot} = 8,45 - 0,2 M_{\text{bol}} - 2 \lg T_{\text{eff}}. \quad (11)$$

Поток, определяемый по (10), уже не зависит от принятого расстояния, так как модуль расстояния входит в  $M_v$  и  $M_{\text{bol}}$  одинаковым образом, но зависит от поглощения  $A_v$ . Радиус, определяемый из (11), зависит от модуля расстояния.

Потоки излучения газовой оболочки в ультрафиолете и в линиях с единичной площадки поверхности вычисляются по соотношениям, аналогичным (3) — (5). Эти величины могут оказаться несколько завышенными, если эффективная излучающая поверхность оболочки имеет больший радиус, чем звезда (протяженная оболочка).

В табл. 2 приведены абсолютные потоки излучения с  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды, вычисленные по функции Планка ( $\mathcal{F}$ ) и по болометрической светимости ( $\mathcal{F}^*$ ). Спектральные классы звезд взяты из [20]. Спектральный класс Т Тау согласно [20] G5, по другим оценкам [21] — K1. В табл. 2 приведены оба эти значения для того, чтобы показать каким образом входит в вычисления абсолютных потоков неуверенность в определении спектральных классов. Эффективные температуры звезд определены по спектральным классам согласно калибровке Джонсона [22]. Зависимость между  $T_{\text{eff}}$  и  $T_c$  получена по данным [23]. Использовались болометрические величины, определенные Кохеном [10] из наблюдений в инфракрасной области спектра до  $22 \text{ мкм}$  с учетом добавочного излучения от более длинноволновой области спектра. Звезды DN, DR, AA, DG Тау и GM Aug не наблюдались в далеком инфракрасном диапазоне. Их болометрические величины были оценены нами по статистической зависимости между спектральным классом и  $M_{\text{bol}}$ , которую можно получить по наблюдениям Кохена [10] двенадцати звезд типа Т Тельца. Для звезд в диапазоне спектральных классов G — K было принято  $M_{\text{bol}} = 2^m 5$ , в диапазоне K — M  $M_{\text{bol}} = 4^m 0$ . Радиусы звезд вычислены по соотношениям (8) и (11) для расстояний  $150$  и  $200 \text{ пс}$ . Расхождение между величинами абсолютных потоков, вычисленных разными методами, будет обсуждено ниже.

Зависимость между абсолютными потоками в бальмеровском континууме и спектральными классами, найденная для потоков от всей поверхности звезды (см. рис. 2), выполняется также и для потоков с  $1 \text{ см}^2$  (рис. 5).

Т а б л и ц а 2

| Звезда  | Sp     | $T_{eff}, \text{град}$ | $T_c, \text{град}$ | $M_{bol}$ | $f^v, 10^8 \text{ abs. cm}^{-2} \times \text{cent}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ | $f^{UV}, 10^8 \text{ abs. cm}^{-2} \times \text{cent}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ | $f^{\beta}, 10^7 \text{ abs. cm}^{-2} \times \text{cent}^{-1}$ | $f^{\alpha}, 10^7 \text{ abs. cm}^{-2} \times \text{cent}^{-1}$ | $R/R_{\odot}$        |                      | $f^v, \text{ abs. cm}^{-2} \cdot \text{cent}^{-1} \times \text{A}^{-1}$ | $f^{UV}, \text{ abs. cm}^{-2} \times \text{cent}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ | $f^{\beta}, \text{ abs. cm}^{-2} \cdot \text{cent}^{-1}$ | $f^{\alpha}, \text{ abs. cm}^{-2} \cdot \text{cent}^{-1}$ | $R^*/R_{\odot}$      |                      |
|---------|--------|------------------------|--------------------|-----------|--|---|--|---|----------------------|----------------------|---|--|--|---|----------------------|----------------------|
|         |        |                        |                    |           |  |   |  |   | $r = 150 \text{ mc}$ | $r = 200 \text{ mc}$ |   |  |  |   | $r = 150 \text{ mc}$ | $r = 200 \text{ mc}$ |
| SU Aur  | G2 III | 5100                   | 5500               | $2^{m,0}$ | 65   | 2,7   | —  | 6,3   | 3,0                  | 4,0                  | 28  | 1,2  | —  | 27  | 4,5                  | 5,9                  |
| RY Tau  | F8—G2  | 5900                   | 6500               | 2,4       | 130  | 57  | —  | 41  | 1,5                  | 2,0                  | 35  | 15   | —  | 29  | 2,5                  | 3,3                  |
| T Tau   | G5     | 5600                   | 6200               | 0,6       | 110  | 21  | 4,6  | 35  | 2,5                  | 3,3                  | 13  | 2,5  | 5,5  | 42  | 7,0                  | 9,2                  |
| (T Tau) | (K1)   | (5200)                 | (5600)             | 0,6       | (69)   | (13)  | (2,9)  | (22)  | (3,0)                | (4,0)                | (10)  | (2,0)  | (4,4)  | (33)  | (7,5)                | (9,9)                |
| DN Tau  | K6     | 4200                   | 4300               | (4,0)     | 17   | 2,7   | —  | —   | 2,0                  | 2,6                  | 7,3   | 1,1  | —  | —   | 2,5                  | 3,3                  |
| RW Aur  | G5     | 5600                   | 6200               | 3,1       | 410  | 69  | 6,8  | 28  | 1,5                  | 2,0                  | 45  | 27   | 28   | 115   | 2,0                  | 2,6                  |
| UY Aur  | G5     | 5600                   | 6200               | 3,1       | 410  | 480   | 24   | 32  | 1,5                  | 2,0                  | 52  | 230  | 120  | 150   | 2,0                  | 2,6                  |
| DR Tau  | K4     | 4600                   | 4800               | (4,0)     | 32   | 31  | 5,4  | 15  | 1,5                  | 2,0                  | 9,6   | 9,1  | 16   | 46  | 2,0                  | 2,6                  |
| AA Tau  | M0     | 3800                   | 3800               | (4,0)     | 7,8  | 3,9   | —  | 3,9   | 1,5                  | 2,0                  | 1,3   | 0,7  | —  | 6,6   | 3,0                  | 4,0                  |
| DG Tau  | G5     | 5600                   | 6200               | (2,5)     | 410  | 1320  | 28   | 45  | 1,5                  | 2,0                  | 28  | 330  | 71   | 110   | 3,0                  | 4,0                  |
| BP Tau  | K5     | 4400                   | 4500               | 4,0       | 22   | 135   | 5,6  | 16  | 1,5                  | 2,0                  | 7,3   | 44   | 18   | 53  | 2,0                  | 2,6                  |
| GM Aur  | K5     | 4400                   | 4500               | (4,0)     | 22   | 68  | 5,7  | 15  | 2,0                  | 2,6                  | 14  | 44   | 37   | 100   | 2,0                  | 2,6                  |
| DF Tau  | M0     | 3800                   | 3800               | 3,2       | 7,8  | 25  | 1,5  | 4,3   | 2,0                  | 2,6                  | 1,5   | 4,6  | 2,9  | 8,3   | 4,5                  | 5,9                  |

#### 4. Переменность абсолютных потоков излучения

При анализе переменности Т Тау-звезд в [1] были получены распределения энергии, соответствующие различным значениям блеска звезды в фильтре  $v$ , показателя цвета ( $\beta - b$ ) и показателя цвета  $C$ . Дальнейшая обработка наблюдений каждой переменной проводилась следующим образом.

В каждом из средних распределений энергии в выборках по  $v$ , ( $\beta - b$ ) и  $C$  были вычислены абсолютные потоки излучения  $F_v$ ,  $F_{UV}$ ,  $F_\beta$  и  $F_\alpha$  методом, описанным в разделе 1. Таким образом, получено по два или

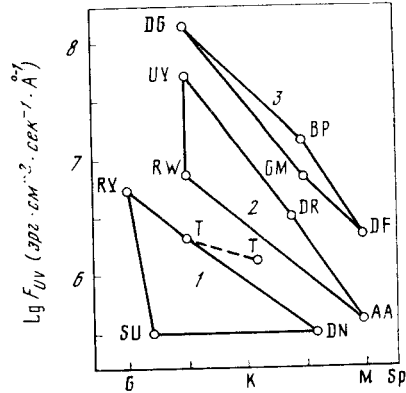


Рис. 5. Зависимость между абсолютными потоками излучения оболочек звезд в ультрафиолете ( $F_{UV}$ ) и спектральными классами звезд

три набора значений  $F_v$ ,  $F_{UV}$ ,  $F_\beta$  и  $F_\alpha$ , соответствующих разным состояниям звезды, различающимся по блеску, эмиссии  $H_\beta$  и цвету. Из этих параметров составлены отношения (градиенты)

$$\frac{\Delta F_{UV}}{\Delta F_v}, \quad \frac{\Delta F_\beta}{\Delta F_v}, \quad \frac{\Delta F_\alpha}{\Delta F_v}$$

и усреднены по всем выборкам. Эти отношения дают представление о характере переменности абсолютных потоков.

Кроме того, были вычислены отношения  $\Delta M_v / \Delta \Theta$ , где  $\Theta = 5040^\circ / T_c$ . Это отношение удобно тем, что для абсолютно черного тела  $\Delta M_v / \Delta \Theta = +5,6$  независимо от того, в каком интервале изменяется температура. Градиент  $\Delta M_v / \Delta \Theta$  указывает, насколько изменения непрерывного спектра звезды в видимой области отличаются от «планковских» (тепловых) изменений.

Т а б л и ц а 3

| Звезда | $\overline{\Delta M_v}$ | $\overline{\Delta \Theta}$ | $\frac{\Delta M_v}{\Delta \Theta}$ | $\frac{\Delta F_{UV}}{\Delta F_v}$ | $\frac{\Delta F_\beta}{\Delta F_v}$ | $\frac{\Delta F_\alpha}{\Delta F_v}$ |
|--------|-------------------------|----------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|
| SU Aur | 0,1                     | -0,1                       | -1 :                               | +5,3                               | Нет                                 | Нет                                  |
| RY Tau | 0,2                     | -0,07                      | -3,0                               | +0,7                               | +0,8                                | »                                    |
| T Tau  | 0,2                     | 0,05                       | +3,5                               | -0,8                               | +0,3 :                              | +0,5                                 |
| RW Aur | 0,6                     | 0,16                       | +4,0                               | -2,3                               | +1,2                                | +1,0                                 |
| UY Aur | 0,6                     | 0,16                       | +3,7                               | -0,5 :                             | -1,5                                | -0,9 :                               |
| DR Tau | 0,6                     | 0,10                       | +5,8                               | +1,0                               | +0,8                                | +0,8                                 |
| DG Tau | 0,4                     | 0,20                       | +2,2                               | -1,0                               | -1,0                                | -0,5                                 |
| BP Tau | 0,3                     | 0,07                       | +4,6                               | -1,0                               | -1,2                                | +0,9 :                               |
| GM Aur | 0,2                     | 0,15                       | +1,0                               | +1,0                               | нет                                 | +1,3                                 |
| DF Tau | 0,4                     | 0,15                       | +2,6                               | -1,4                               | -1,4                                | -1,0                                 |

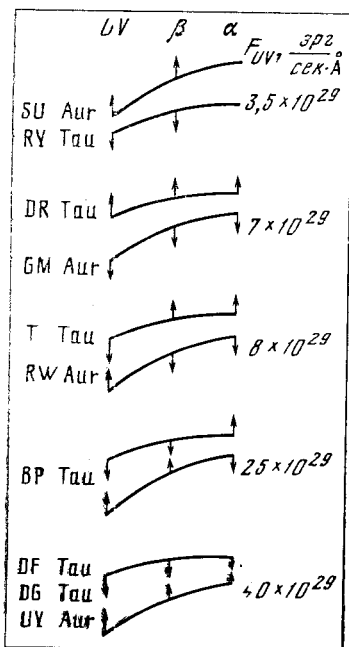


Рис. 6. Изменение распределения энергии звезд в непрерывном спектре и абсолютные потоки излучения оболочек звезд для разных типов переменности звезд Т Тельца (пояснения см. в тексте)

наку звезды были отнесены в [1] к первой группе переменных. Т Тау, также отнесенная в [1] к первой группе по активности в красных лучах, в среднем в области величин  $b$ ,  $v$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  показывает изменения теплового характера.

Только у двух переменных, DR Тау и GM Аур, наблюдается прямая корреляция между изменениями всех параметров: температуры, блеска и абсолютных потоков в ультрафиолете и в линиях.

В табл. 3 приведены градиенты  $\Delta M_v / \Delta \Theta$ ,  $\Delta F_{UV} / \Delta F_v$ ,  $\Delta F_\beta / \Delta F_v$ ,  $\Delta F_\alpha / \Delta F_v$ , а также величины  $\Delta M_v$ , и  $\Delta \Theta$ , усредненные по всем выборкам и представляющие собой характерные изменения яркости и цветовой температуры звезды в период наблюдений. Положительный знак градиента означает прямую корреляцию между изменениями величин, стоящих в числителе и знаменателе, отрицательный — обратную корреляцию. «Нет» означает отсутствие корреляции. Численные значения градиентов определяются с точностью около 50%. В тех случаях, когда неуверенно определяется не только величина градиента, но и его знак, среднее значение сопровождается двоеточием.

Следует помнить, что эти данные получены по ограниченному числу наблюдений и являются лишь приближенным отражением тех зависимостей, которые могут проявляться, но не обязательно существуют постоянно для каждой из наблюдавшихся звезд.

Если рассматривать только знаки градиентов, то можно выделить несколько групп звезд, показывающих одинаковый характер переменности абсолютных потоков (табл. 4).

Звезды высокой светимости SU Аур и RY Тау имеют отрицательный градиент  $\Delta M_v / \Delta \Theta$ , что означает покраснение звезды с увеличением ее блеска. По этому признаку

Т а б л и ц а 4

| Звезда                     | $\frac{\Delta M_v}{\Delta \Theta}$ | $\frac{\Delta F_{UV}}{\Delta F_v}$ | $\frac{\Delta F_\beta}{\Delta F_v}$ | $\frac{\Delta F_\alpha}{\Delta F_v}$ | $\lg F_{UV}$         |       |
|----------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|----------------------|-------|
| SU Aur<br>RY Tau           | —                                  | +                                  | +                                   |                                      | 29,2<br>29,9         | 29,55 |
| DR Tau<br>GM Aur           | +                                  | +                                  | +                                   | +                                    | 29,5<br>30,2         | 29,85 |
| T Tau<br>RW Aur            | +                                  | —                                  | +                                   | +                                    | 29,9<br>29,9         | 29,90 |
| BP Tau                     | +                                  | —                                  | —                                   | +                                    | 30,4                 | 30,40 |
| DG Tau<br>DF Tau<br>UY Aur | +                                  | —                                  | —                                   | —                                    | 31,2<br>29,8<br>30,8 | 30,60 |

Большинство наблюдавшихся звезд типа Т Гельца обнаруживают *обратную* корреляцию между изменениями абсолютных потоков излучения  $F_v$  и  $F_{UV}$ : уменьшение потока от звезды в видимой области спектра сопровождается увеличением потока от оболочки в ультрафиолете.

В табл. 4 приведены также значения  $\lg F_{UV}$ , взятые из табл. 1 для расстояния 150 *пс*, и значения  $\lg F_{UV}$ , усредненные по звездам внутри каждой группы. Можно заметить, что звезды, показывающие различный характер переменности абсолютных потоков, излучаемых оболочкой, различаются по средней величине абсолютного потока в ультрафиолете, иными словами — по светимости газовой оболочки звезды.

Более наглядно характер переменности разных звезд, описанный выше, представлен на рис. 6. Распределения энергии в видимой области спектра схематически изображены кривыми линиями. Изменение наклона кривых отражает изменение цветовой температуры, смещение по вертикали — изменение блеска звезды. Стрелками указаны направления изменений абсолютных потоков в ультрафиолете и в линиях, которыми сопровождается переход звезды в состояние с данным распределением энергии.

Группы переменных, представленные на рис. 6, статистически связаны с группами, выделенными в [1] по характеру переменности в непрерывном спектре. Эта связь обусловлена изображенной на рис. 2 зависимостью между потоками  $F_{UV}$ , светимостями и спектральными классами переменных.

## 5. Обсуждение результатов

Как видно из табл. 2, потоки излучения с  $1 \text{ см}^2$ , вычисленные разными методами, систематически различаются. Потоки  $\mathcal{F}_v$ , определенные по функции Планка, в 3—10 раз выше, чем потоки  $\mathcal{F}_v^*$ , вычисленные по болометрическим светимостям. Для более наглядного представления на рис. 7 изображены полученные значения  $\lg \mathcal{F}_v$  и  $\lg \mathcal{F}_v^*$ .

Рассмотрим возможные причины этого расхождения. В аналитическом виде разность  $\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^*$ , согласно (7) и (10), представляется следующим образом:

$$\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^* = 8,08 + 0,4(M_v - M_{\text{bol}}) - 4 \lg T_{\text{eff}} + \lg \pi B(T_c). \quad (12)$$

Как указывалось в разделе 3, спектральные классы переменных типа Т Гельца определяются неуверенно, что может привести к ошибкам в эффективной и, следовательно, цветовой температурах, входящих в выражение (12). Температура входит в функцию Планка в пятой степени, а в болометрическую светимость абсолютно черного тела — в четвертой ( $\sigma T_{\text{eff}}^4$ ). Выражение (12) содержит эти величины с обратным знаком, поэтому ошибка в температуре не может привести к значительной ошибке в разности  $\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^*$ . Это видно и из рис. 7, где для звезды Т Тау нанесено по два значения  $\lg \mathcal{F}_v$  и  $\lg \mathcal{F}_v^*$ , соответствующих спектральным классам G5 и K1 ( $T_{\text{eff}} = 5600$  и  $5200^\circ \text{K}$ ).

Следовательно, положительная разность  $\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^*$  возникает только из-за несоответствия между  $M_v$  и  $M_{\text{bol}}$ . Для нормальных звезд V класса светимости в диапазоне спектральных классов G — M разность  $\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^*$ , определяемая по (12) не превышает  $0^m 1$ , хотя звезды поздних спектральных классов имеют значительные болометрические поправки, достигающие  $1^m$  и более. Поэтому можно предположить, что указанная разность потоков возникает из-за специфических избытков излучения Т Тау-звезд в инфракрасном диапазоне. Наглядным подтверждением этого служит рис. 8, на котором представлена зависимость между  $\Delta m_v = 2,5 \lg (\mathcal{F}_v / \mathcal{F}_v^*)$  и величиной  $(M_v - M_{\text{bol}}) + B. C.$ , где B. C. —

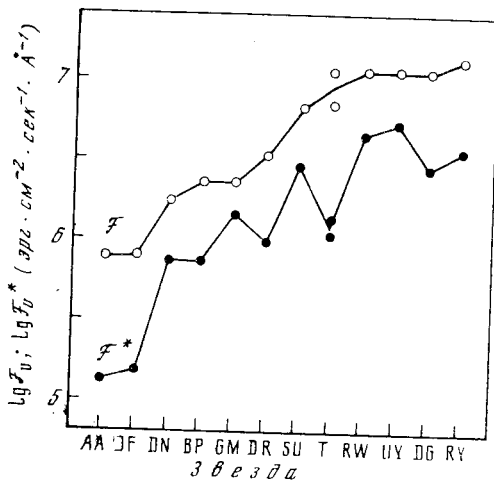
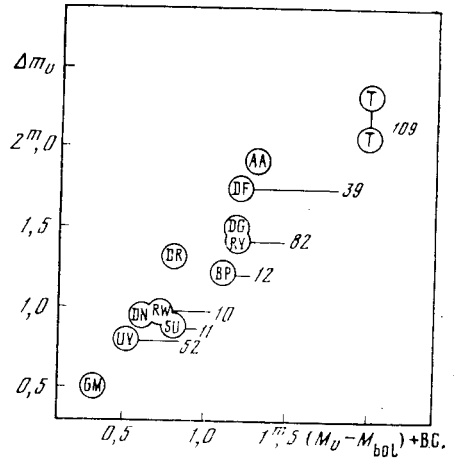


Рис. 7. Потoki излучения звезд в непрерывном спектре, определенные разными методами

$F_v$  — по функции Планка,  $F_v^*$  — по болометрической светимости

Рис. 8. Зависимость между болометрической поправкой, обусловленной инфракрасными избытками излучения, и расхождением между абсолютными потоками излучения с  $1 \text{ cm}^2$  поверхности звезд, вычисленными разными методами

Цифры на рисунке — отношение потока излучения в инфракрасном диапазоне к потоку в ультрафиолетовой и видимой областях спектра [10]



болометрическая поправка, соответствующая нормальной звезде того же спектрального класса, что и переменная. Болометрические поправки взяты из [22].

Рассмотрим два случая, которые могут привести к появлению зависимости, изображенной на рис. 8.

**Случай А.** Если инфракрасные избытки излучения Т Тау-звезд вызваны излучением сферической пылевой оболочки, селективно поглощающей коротковолновое излучение звезды, то количества поглощенной и излученной энергии должны быть равны и болометрическая светимость, определяемая из наблюдений, будет соответствовать светимости звезды с температурой  $T_{\text{eff}}$ , определенной по спектру (рис. 9). Исправляя наблюдаемое распределение энергии в видимой области спектра за поглощение, мы «восстанавливаем» распределение энергии в соответствии с  $T_{\text{eff}}$  и по нормальной зависимости поглощения от длины волны (межзвездное поглощение) определяем поглощение  $A_v$ . В этом случае будут получены истинные значения  $M_v$  и  $M_{\text{bol}}$ , соответствующие  $T_{\text{eff}}$ , и разность  $\lg F_v - \lg F_v^*$  должна быть близка к нулю.

Предположим теперь, что какая-то часть инфракрасного излучения звезды типа Т Тельца вызвана *нерадиативным* нагревом излучающей среды. В этом случае болометрическая светимость, определяемая из наблюдений, будет выше, чем светимость  $\sigma T_{\text{eff}}^4$ , обусловленная радиативным излучением звезды, что приведет к положительной разности  $\lg F_v - \lg F_v^*$ . Завышенными окажутся и радиусы звезд, определяемые по (11).

Статистическая зависимость  $A_v$  от спектрального класса в данном случае означает, что у звезд поздних спектральных классов инфракрасное излучение в основном обусловлено нерадиативным нагревом излучающей среды, в то время как у звезд класса G наблюдается селективное поглощение в пылевых оболочках.

**Случай В.** Предположим, что инфракрасные избытки излучения вызваны радиативным нагревом пылевой оболочки, поглощающей *неселективно* в видимой области спектра. В этом случае болометрическая светимость,



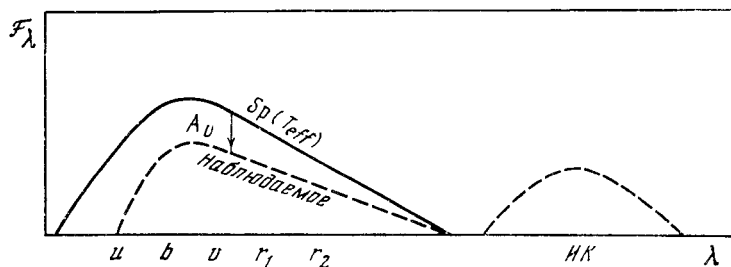


Рис. 9. Изменение распределения энергии в непрерывном спектре звезды вследствие селективного поглощения пылевой околозвездной оболочкой

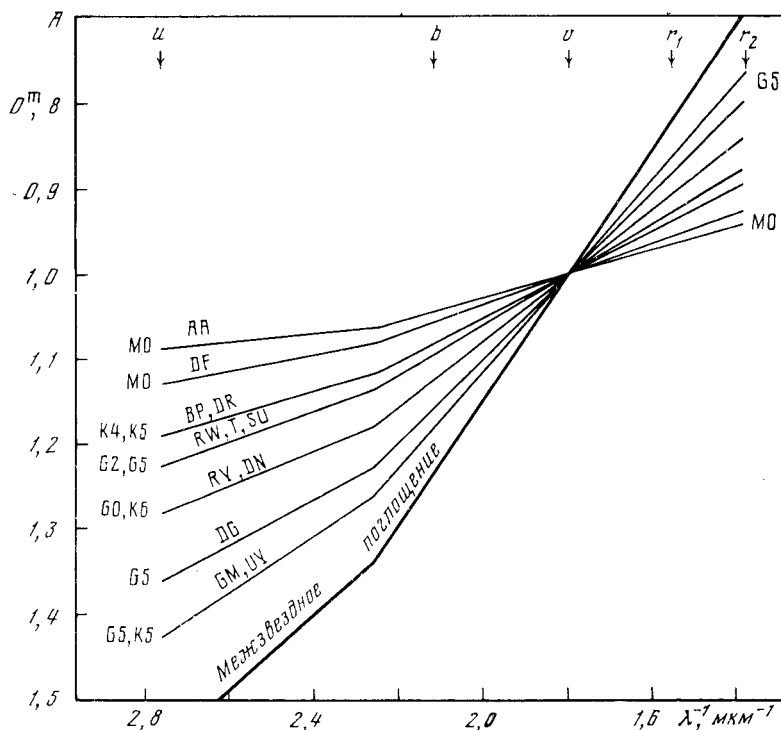


Рис. 10. Зависимость поглощения в пылевых околозвездных оболочках от длины волны (случай B)

определяемая из наблюдений, будет соответствовать  $T_{\text{eff}}$ . Наклон распределения энергии в видимой области спектра не будет искажен поглощением, поэтому мы не сможем определить истинной величины поглощения света в пылевой оболочке звезды. Величина  $A_v$ , определенная описанным выше способом, будет занижена, что приведет к положительной разности  $\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^*$ . Истинная величина поглощения света в этом случае определяется как

$$A'_v = A_v + a_v,$$

где  $a_v = 2,5 (\lg \mathcal{F}_v - \lg \mathcal{F}_v^*)$ .

Зная из наблюдений различие между наблюдаемым распределением энергии и тем, что соответствует спектральному классу звезды (т. е. покраснение звезды), можно получить зависимость поглощения от длины волны (рис. 10). Эти зависимости являются результатом суммарного действия

межзвездного поглощения и поглощения пылевой оболочкой. Как видно из рис. 10, термин «неселективное поглощение» применим только к звездам поздних спектральных классов.

В случае *B* корреляция между величиной поглощения и спектральными классами становится менее четкой (рис. 11). Можно предположить, что различие пылевых оболочек у звезд спектральных классов *G* и *M* объясняется только зависимостью поглощения света от длины волны, т. е. размером поглощающих частиц: у более холодных звезд размеры частиц больше (рис. 10).

Вывод о том, что закон поглощения света в пылевых оболочках звезд должен существенно отличаться от закона межзвездного поглощения, был

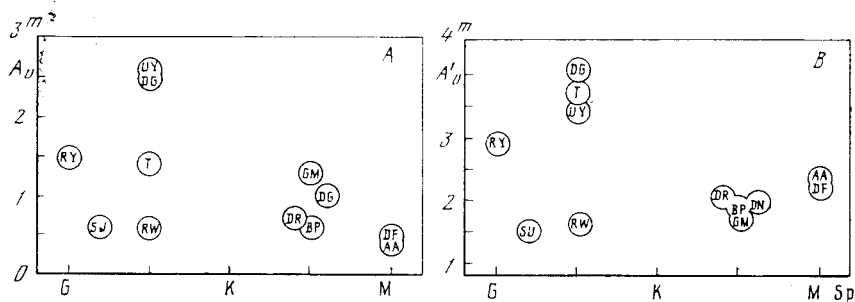


Рис. 11. Зависимость поглощения в пылевых околозвездных оболочках от спектральных классов звезд для селективного (случай *A*) и неселективного (случай *B*) поглощения

получен также Мендозой [24] из анализа расхождения между болометрическими светимостями и спектральными характеристиками звезд типа Т Тельца.

Случай *A* и *B*, рассмотренные выше, являются альтернативным объяснением наблюдаемого различия абсолютных потоков  $\mathcal{F}_v$  и  $\mathcal{F}_v^*$ . В действительности может осуществляться и промежуточный случай: нерадиативный нагрев и излучение оболочки звезды в инфракрасной области спектра и неселективное поглощение в пылевой оболочке.

Следует заметить, что существуют и другие возможные объяснения этого эффекта. Например, Граздален [25], отмечая несоответствие между светимостями, определяемыми из наблюдений в инфракрасной области спектра и классом светимости, получаемым по спектрам Т Тау-звезд, высказывает предположение, что звезды типа Т Тельца находятся в гидродинамической фазе эволюции и их светимости могут не соответствовать спектральным характеристикам.

Рассмотрим характеристики переменности Т Тау-звезд, содержащиеся в табл. 3 и 4.

Звезды SU Aur и RY Tau отличаются отрицательным градиентом  $\Delta M_v / \Delta \Theta$ . Венцель [26], обсуждая результаты фотометрических наблюдений RY Tau, пришел к выводу, что существует два механизма переменности. Первый — неселективное поглощение в околозвездной оболочке, вызывающее колебания блеска RY Tau без изменения цвета. Второй — переменный источник инфракрасного излучения с максимумом светимости на  $1 \text{ мкм}$ , так же находящийся в околозвездной оболочке. Коротковолновая часть распределения энергии этого источника обуславливает переменность в красной области спектра RY Tau. Это и вызывает покраснение звезды при увеличении ее блеска. Согласно нашим наблюдениям [1], такое же явление, но гораздо менее явно выраженное, наблюдается у SU Aur. Здесь на колебания блеска в красной области спектра накладываются изменения теплового характера в области  $UBV$ , наблюдавшиеся Зайцевой [27] и Венцелем [28]. Иногда подобный эффект наблюдается и у Т Тау, что позволило отнести эту

звезду к той же группе переменных, что и SU Aur и RY Tau. Напомним, что эти три звезды имеют высокую светимость, обусловленную большими инфракрасными избытками.

Объяснение переменности звезд типа Т Тельца поглощением света в околозвездных пылевых оболочках предлагалось и другими авторами. Гам и др. [29] на основании фотометрических и спектральных наблюдений RU Lup пришли к выводу, что изменения блеска звезды обусловлены переменным селективным поглощением света в пылевой околозвездной оболочке. Аналогичное объяснение переменности Т Тау-звезд было предложено Нанди [30]. Очевидно, что при этом механизме переменности должны наблюдаться положительные градиенты  $\Delta M_v/\Delta\Theta$ ,  $\Delta F_{UV}/\Delta F_v$ ,  $\Delta F_\beta/\Delta F_v$  и  $\Delta F_\alpha/\Delta F_v$ , причем по величине этих градиентов можно сделать вывод о селективности поглощения света в оболочке. Как видно из табл. 3 и 4, такая модель подходит только для двух звезд: GM Aur и DR Tau.

Переменность большинства наблюдавшихся нами звезд типа Т Тельца не может быть объяснена эффектами пылевых оболочек. Отличительной особенностью этих звезд является обратная зависимость между изменениями абсолютных потоков  $F_v$  и  $F_{UV}$ . С увеличением потока  $F_{UV}$  характер этой зависимости становится более четко выраженным: у звезд DG Tau, UY Aur и DF Tau не только  $F_{UV}$ , но и  $F_\beta$  и  $F_\alpha$  увеличиваются с уменьшением потока  $F_v$ . Как указывалось во введении, величина  $F_v$  характеризует светимость фотосферы звезды, в то время как потоки  $F_{UV}$ ,  $F_\beta$  и  $F_\alpha$  излучаются газовой оболочкой. В качестве параметра, наилучшим образом представляющего светимость газовой оболочки, можно выбрать поток  $F_{UV}$ , так как за границей серии Бальмера газовая оболочка значительно более прозрачна, чем в линиях.

Можно заметить следующую аналогию: в [1] было показано, что характер переменности в непрерывном спектре зависит от светимости звезды (фотосферы), а из табл. 4 видно, что характер переменности потоков, излучаемых газовой оболочкой звезды, зависит от светимости оболочки.

Если считать, что возбуждение (светимость) газовой оболочки поддерживается потоком нерadiативной энергии от звезды [2], то на основании наших наблюдений мы приходим к выводу о существовании следующей статистической зависимости: увеличение потока лучистой энергии сопровождается уменьшением нерadiативного потока. Это обуславливает обратную зависимость между  $F_v$  и  $F_{UV}$  и приводит к изменению физических условий в оболочке, что, в свою очередь, определяет поведение потоков  $F_\beta$  и  $F_\alpha$ .

Напомним, что такой характер переменности наблюдается в основном у звезд низкой светимости.

Ларсоном [31—33] было показано, что звезды высокой светимости сохраняют свои реликтовые пылевые оболочки на большем участке эволюционного трека до главной последовательности, чем звезды низкой светимости. С другой стороны, звезды низкой светимости, не дошедшие до главной последовательности, имеют более развитую конвективную зону [33, 34]. Поэтому, наблюдая звезды типа Т Тельца, находящиеся выше главной последовательности, можно ожидать проявления эффектов, связанных с пылевыми оболочками у звезд высокой светимости, и эффектов, связанных с конвективной зоной, у звезд низкой светимости.

Это не противоречит характеру переменности Т Тау-звезд, обсуждаемому выше, если предположить, что механизм возбуждения околозвездной газовой оболочки тесно связан с механизмом конвекции.

В заключение выражаю глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу и П. Ф. Чугайнову за критические замечания при обсуждении этой работы.  
Декабрь 1974 г.

## Л и т е р а т у р а

1. П. П. Петров. Наст. том, с. 42.
2. S. Dumort, N. Heidemann, L. V. Kuhi. *Astron. and Astrophys.*, 1973, 29, 199.
3. G. H. Herbig. *Mém. Soc. roy. sci. Liège*, 1972, 19, 13.
4. L. V. Kuhi. *Ibid.*, p. 295.
5. P. Bodenheimer. *Rep. Progr. Phys.*, 1972, 35, 1.
6. L. V. Kuhi. *Publs Astron. Soc. Pacif.*, 1966, 78, 430.
7. L. Anderson, L. V. Kuhi. *Non-periodic phenomena in variable stars*. L. Detre (Ed.). Budapest, Acad. Press, 1968, p. 93.
8. A. Poveda. *Bol. observ. Tonantzintla у Tacubaya*, 1965, 4, 15.
9. F. G. Lov, B. J. Smith. *Nature*, 1966, 212, 675.
10. M. Cohen. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1973, 164, 395.
11. S. E. Strom. *Publs Astron. Soc. Pacif.*, 1972, 84, 745.
12. G. Rieke, T. Lee, G. Coyne. *Ibid.*, p. 37.
13. M. Cohen, N. G. Wolf. *Astrophys. J.*, 1971, 169, 543.
14. А. А. Бсярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 38, 208.
15. L. V. Kuhi. *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1974, 15, 47.
16. A. E. Whitford. *Astron. J.*, 1958, 63, 201.
17. П. Н. Хлопов. *Астрон. ж.*, 1965, 36, 295.
18. Г. С. Иьанов-Холодный. *Изв. АН СССР, серия геофиз.*, 1959, 1, 108.
19. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*, М., ИЛ, 1969.
20. Б. В. Кукаркин и др. *Общий каталог переменных звезд*. М., «Наука», 1969.
21. L. V. Kuhi. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 1409.
22. H. L. Joinson. *Bol. observ. Tonantzintla у Tacubaya*, 1964, 3, 305.
23. R. O'Connell. *Astron. J.*, 1973, 78, 1081.
24. E. E. Mendoza. *Rev. mexicana astron. astrofis.*, 1974, 1, 25.
25. G. L. Grasdalen. *Astrophys. J.*, 1973, 182, 781.
26. W. Wenzel. *Mitt. veränderl. Sterne*, 1970, 5, N 7, 117.
27. Г. В. Заичева. *Канд. дис. М.*, 1974.
28. W. Wenzel. *Non-periodic phenomena in variable stars*. L. Detre (Ed.). Budapest, Acad. Press, 1968, p. 61.
29. G. F. Gahn, H. L. Nordh, S. G. Olofsson, N. C. J. Carlborg. *Astron. and Astrophys.*, 1974, 33, 399.
30. K. Nandy. *Spectral classification and multicolour photometry*. Ch. Fehrenbach and B. E. Westerlund (Eds.). Holland, D. Reidel Publ. Co., 1973, p. 220.
31. R. B. Larson. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1969, 145, 271.
32. R. B. Larson. *Ibid.*, p. 297.
33. R. B. Larson. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1972, 157, 121.
34. Ch. Hayashi. *Annual Rev. Astron. and Astrophys.*, 1966, 4, 171.

**ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ,  
ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЕРИОД BY Dra  
в 1973—1974 гг.**

**П. Ф. Чугайнов**

В период с сентября 1973 г. по сентябрь 1974 г. проведены фотоэлектрические наблюдения переменной звезды BY Dra как продолжение начатого нами в 1965 г. изучения этой звезды. Обнаружено уменьшение фотометрического периода. Изменения блеска  $V$  и показателя цвета ( $B - V$ ) представлены моделью пятна, рассчитанной Торресом и Мелло [7], в которой  $\Delta T = 250^\circ$  и площадь пятна в проекции на видимый диск звезды равна 17%. Сравнение с наблюдениями 1965—1971 гг. показывает, что средние показатели цвета BY Dra ( $B - V$ ) и ( $U - B$ ) продолжают изменяться.

MAGNITUDES, COLOURS AND PHOTOMETRIC PERIOD OF BY DRA IN THE YEARS 1973—1974, by P. F. Chugainov.— Photoelectric observations of the variable star BY Dra were carried out in the time interval from September 1973 to September 1974 as a continuation of the study of this star begun by us in 1965. The decrease of the photometric period is found. Variations of  $V$  magnitudes and ( $B - V$ ) colour are represented by the spot model computed by Torres and Mello [7] in which  $\Delta T = 250^\circ$  and the relative projected area of the spot to the area of the star disk is equal to 17%. The comparison with observations of the years 1965—1971 shows that the mean colours of BY Dra ( $B - V$ ) and ( $U - B$ ) continue to change.

Переменную звезду BY Dra можно считать прототипом недавно выделенной группы вспыхивающих звезд, обнаруживающих периодические изменения блеска [1, 2]. Кривая блеска BY Dra синусоидальная, а амплитуда блеска и фотометрический период подвержены сильным изменениям [2—5]. Изменения показателя цвета ( $B - V$ ) в течение одного периода, по-видимому, не превышают  $0^m03$ , но с 1965 по 1971 г. отмечено систематическое уменьшение ( $B - V$ ) от  $+1,24$  до  $+1,17$  [2—4]. В [1—4] было показано, что кривую блеска BY Dra можно объяснить в предположении наличия темного пятна на поверхности вращающейся звезды, однако следует отметить большое различие в полученных разными авторами оценках разницы эффективных температур пятна и фотосферы. Так, Бопп и Эванс [6] считают, что эффективную температуру пятна следует принять равной  $2000^\circ \text{K}$  при эффективной температуре поверхности звезды  $3750^\circ \text{K}$ . С другой стороны, Торрес и Мелло [7] нашли, что разница эффективных температур пятна и фотосферы  $\Delta T \approx 500^\circ$ .

Изменение физических условий на поверхности BY Dra, влияющих на средний блеск звезды, средний показатель цвета и фотометрический период, заслуживает дальнейшего систематического изучения. В частности, продолжение колориметрических наблюдений этой звезды может дать новую полезную информацию о ней. То же самое можно сказать и о наблюдениях, позволяющих определить фотометрический период BY Dra. Изложенные соображения побудили нас продолжить в 1973—1974 гг. проводившиеся нами с 1965 г. фотоэлектрические наблюдения BY Dra.

## 1. Наблюдения

Как и ранее, мы проводили наблюдения на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4. С 5.IX по 25.XII 1973 г. мы наблюдали звезду с синим фильтром  $B'$ , а с 24.IV по 25.IX 1974 г. — с фильтрами  $U, B, V$ . Наблюдения с фильтром  $B'$  были продолжением проводившихся нами ранее измерений блеска с тем же фильтром [2, 5].

Методика была такой же, как в предыдущих наших исследованиях. Определение блеска с каждым из фильтров  $U, B, V$  мы делали путем осреднения трех последовательно по времени измеренных разностей величин переменной и звезды сравнения BD + 51<sup>c</sup>2408. Величины  $U, B, V$  звезды сравнения и редуцированные константы, дающие возможность перейти от инструментальной системы к системе  $UBV$ , были нами определены по наблюдениям фотометрических стандартов Призера [8]. Результаты наблюдений приведены в табл. 1 и 2. Тысячные доли величин  $V$  и показателей цвета

Т а б л и ц а 1

| J. D.     | $\Delta m_{B'a}$     | $\sigma_a$ | $\Delta m_{B'b}$     | $\sigma_b$ |
|-----------|----------------------|------------|----------------------|------------|
| 2441...   |                      |            |                      |            |
| 931,2683  | +0 <sup>m</sup> ,502 | ±0,004     | +0 <sup>m</sup> ,132 | ±0,004     |
| 932,2697  | +0,483               | 6          | +0,110               | 7          |
| 941,2417  | +0,477               | 5          | +0,113               | 10         |
| 942,2292  | +0,509               | 10         | +0,133               | 3          |
| 958,2412  | +0,494               | 2          | +0,125               | 5          |
| 962,1994  | +0,494               | 11         | +0,138               | 13         |
| 969,2089  | +0,490               | 5          | +0,128               | 5          |
| 974,1984  | +0,498               | 4          | +0,136               | 5          |
| 981,1866  | +0,501               | 4          | +0,131               | 4          |
| 985,1665  | +0,527               | 9          | +0,154               | 8          |
| 991,2267  | +0,465               | 3          | +0,105               | 4          |
| 1025,2196 | —                    | —          | +0,080               | 8          |
| 1029,1398 | —                    | —          | +0,086               | 9          |
| 1036,1515 | —                    | —          | +0,146               | 6          |
| 1037,1618 | —                    | —          | +0,086               | 5          |
| 1038,1492 | —                    | —          | +0,126               | 5          |
| 1041,1560 | —                    | —          | +0,116               | 6          |
| 1042,1449 | —                    | —          | +0,124               | 5          |

Т а б л и ц а 2

| J. D.    | V                   | (B - V)              | (U - B)              | J. D.    | V                   | (B - V)              | (U - B)              |
|----------|---------------------|----------------------|----------------------|----------|---------------------|----------------------|----------------------|
| 2442...  |                     |                      |                      | 2442...  |                     |                      |                      |
| 162,4440 | 8 <sup>m</sup> ,153 | —                    | —                    | 284,2422 | 8 <sup>m</sup> ,098 | +1 <sup>m</sup> ,207 | +1 <sup>m</sup> ,017 |
| 189,3898 | 8,108               | +1 <sup>m</sup> ,213 | —                    | 285,2372 | 8,066               | +1,199               | +0,952               |
| 192,4010 | 8,122               | +1,198               | +0 <sup>m</sup> ,961 | 297,2425 | 8,060               | +1,198               | +0,994               |
| 194,3843 | 8,090               | +1,214               | +0,980               | 298,3348 | 8,126               | +1,215               | +1,004               |
| 196,3628 | 8,113               | +1,207               | +1,019               | 299,2237 | 8,116               | +1,216               | +0,999               |
| 197,3400 | 8,103               | +1,200               | +0,989               | 300,2223 | 8,066               | +1,199               | +0,983               |
| 199,3469 | 8,093               | +1,217               | +0,967               | 301,2084 | 8,070               | +1,204               | +0,990               |
| 278,2706 | 8,070               | +1,202               | +1,014               | 302,2189 | 8,130               | +1,204               | +0,981               |
| 280,2512 | 8,102               | +1,205               | +1,015               | 311,2074 | 8,106               | +1,210               | +0,985               |
| 281,2456 | 8,062               | +1,188               | +1,009               | 313,2015 | 8,090               | +1,215               | +0,993               |
| 282,2435 | 8,083               | +1,209               | +1,013               | 314,2036 | 8,150               | +1,217               | +0,994               |
| 283,2657 | 8,129               | +1,218               | +0,999               | 316,1987 | 8,064               | +1,195               | +0,992               |

( $B - V$ ) и ( $U - B$ ) даны только для того, чтобы не уменьшить их внутреннюю точность, которую можно охарактеризовать следующим распределением средних квадратичных ошибок одного определения разностей величин. Ошибки не превышали  $\pm 0^m005$  в 75% случаев и  $\pm 0^m01$  в 100% случаев для разностей величин с фильтрами  $V$  и  $B$ , а для разностей величин с фильтром  $U$  они не превышали  $\pm 0^m01$  в 75% случаев и  $\pm 0^m015$  в 100% случаев.

## 2. Фотометрический период

Определение периода изменения блеска ВУ Дга было произведено, как и в [5], посредством двух последовательных приближений. Наблюдения с фильтрами  $B'$  и  $V$  были разделены на семь последовательных по времени групп, содержащих по 7—9 определений блеска. В качестве моментов минимумов блеска первого приближения было использовано по одному моменту наблюдений в каждой из групп, когда звезда имела наименьший блеск. По этим моментам были определены в первом приближении значения периода изменения блеска звезды и затем построены фазовые диаграммы для каждой из семи групп наблюдений. Моменты минимумов, полученные по этим диаграммам, мы считали моментами минимумов второго приближения. Они приведены в первом столбце табл. 3.

Т а б л и ц а 3

| J. D.   | $E$ | $O - C$ , дни | J. D.   | $E$ | $O - C$ , дни |
|---------|-----|---------------|---------|-----|---------------|
| 2441... |     |               | 2442... |     |               |
| 767,938 | 0   | 0,000         | 035,150 | 69  | -0,298        |
| 846,000 | 20  | +0,119        | 181,820 | 107 | +0,723        |
| 911,732 | 37  | -0,141        | 287,464 | 135 | -0,191        |
| 965,880 | 51  | -0,161        | 310,264 | 141 | -0,141        |

Для определения значений периода второго приближения мы, как и в [5], использовали соотношение

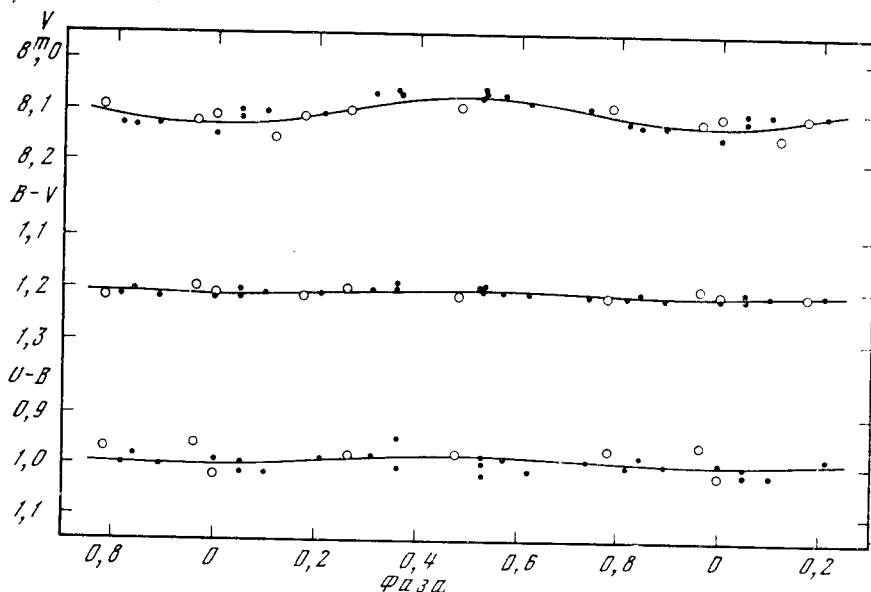
$$J. D._{\min} = T_0 + P_0 E + a \frac{E(E+1)}{2},$$

причем за начальную эпоху  $T_0$  мы приняли последний момент минимума второго приближения, полученный по нашим наблюдениям 1971—1973 гг. [5], J. D. 2441767, 938. Используя моменты минимумов из табл. 3, мы способом наименьших квадратов получили следующие значения начального периода и величины изменения периода за один цикл:  $P_0 = 3,905 \pm 0,005$  и  $a = -0,0008 \pm 0,0001$ . Разности  $O - C$  между наблюдаемыми и вычисленными значениями момента минимума и эпохи минимумов  $E$  приведены в табл. 3.

По начальной эпохе и значениям периода второго приближения мы вычислили фазы для всех наших  $UBV$ -наблюдений и построили таким образом рисунок, из которого видно, что амплитуда кривой блеска ВУ Дга, как и в предыдущие годы, составляла всего несколько сотых звездной величины. Заметно некоторое различие кривых блеска для двух интервалов времени, в течение которых мы наблюдали звезду в 1974 г.: с 24.IV по 31.V и с 18.VIII по 25.IX.

## 3. Обсуждение результатов

Напомним, что по наблюдениям 1971—1973 гг. мы нашли  $a = +0,00029$  и значение периода, соответствующее концу тех наблюдений или рассматриваемой теперь начальной эпохе  $P = 3^d86$ . Отсюда мы заключаем, что переход от возрастания периода к его убыванию произошел очень быстро,



Кривые блеска и показателей цвета VY Dra

Точки — данные наблюдений в апреле-мае 1974 г., кружки — в августе-сентябре 1974 г.

что дало возможность представить моменты минимумов до момента J. D. 2441767,938 и после него двумя парабололами, причем различие между значениями периода, полученными для этого момента по обеим парабололам, довольно близко к ошибкам определения периода. Во-вторых, представляет интерес отметить, что скорость уменьшения фотометрического периода почти в три раза превышала скорость его возрастания.

Нами были вычислены относительная площадь пятна в проекции на диск звезды  $S_{\text{п}}/S_{*}$  и разница эффективных температур пятна и фотосферы  $\Delta T$ . Для этого были использованы амплитуды блеска и показателя цвета  $\Delta V$ ,  $\Delta(B - V)$  и соотношения, выведенные Торресом и Мелло для звезды с эффективной температурой  $3750^{\circ}\text{K}$  [17]. Для определения амплитуды изменений показателя цвета  $(B - V)$  мы, как и в [9], сначала нашли коэффициент пропорциональности между изменениями  $V$  и  $(B - V)$ . Способом наименьших квадратов было получено следующее его значение:  $k = 0,20 \pm 0,05$ . Затем, принимая в соответствии с наблюдениями амплитуду  $\Delta \bar{V}$ , равной  $0^{\text{m}}07$ , мы нашли  $\Delta(B - V) = 0^{\text{m}}014 \pm 0,004$ . Этим значениям амплитуд  $\Delta V$  и  $\Delta(B - V)$  соответствуют  $S_{\text{п}}/S_{*} = 0,17$  и  $\Delta T = 250^{\circ}$ .

Отметим также, что вычисленные по всем рассматриваемым здесь наблюдениям средние показатели цвета равны  $+1^{\text{m}}207$  и  $+0^{\text{m}}993$  для  $(B - V)$  и  $(U - B)$  соответственно. Сравнивая эти значения с ранее опубликованными для 1965—1971 гг. [2, 4], следует заключить, что средние показатели цвета  $(B - V)$  и  $(U - B)$  VY Dra продолжают изменяться.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. W. Krzeminski, R. P. Kraft. Astron. J., 1967, 72, 307.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 48, 3.
3. P. F. Chugainov. Inform. Bull. Var. Stars, 1966, N 122.
4. W. Krzeminskii. Low luminosity stars, S. S. Kumar (Ed.). N. Y. Gordon and Breach, 1969, p. 57.
5. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 3.
6. B. W. Vopp, D. S. Evans. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1973, 164, 343.
7. C. A. O. Torres, S. F. Mello. Astron. and Astrophys., 1973, 27, 231.
8. J. V. Priser. Publ. Astron. Soc. Pacif., 1966, 78, 1974.
9. П. Ф. Чугайнов. Наст. том, с. 89.



## О СУЩЕСТВОВАНИИ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД, ПОДОБНЫХ ВУ Dra, С МАССОЙ ПОРЯДКА СОЛНЕЧНОЙ МАССЫ

П. Ф. Чугайнов

Исследована переменность блеска звезд главной последовательности спектральных классов G5 Ve — K7 Ve. Из десяти звезд, входивших в программу фотоэлектрических наблюдений, четыре показали переменность, причем ранее одна из звезд была уже отнесена к переменным [11], а другая заподозрена в переменности [13]. Обнаруженные в результате наших наблюдений периодичность изменений блеска и вспышечная активность этих четырех звезд определенно указывают на их сходство с переменными спектральных классов K7 Ve — M4 Ve, называемыми переменными типа ВУ Dra. Таким образом, развиваемое в настоящее время для звезд поздних спектральных типов объяснение периодичности изменений блеска вращением звезды, имеющей холодное пятно на ее поверхности, применимо также и к некоторым звездам с массой порядка солнечной массы.

Обращено внимание на то, что у трех из рассматриваемых звезд цвета ( $B - V$ ) на  $0^m15$  краснее, чем у нормальных звезд того же спектрального класса.

ON THE EXISTENCE OF VARIABLE STARS SIMILAR TO ВУ Dra WITH THE MASSES OF THE ORDER OF SOLAR MASS, by P. F. Chugainov. — The light variability of the main-sequence stars of spectral classes G5 Ve — K7 Ve has been studied. Four of ten stars included in the programme of photoelectric observations show the variability. One of these stars was found to be variable earlier [11] and the other was suspected in variability [13]. The periodicity of light variations and the flare activity of these four stars revealed by the present observations point out definitely on their similarity to the variables of spectral classes K7 Ve — M4 Ve known as ВУ Dra-type stars. Thus, the explanation the periodicity of light variations as due to the rotation of a star having a cool spot on its surface, which has been developed in the present time for the stars of later spectral types, is also usable for some stars with the masses of the order of solar mass.

Attention is paid to ( $B - V$ ) colours of three of the stars under consideration which are  $0^m15$  redder than for the normal stars of the same spectral class.

Открытие переменных звезд ВУ Dra и СС Egi привело к развитию идеи о существовании темных пятен на звездах, столь значительных по площади, что эти пятна, при наличии осевого вращения звезды, могут вызывать переменность ее блеска [4—7]. Специальные наблюдения были предприняты для выявления переменных, подобных ВУ Dra [3, 6, 8], в результате чего к настоящему времени найдено около десяти таких звезд. Практически у всех известных звезд типа ВУ Dra была обнаружена вспышечная активность [6, 9]. Однако, поскольку ВУ Dra относится к спектральному классу K7 Ve и поскольку заметные проявления вспышечной активности известны только среди карликовых звезд поздних спектральных типов, то это предопределяло проведение поисков переменных типа ВУ Dra среди звезд, спектральные типы которых позднее K5 V.

В [6, 9] нами было указано на возможное сходство природы переменности блеска ВУ Dra и Солнца. Это дает основание для предположения

о существовании переменных звезд подобных  $\text{BY Dra}$  с массой порядка солнечной массы, т. е. спектральных типов  $\text{G5 V} - \text{K5 V}$ . Поэтому в 1973 г. нами была составлена программа фотоэлектрических наблюдений таких звезд.

В программу были включены звезды спектральных типов  $\text{G5 Ve} - \text{K7 Ve}$ , имеющие следующие номера по каталогу Глизе [10]: 5, 113, 113.1, 183, 211, 380, 641, и три другие звезды:  $\text{FK Com}$ ,  $\text{BD} + 27^\circ 4642$  и  $\xi \text{ Boo}$ , о которых необходимо сделать специальные пояснения. Открытая нами ранее [11] переменная  $\text{FK Com}$  имеет, согласно Мериллу [12], очень необычный спектр с эмиссионными линиями  $\text{H}$  и  $\text{K Ca II}$ . Большая ширина линий в спектре  $\text{FK Com}$  вызвана, как полагает Мерилл, быстрым осевым вращением звезды. Переменность блеска  $\text{BD} + 27^\circ 4642$  открыта Эггеном [13]. Тейлор [14] обратил внимание на сходство спектра  $\text{BD} + 27^\circ 4642$  со спектром  $\text{BY Dra}$ . Спектральные классы  $\text{FK Com}$  и  $\text{BD} + 27^\circ 4642$  ранее были определены как  $\text{G8 III}$  [12] и  $\text{K2 III}$  [13] соответственно, но по нашим спектральным наблюдениям, которые будут опубликованы позднее, обе эти звезды, возможно, принадлежат к карликам. Наконец, входящая в нашу программу звезда  $\xi \text{ Boo A} + \text{B}$  (мы наблюдали суммарный блеск компонент этой визуально-двойной) не известна как переменная, хотя данные о возможной переменности ее блеска приведены Ежикевичем и Серковским [15]. Звезда  $\xi \text{ Boo A}$  — единственная из звезд в окрестностях Солнца спектрального класса  $\text{G8 V}$ , у которой обнаружено высокое обилие лития [16, 17].

## 1. $UBV$ -наблюдения

Фотоэлектрические  $UBV$ -наблюдения указанных выше звезд были проведены нами в 1973—1974 гг. на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4. Блеск каждой из звезд мы определяли по отношению к одной-двум звездам сравнения,  $UBV$ -величины которых были нами найдены посредством сравнения их с фотометрическими стандартами Призера [18]. По наблюдениям этих фотометрических стандартов были найдены также соотношения, давшие возможность осуществить переход от нашей инструментальной системы к системе  $UBV$ . Методика и точность определения разностей величин исследуемой звезды и звезды сравнения были такими же, как в других наших подобных исследованиях [6, 9, 19]. В большинстве случаев ошибки разностей величин в инструментальной системе (характеризующие внутреннюю точность наших наблюдений) в фильтрах  $U, B, V$  не превышали  $\pm 0^m 01$ .

В результате наших наблюдений определенно обнаружена переменность блеска звезд Глизе 113.1 и  $\xi \text{ Boo A} + \text{B}$  и подтверждена переменность  $\text{FK Com}$  и  $\text{BD} + 27^\circ 4642$ .  $UBV$ -наблюдения этих четырех звезд приведены в табл. 1. Для остальных звезд нашей программы не обнаружено изменений блеска, превышающих  $\pm 0^m 01 - 0^m 02$ .

## 2. Кривые блеска и показателей цвета

Периоды изменений блеска четырех звезд: Глизе 113.1,  $\text{FK Com}$ ,  $\xi \text{ Boo A} + \text{B}$  и  $\text{BD} + 27^\circ 4642$  были определены с помощью методики, которая подробно описана в [9]. Для каждой из звезд были проведены вычисления на ЭВМ, исходными данными для которых были моменты наблюдений  $t_i$  и соответствующие им разности звездных величин  $\Delta m_i$  переменной звезды и звезды сравнения. Выходными данными были значения суммы  $\Sigma V_i^2$  (см. [9]).

Как и в предыдущих наших исследованиях звезд типа  $\text{BY Dra}$ , мы вновь пришли к заключению, что не всегда можно объединять наблюдения одной и той же звезды, разделенные некоторым интервалом времени. Причина этого состоит в изменениях кривой блеска звезды и периода. Приводимые ниже значения периодов получены по интервалам времени  $J. D. 2442029 - 344, 2442126 - 224, 2442158 - 316, 2442278 - 336$  для Глизе 113.1,  $\text{FK Com}$ ,  $\xi \text{ Boo A} + \text{B}$  и  $\text{BD} + 27^\circ 4642$  соответственно.

Т а б л и ц а 1

| J. D. 2442...      | V                  | (B - V)             | (U - B)             | J. D. 2442...      | V                  | (B - V)             | (U - B)             |
|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|
| <b>Глизе 113.1</b> |                    |                     |                     | 162,4292           | 8 <sup>m</sup> 177 | —                   | —                   |
| 029,2180           | 6 <sup>m</sup> 919 | —                   | —                   | 168,2429           | 8,309              | +0 <sup>m</sup> 907 | +0 <sup>m</sup> 399 |
| 037,2367           | 6,929              | —                   | —                   | 170,2503           | 8,194              | +0,906              | +0,385              |
| 038,2138           | 6,925              | —                   | —                   | 177,2483           | 8,218              | —                   | —                   |
| 042,2364           | 6,992              | —                   | —                   | 188,2608           | 8,214              | +0,910              | +0,335              |
| 053,2246           | 6,942              | —                   | —                   | 189,2806           | 8,223              | +0,919              | +0,381              |
| 078,2285           | 6,924              | —                   | —                   | 192,3215           | 8,327              | +0,936              | +0,399              |
| 089,2359           | 6,975              | —                   | —                   | 194,2991           | 8,273              | +0,929              | +0,393              |
| 091,2120           | 7,013              | —                   | —                   | 196,3060           | 8,203              | +0,892              | +0,365              |
| 126,2053           | 6,886              | —                   | —                   | 197,2983           | 8,314              | +0,928              | +0,412              |
| 127,2080           | 6,924              | —                   | —                   | 199,2967           | 8,313              | +0,935              | +0,417              |
| 128,2037           | 6,925              | —                   | —                   | 202,2773           | 8,280              | +0,916              | +0,399              |
| 129,2051           | 6,951              | —                   | —                   | 210,2910           | 8,188              | +0,902              | +0,368              |
| 282,5054           | 6,834              | +0 <sup>m</sup> 929 | +0 <sup>m</sup> 661 | 212,2916           | 8,224              | +0,914              | +0,362              |
| 284,4526           | 6,880              | +0,983              | +0,639              | 216,3387           | 8,319              | +0,932              | +0,412              |
| 292,3813           | 6,911              | +0,964              | +0,634              | 217,3199           | 8,196              | +0,908              | +0,388              |
| 297,3356           | 6,925              | +0,969              | +0,631              | 218,2934           | 8,255              | +0,911              | +0,408              |
| 299,3489           | 6,892              | +0,969              | +0,628              | 219,3273           | 8,228              | —                   | —                   |
| 300,3442           | 6,904              | +0,938              | +0,624              | 222,3286           | 8,183              | +0,929              | +0,358              |
| 301,3414           | 6,937              | +0,948              | +0,632              | 223,3076           | 8,276              | +0,886              | +0,224              |
| 301,5469           | 6,930              | +0,964              | +0,624              | 224,2895           | 8,241              | +0,905              | +0,368              |
| 302,3672           | 6,944              | +0,964              | +0,635              | <b>ξ Boo A † B</b> |                    |                     |                     |
| 302,4380           | 6,952              | +0,951              | +0,627              | 158,2846           | 4,633              | —                   | —                   |
| 302,5075           | 6,935              | +0,980              | +0,616              | 162,4380           | 4,613              | —                   | —                   |
| 303,3298           | 6,931              | —                   | —                   | 189,2711           | 4,655              | —                   | —                   |
| 303,3353           | 6,934              | +0,964              | +0,612              | 192,2660           | 4,605              | —                   | —                   |
| 305,4674           | 6,894              | +0,951              | +0,604              | 192,2903           | 4,618              | +0,745              | +0,280              |
| 308,5760           | 6,912              | +0,962              | +0,632              | 194,2591           | 4,638              | +0,758              | +0,301              |
| 309,3149           | 6,938              | —                   | —                   | 195,2631           | 4,650              | +0,772              | —                   |
| 310,3303           | 6,946              | —                   | —                   | 196,2645           | 4,646              | +0,757              | +0,299              |
| 311,3193           | 6,948              | +0,977              | +0,620              | 197,2617           | 4,644              | +0,751              | +0,307              |
| 312,3256           | 6,929              | +0,967              | +0,642              | 199,2630           | 4,641              | +0,751              | +0,298              |
| 313,3007           | 6,940              | +0,951              | +0,633              | 200,4332           | 4,648              | +0,749              | +0,290              |
| 314,3148           | 6,919              | +0,969              | +0,632              | 201,4546           | 4,628              | +0,740              | +0,305              |
| 316,2988           | 6,894              | +0,952              | +0,613              | 202,3142           | 4,621              | +0,743              | +0,284              |
| 322,3040           | 6,857              | +0,947              | +0,617              | 210,2673           | 4,642              | +0,752              | +0,301              |
| 328,2918           | 6,918              | +0,979              | +0,620              | 212,2663           | 4,614              | +0,746              | +0,286              |
| 330,2864           | 6,910              | +0,953              | +0,630              | 213,3128           | 4,608              | +0,764              | —                   |
| 331,3628           | 6,876              | +0,965              | +0,608              | 216,2822           | 4,658              | +0,749              | +0,305              |
| 335,3721           | 6,894              | +0,943              | +0,620              | 217,2710           | 4,654              | +0,757              | +0,306              |
| 336,3784           | 6,885              | +0,953              | +0,630              | 218,2696           | 4,653              | +0,742              | +0,305              |
| 344,3008           | 6,923              | +0,971              | +0,622              | 218,3237           | 4,651              | +0,753              | +0,313              |
| 344,4765           | 6,930              | +0,972              | +0,603              | 219,3571           | 4,650              | —                   | —                   |
| <b>FK Com</b>      |                    |                     |                     | 222,3233           | 4,617              | +0,764              | +0,293              |
| 126,3458           | 8,182              | —                   | —                   | 223,2768           | 4,629              | +0,755              | +0,301              |
| 127,3215           | 8,260              | —                   | —                   | 224,2684           | 4,648              | +0,749              | +0,307              |
| 128,3451           | 8,193              | —                   | —                   | 280,2337           | 4,670              | —                   | —                   |
| 156,2566           | 8,306              | —                   | —                   | 281,2301           | 4,667              | —                   | —                   |
| 158,2698           | 8,275              | —                   | —                   | 285,2215           | 4,639              | —                   | —                   |
| 159,2614           | 8,196              | —                   | —                   | 286,2242           | 4,660              | —                   | —                   |
| 162,2377           | 8,176              | —                   | —                   | 289,2170           | 4,647              | —                   | —                   |

Таблица 1 (окончание)

| J. D. 2442... | V                  | (B - V)             | (U - B)             | J. D. 2442... | V                  | (B - V)             | (U - B)             |
|---------------|--------------------|---------------------|---------------------|---------------|--------------------|---------------------|---------------------|
| 292,2148      | 4 <sup>m</sup> 671 | —                   | —                   | 292,3487      | 7 <sup>m</sup> 454 | +1 <sup>m</sup> 054 | +0 <sup>m</sup> 691 |
| 300,2052      | 4,668              | —                   | —                   | 297,3268      | 7,358              | +1,025              | +0,641              |
| 311,1906      | 4,660              | —                   | —                   | 298,3845      | 7,504              | +1,081              | +0,676              |
| 313,1865      | 4,653              | —                   | —                   | 299,2678      | 7,429              | +1,056              | +0,684              |
| 314,1872      | 4,647              | —                   | —                   | 300,2782      | 7,310              | +1,030              | +0,669              |
| 316,1830      | 4,659              | —                   | —                   | 301,2617      | 7,265              | +1,038              | +0,688              |
| BD + 27°4642  |                    |                     |                     | 301,3207      | 7,252              | +1,043              | +0,689              |
| 029,1596      | 7,385              | —                   | —                   | 302,3533      | 7,193              | +1,030              | +0,661              |
| 036,2055      | 7,392              | —                   | —                   | 302,4832      | 7,203              | +1,010              | +0,645              |
| 037,1859      | 7,368              | —                   | —                   | 302,5304      | 7,182              | +1,037              | +0,652              |
| 038,1664      | 7,375              | —                   | —                   | 303,2873      | 7,193              | +1,031              | +0,669              |
| 041,1724      | 7,284              | —                   | —                   | 305,4444      | 7,495              | +1,043              | +0,674              |
| 041,2419      | 7,293              | —                   | —                   | 308,5181      | 7,241              | +1,025              | +0,633              |
| 042,1675      | 7,358              | —                   | —                   | 309,2896      | 7,206              | +0,996              | +0,661              |
| 053,2103      | 7,387              | —                   | —                   | 310,3250      | 7,270              | +1,002              | +0,638              |
| 078,1671      | 7,375              | —                   | —                   | 311,2758      | 7,419              | +1,043              | +0,701              |
| 083,1813      | 7,424              | —                   | —                   | 312,2897      | 7,468              | +1,029              | +0,675              |
| 089,2150      | 7,401              | —                   | —                   | 313,2925      | 7,357              | +1,045              | +0,684              |
| 091,1864      | 7,365              | —                   | —                   | 314,3099      | 7,292              | +1,065              | +0,651              |
| 278,3486      | 7,492              | —                   | —                   | 316,2925      | 7,197              | +1,011              | +0,617              |
| 280,3480      | 7,325              | —                   | —                   | 322,2870      | 7,195              | +1,025              | +0,635              |
| 281,3940      | 7,262              | +1 <sup>m</sup> 036 | +0 <sup>m</sup> 661 | 328,2780      | 7,272              | +1,039              | +0,626              |
| 282,4120      | 7,187              | +1,033              | +0,676              | 330,2725      | 7,207              | +1,031              | +0,616              |
| 283,3982      | 7,254              | +1,026              | +0,633              | 331,3467      | 7,434              | +1,035              | +0,667              |
| 284,4462      | 7,464              | +1,045              | +0,667              | 335,2786      | 7,235              | +1,032              | +0,654              |
|               |                    |                     |                     | 336,2481      | 7,179              | +1,036              | +0,616              |

Кроме того, рассмотрение результатов вычислений на ЭВМ для звезды Глизе 113.1 показало такую особенность, которую для других звезд типа ВУ Дра мы еще не встречали, а именно наложения двух колебаний с различными периодами. Для Глизе 113.1 найдены периоды  $P_1 = 7,854$  и  $P_2 = 43,9$  дня, причем период  $P_2$  нельзя считать периодом биений, поскольку вычисления не дают каких-либо указаний на наличие периода, близкого к  $P_1$ . Для нахождения составляющих колебаний блеска  $\delta m(\varphi_1)$  и  $\delta m(\varphi_2)$  мы провели несколько последовательных приближений. В каждом из приближений мы при построении фазовой диаграммы для одного из периодов вычитали из наблюдаемых значений  $\Delta m_i$  составляющую изменения блеска, соответствующую другому периоду, полученную по предыдущему приближению. Так, например, в первом приближении мы полагали

$$\delta m_1(\varphi_1) = \Delta m_i - \overline{\Delta m} - \delta m_0(\varphi_2).$$

$$\delta m_1(\varphi_2) = \Delta m_i - \overline{\Delta m} - \delta m_0(\varphi_1).$$

где  $\delta m_0(\varphi_1)$ ,  $\delta m_0(\varphi_2)$  — значения нулевого приближения, соответствующие фазам периодов  $P_1$  и  $P_2$ . Вычисления показали сходимость после четырех приближений.

Построив фазовые диаграммы для всех четырех звезд, мы с их помощью нашли наиболее вероятные значения начальной эпохи минимума. В результате были получены следующие элементы:

|                 |                                       |
|-----------------|---------------------------------------|
| Глизе 113.1     | $J. D. \min = 2442035,108 + 7,854 E,$ |
|                 | $J. D. \min = 2442044,6 + 43,9 E,$    |
| FK Com          | $J. D. \min = 2442192,345 + 2,400 E,$ |
| $\xi$ Boo A + B | $J. D. \min = 2442166,912 + 10,15 E,$ |
| BD + 27°4642    | $J. D. \min = 2442249,075 + 6,750 E.$ |

Кривые изменения блеска  $V$  и показателей цвета ( $B - V$ ), ( $U - B$ ), построенные с этими элементами, приведены на рис. 1.

### 3. Вспышечная активность

Наши наблюдения включали в себя также непрерывную регистрацию блеска звезд в фильтре  $U$ . Общее время этих наблюдений составило 36,9 часа, или отдельно по звездам 8,5, 8,6 и 19,8 часа для FK Com, Глизе 113.1 и BD + 27°4642 соответственно. Поиск вспышек на записях мы осуществляли посредством осреднения шумов фототока через каждые 0,2—0,5 мин. При этом средняя квадратичная ошибка  $\sigma$  составляла около 2% невозмущенного блеска звезды в фильтре  $U$ . В результате были обнаружены поярчание Глизе 113.1 и поярчание BD + 27°4642, составившие около 4с. Кроме того, не в процессе патрулирования, а во время измерений блеска 24.VI 1974 г. было зарегистрировано поярчание FK Com, составившее 0<sup>m</sup>03 в фильтре  $V$ , 0<sup>m</sup>07 в фильтре  $B$  и 0<sup>m</sup>25 в фильтре  $U$ . К сожалению, кривая блеска этой вспышки не была получена.

Кривые блеска вспышек BD + 27°4642 и Глизе 113.1 приведены на рис. 2. По оси ординат отложена величина

$$i = \frac{I_f(t) + I_0}{I_0},$$

где  $I_f(t)$  и  $I_0$  — потоки от звезды во время вспышки и в нормальном состоянии соответственно.

Интегральные интенсивности  $P_U$ , найденные из соотношения

$$P = \int \frac{I_f(t) - I_0}{I_0} dt,$$

равны 0,23 мин для вспышки BD + 27°4642 и 0,20 мин для вспышки Глизе 113.1.

### 4. Обсуждение результатов

Представляет интерес уже тот факт, что все четыре переменные звезды, выбранные на основе определенного критерия (спектральные классы в промежутке между Солнцем и красными карликами, наличие в спектрах эмиссий водорода и Ca II), обнаруживают периодичность изменений блеска и по кривым блеска похожи на известные переменные типа BY Dra. В связи с этим следует обратить внимание на изменчивость кривых блеска  $\xi$  Boo и BD + 27°4642 (см. рис. 1,  $\epsilon$ ,  $\delta$ ), хорошо известную для звезд типа BY Dra. Интересно отметить также несимметричность кривой блеска BD + 27°4642. У этой звезды отношение времени подъема блеска ко времени его падения составляет примерно 3/2, т. е. такое же, как у недавно открытой Торресом и Мелло [5] переменной типа BY Dra спектрального типа M0 Ve AU Mic. При объяснении изменений блеска звезд типа BY Dra обычно предполагают, что кривые блеска синусоидальные, но открытие переменных AU Mic и BD + 27°4642 вносит изменения в это представление.

Хотя наши наблюдения FK Com, Глизе 113.1 и BD + 27°4642 показывают, что для исследования вспышечной активности этих звезд необходима более длительная непрерывная регистрация блеска в фильтре  $U$ , чем в течение 37 часов, все же они позволяют заключить, что эти звезды — вспыхивающие. Как было показано в [20], в качестве характеристики вспышечной активности звезд можно использовать величину  $\Sigma P/T$ . Для совокуп-

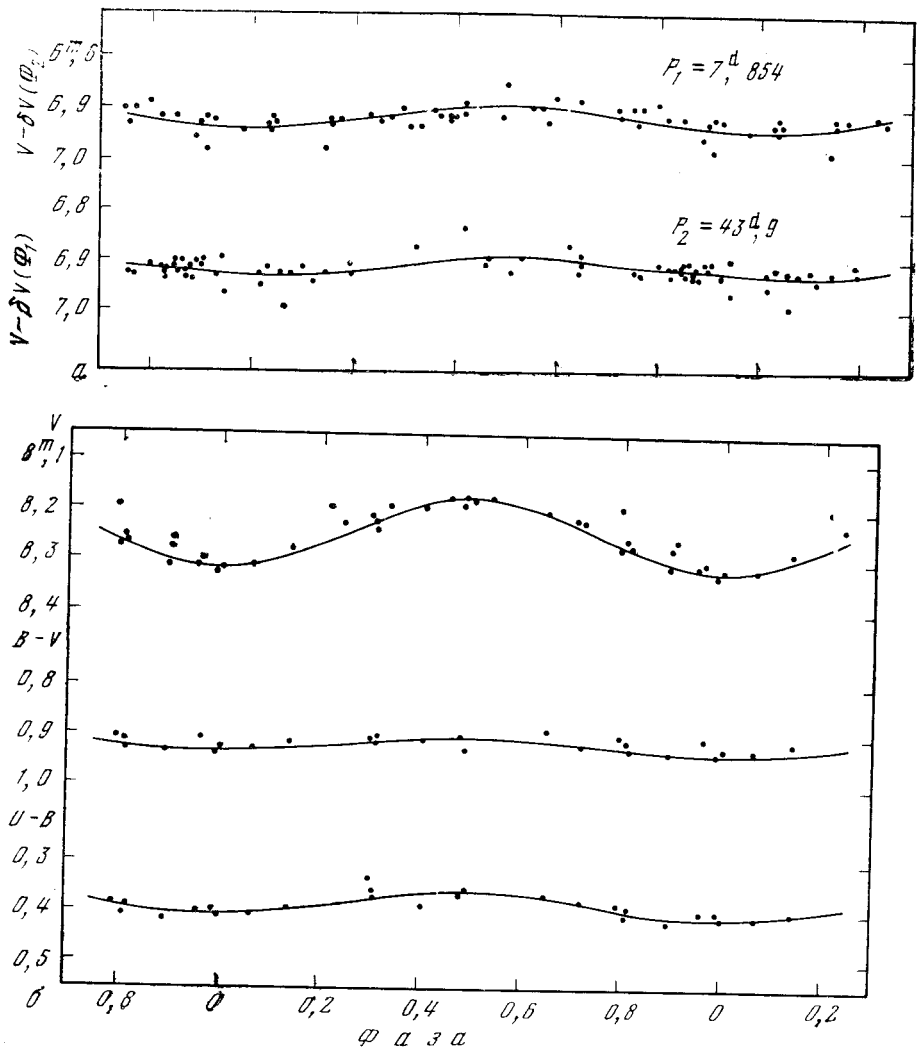


Рис. 1. Кривые блеска и показателей цвета  
 а — звезды Глизе 113.1; б — FK Com;

ности трех звезд FK Com, Глизе 113.1 и  $BD + 27^{\circ}4642$  нами получено  $\Sigma P_U = 0,43$  и  $T = 2,2 \cdot 10^3$ . Поэтому  $\Sigma P_U / T = 2 \cdot 10^{-4}$ . Это значение можно сравнить с полученными в [21] по наблюдениям  $BY\ Dra$   $\Sigma P_U / T = 2,8 \times 10^{-3}$  и [22] по наблюдениям  $UV\ Cet$  с фильтром  $U$   $\Sigma P_U / T = 3 \cdot 10^{-1}$ . Таким образом, вспышечная активность звезд спектральных классов в интервале от поздних G до ранних K, показывающих эмиссионные линии водорода и Ca II и переменность блеска, может быть оценена примерно в  $10^3$  раз меньше, чем у  $UV\ Cet$ .

Выше мы отмечали, что в настоящее время получила широкое распространение идея о том, что периодические изменения звезд типа  $BY\ Dra$  можно объяснить вращением звезды, имеющей холодное пятно на ее поверхности. Недавно Торресом и Мелло [5] и Боппом и Эвансом [7] были вычислены размеры пятна и разница эффективных температур пятна и фотосферы, причем для одних и тех же звезд ( $BY\ Dra$  и  $CS\ Eri$ ) получены существенно различные результаты, особенно в отношении эффективных температур. По вычислениям Торреса и Мелло разница эффективных температур пятна и фотосферы составляет  $500^{\circ}$ , а по вычислениям Боппа и Эванса эта разница равна  $1750^{\circ}$ . Различие результатов вызвано принятыми этими авторами соотношениями между изменениями блеска  $V$  и показателя цвета ( $B - V$ ).

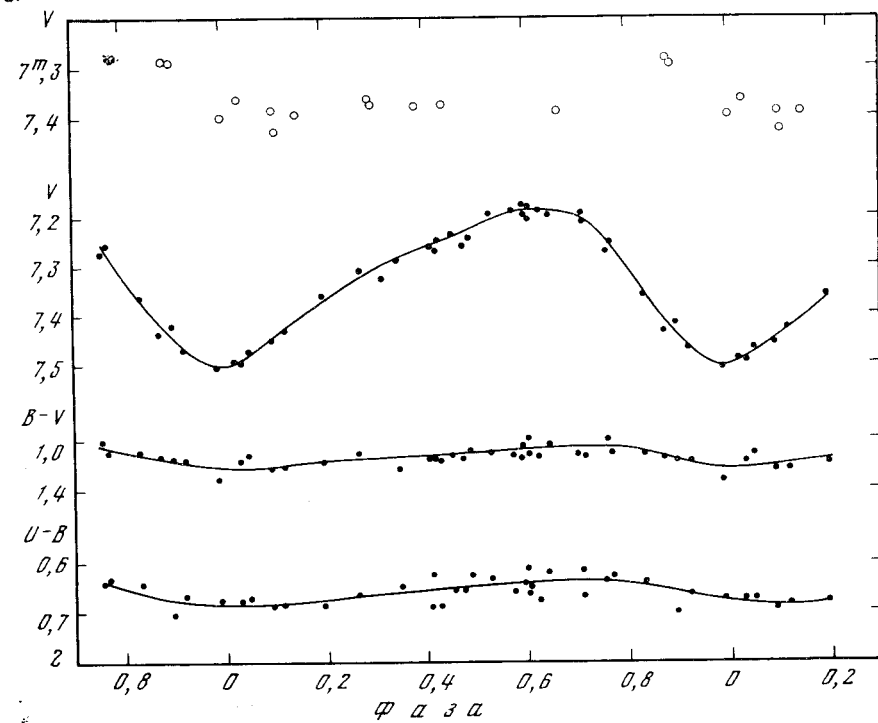
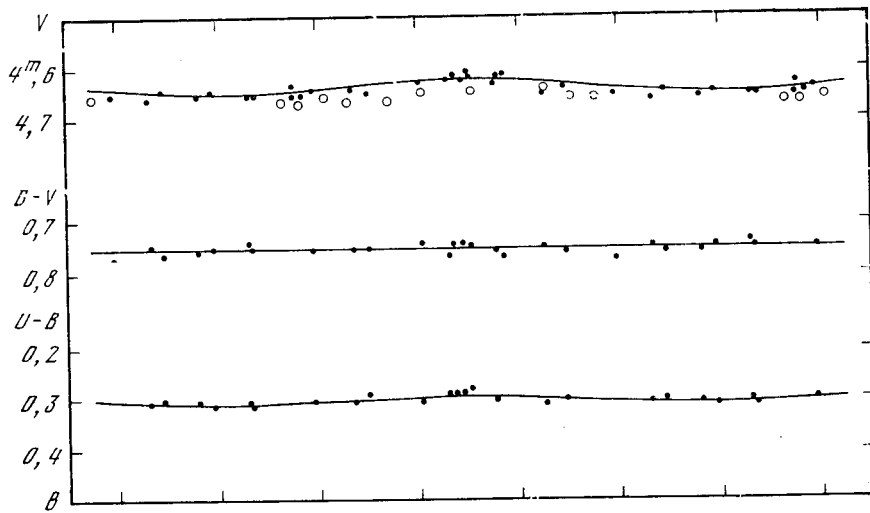


Рис 1. (окончание)

$v$  —  $\xi$  Воо А + В, точки — наблюдения в апреле — июне, кружки — в августе — сентябре 1974 г.  $e$  — BD + 27°4642. кружки — наблюдения в декабре 1973 г. — феврале 1974 г., точки — в августе — октябре 1974 г.

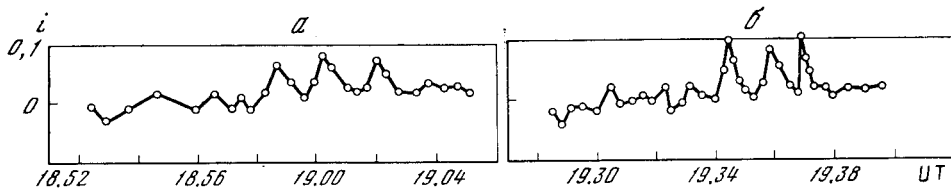


Рис. 2. Вспышки BD + 27°4642 22. VIII 1974 г. (а) и Глизе 113.1 9.X 1974 г. (б)

Наши наблюдения содержат дополнительную информацию по данному вопросу и дают возможность уточнить развиваемую «гипотезу пятна». Поскольку непосредственное определение амплитуды изменений показателя цвета наших звезд дает довольно неуверенные результаты, то мы поступили следующим образом. Сначала способом наименьших квадратов мы определили значения коэффициента пропорциональности  $k$  между изменениями  $V$  и  $(B - V)$ , а затем по наблюдаемым амплитудам  $\Delta V$  определили соответствующие амплитуды изменения  $\Delta(B - V)$ . По амплитудам  $\Delta V$  и  $\Delta(B - V)$  были вычислены относительные площади пятен  $S_{\text{п}}/S_{*}$  в проекции на обращенный к наблюдателю диск звезды и разницы эффективных температур пятна и фотосферы  $\Delta T$ . Таким образом были получены результаты, приведенные в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

| Звезда          | $\Delta V$ | $k$             | $\Delta(B - V)$   | $S_{\text{п}}/S_{*}$ | $\Delta T, ^{\circ}\text{K}$ |
|-----------------|------------|-----------------|-------------------|----------------------|------------------------------|
| Глизе 113.1     | 0,10       | $0,20 \pm 0,08$ | $0,020 \pm 0,008$ | —                    | —                            |
| FK Com          | 0,14       | $0,16 \pm 0,05$ | $0,022 \pm 0,007$ | 0,2                  | -800                         |
| $\xi$ Boo A + B | 0,03       | $0,00 \pm 0,00$ | —                 | —                    | —                            |
| BD + 27°4642    | 0,30       | $0,08 \pm 0,02$ | $0,023 \pm 0,006$ | 0,3                  | -1400                        |

Для Глизе 113.1 и  $\xi$  Boo  $S_{\text{п}}/S_{*}$  и  $\Delta T$  не были нами вычислены, так как Глизе 113.1 показывает двойную периодичность, а  $\xi$  Boo — двойная звезда и поэтому неясно, в какой мере к этим звездам приложима гипотеза пятна.

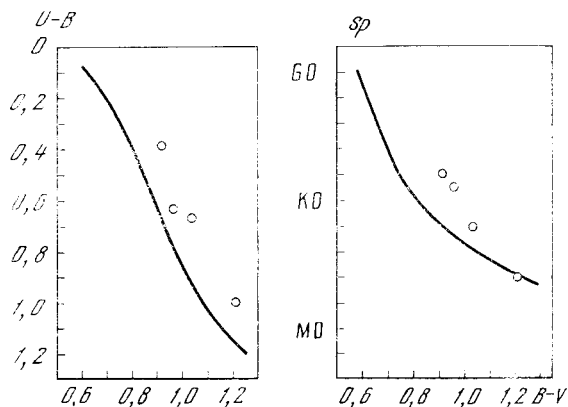
При вычислении  $S_{\text{п}}/S_{*}$ ,  $\Delta T$  мы использовали те же соотношения, что и приведенные в [5]. Следует отметить, что расчеты [5] были выполнены для звезд с эффективными температурами в пределах 3500—3750° K, что примерно соответствует спектральному классу K7 V. Поскольку наиболее ранний спектральный класс наших звезд G8 V, то в результате этих расчетов необходимо было внести некоторые изменения. Поэтому мы провели дополнительные вычисления, приняв эффективную температуру звезды равной 5000° K. Как и в [5], поверхностные яркости были вычислены с помощью формулы Планка для длин волн, соответствующих эффективным длинам волн фильтров  $B$  и  $V$  (4400 и 5500 Å). Мы нашли, что если использовать наблюдаемые у наших звезд соотношения между амплитудами блеска  $V$  и показателя цвета  $(B - V)$ , то соответствующий им набор возможных характеристик пятна довольно узок и определение характеристик можно считать почти однозначным. Если учесть также указанные выше ошибки в амплитуде  $\Delta(B - V)$ , то результирующая неуверенность в определении относительной площади пятна соответствует приблизительно множителю 1,5, а для разницы эффективных температур  $\pm 200^{\circ}$ . Таким образом, полученные нами относительные площади пятен практически такие же, как в [5, 7], но разница эффективных температур пятна и фотосферы по одной звезде существенно больше, чем по другой.

Наши наблюдения определенно указывают, что при расчетах характеристик пятна нельзя пренебрегать изменениями показателя цвета  $(B - V)$ , как это сделали Бопп и Эванс [7]. Наблюдения рассматриваемых и других звезд типа BY Dra (см. также [19]) сейчас позволяют заключить, что у них разница эффективных температур пятна и фотосферы может составить от 250 до 1400°. В связи с этим следует отметить, что, по-видимому, на Солнце тоже существуют пятна, открытые Альбрехтом и др. [23], с малым отличием эффективной температуры и отличающиеся от обычных пятен, эффективная температура которых примерно на 1500° ниже, чем у фотосферы [24].

На рис. 3 показано положение звезд FK Com, Глизе 113.1, BD + 27°4642 и BY Dra на двухцветной диаграмме  $(B - V)$ ,  $(U - B)$  и на диаграмме показатель цвета  $(B - V)$  — спектральный класс. Положение



Рис. 3. Расположение FK Com, Глизе 113.1, BD + 27°4642 и BY Dra на двухцветной диаграмме и на диаграмме показателя цвета — спектральный класс



$\xi$  Boo не указано, поскольку полученные нами показатели цвета ( $B - V$ ), ( $U - B$ ) этой звезды характеризуют суммарное излучение двух ее компонентов. Сплошные линии на рисунке показывают средние соотношения между рассматриваемыми величинами для звезд класса светимости V, полученные Глизе [25]. Из рассмотрения диаграммы ( $B - V$ ), ( $U - B$ ) можно заключить, что наши переменные звезды либо систематически краснее, чем нормальные звезды того же спектрального класса, либо они обладают ультрафиолетовыми избытками излучения. Отметим, что все четыре звезды, согласно данным других авторов (см. [10]) и по нашим спектральным наблюдениям, имеют в спектрах эмиссионные линии водорода и H и K Ca II, и поэтому могут обладать ультрафиолетовыми избытками. Однако, диаграмма ( $B - V$ ), Sp (см. рис. 3) определенно свидетельствует, что показатели цвета ( $B - V$ ) FK Com, Глизе 113.1 и BD + 27°4642 примерно на  $0^m15$  больше, чем у большинства других звезд того же спектрального класса.

Было бы преждевременным делать общие выводы на основании наблюдаемых особенностей всего лишь трех звезд, показывающих переменность, но не исключено, что они могут быть существенными для понимания природы звезд главной последовательности в интервале спектральных классов G8 — K2. Возможно, существует некоторая связь обнаруженного нами покраснения излучения в видимой области спектра с инфракрасными избытками, недавно найденными у трех звезд типа BY Dra [14, 26]. Представляет также интерес продолжение исследований, начатых Вилсоном [27] и состоящих в сравнении спектральных типов, полученных по спектрограммам с высоким разрешением, с показателями цвета ( $B - V$ ). Вилсон таким образом обнаружил, что у звезд-карликов фиксированного спектрального класса различия показателя цвета ( $B - V$ ) достигают  $0^m2$ , причем это различие особенно заметно в интервале G8 — K2.

Подводя итоги, мы приходим к выводу, что современные представления о пятнистых вспыхивающих звездах приложимы не только к красным карликовым звездам, но и к звездам, значительно более ранних спектральных типов. Верхняя граница области, занимаемой звездами типа BY Dra на диаграмме Герцшпрунга — Рассела сейчас может быть установлена вблизи абсолютной величины  $M_V = +5,5$  ( $\xi$  Boo), что соответствует массе порядка 0,8 солнечной массы [24].

Автор благодарен Т. Г. Буславской за вычисления на ЭВМ.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. E. Kron. *Astrophys. J.*, 1952, **115**, 301.
2. P. F. Chugainov. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1966, N 122.
3. W. Krzeminski. *Low luminosity stars*. S. S. Kumar. (Ed.). N. Y., Gordon and Breach, 1969, p. 57.

4. *D. S. Evans*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1971, 154, 329.
5. *C. A. O. Torres, S. F. Mello*. Astron. a. Astrophys., 1973, 27, 231.
6. *П. Ф. Чугайнов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 48, 3.
7. *B. W. Vorr, D. S. Evans*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1973, 164, 343.
8. *S. F. Mello, C. A. O. Torres*. Inform. Bull. Var. Stars, 1974, N 577.
9. *П. Ф. Чугайнов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 3.
10. *W. Gliese*. Veröff. Astron. Rechen-Inst., 1969, N 22.
11. *P. F. Chugainov*. Inform. Bull. Var. Stars, 1966, N 172.
12. *P. W. Merrill*. Publs Astron. Soc. Pacif., 1948, 60, 382.
13. *O. J. Eggen*. Roy. Observ. Bull., 1968, N 137.
14. *B. J. Taylor*. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1970, N 186.
15. *M. Jerzykiewicz, K. Serkowski*. Lowell Observ. Bull., 1966, 6, N 18.
16. *O. C. Wilson*. Publs Astron. Soc. Pacif., 1963, 75, 62.
17. *G. H. Herbig*. Astrophys. J., 1965, 141, 588.
18. *J. B. Priser*. Publs Astron. Soc., Pacif., 1966, 78, 474.
19. *П. Ф. Чугайнов*. Наст. том, с. 85.
20. *П. Ф. Чугайнов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 93.
21. *S. Cristaldi, M. Rodono*. Astron. a. Astrophys., 1971, 12, 152.
22. *P. F. Chugainov, R. J. Havlen, B. E. Westerlund, R. E. White*. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 343.
23. *R. Albrecht, H. M. Maitzen, K. D. Rakos*. Astron. and Astrophys., 1969, 3, 236.
24. *C. W. Allen*. Astrophysical quantities. London, Athlone Press, 1955.
25. *W. Gliese*. Veröff. Astron. Rechen-Inst., 1971, N 24.
26. *R. R. Zappala*. Astrophys. J., 1974, 187, 257.
27. *O. C. Wilson*. Astrophys. J., 1962, 136, 793.

## НАБЛЮДЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов

Приводятся результаты пятицветных наблюдений линейной поляризации оптического излучения рентгеновских источников Sco X-1, Cyg X-1, Cyg X-2 и Her X-1, выполненных в 1970—1974 гг. с одноканальным поляриметром на 2,6-м телескопе им. акад. Г. А. Шайна. В поляриметре используется быстрое (33 оборотов/сек) вращение анализатора и метод счета фотонов в режиме синхронного накопления импульсов от фотоэлектронов. Статистический анализ наблюдений показал, что у источников Sco X-1 и Cyg X-1, наряду с межзвездной поляризацией, вероятно, имеется переменная собственная поляризация с амплитудой переменности 0,2—0,4% и характерным временем порядка нескольких дней. Изменения линейной поляризации наиболее заметны в полосах *B*, *O* и *R* с  $\lambda_{\text{эфф}}$  0,43; 0,62 и 0,74 мкм соответственно. Имеющиеся наблюдения источников Cyg X-2 и Her X-1 недостаточны для надежного выявления возможных изменений линейной поляризации их излучения.

OBSERVATIONS OF LINEAR OPTICAL POLARIZATION OF X-RAY SOURCES, by N. M. Shakhovskoy and Yu. S. Efimov. — Linear optical polarization of X-ray sources Sco X-1, Cyg X-1, Cyg X-2 and Her X-1 was measured. Observations have been carried out in 1970—1974 at 2,6 m Shain telescope with a single-channel photoelectric polarimeter in *U*, *B*, *V*, *O*, *R* colours. A high speed rotation (33 revolution per second) of an analyser was used. A photon counting technique was employed operating in the synchronous pulses accumulation regime. An analysis of variance was performed to check supposed variations of the observed polarization parameters with time. It is shown that optical polarization of Sco X-1 and Cyg X-1 seems to be variable within time scale of few days and superimposed on the interstellar polarization. The amplitude of variations is 0,2—0,4%. The variations of linear polarization are pronounced in *B*, *O* and *R* wavebands with  $\lambda_{\text{eff}}$  0,43, 0,62 and 0,74 mcm respectively. Observations of Cyg X-2 and Her X-1 available are insufficient to reveal possible variations of their polarization.

В 1970 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были начаты систематические наблюдения линейной поляризации звездобразных оптических объектов, отождествляемых с источниками рентгеновского излучения. Первоначально в программу наблюдений входили два объекта: Sco X-1 (V818 Sco) и Cyg X-2 (V1341 Cyg). К этому времени в литературе имелись лишь весьма скудные данные о линейной поляризации излучения этих объектов [1—3], которые были недостаточны для решения вопроса о свойствах и природе поляризации их излучения. В дальнейшем, после отождествления в 1971 г. источника Cyg X-1 = HDE 226868 = V1357 Cyg и в 1972 г. источника Her X-1 = HZ Her, в программу наших наблюдений были включены и эти объекты.

В 1972 г. рядом авторов [4—6] были опубликованы новые наблюдения линейной поляризации оптического излучения источников Sco X-1 и Cyg X-1. Однако до сих пор еще никем не проведен детальный анализ достаточно длительного ряда наблюдений с целью выявления возможной переменности линейной поляризации собственного излучения рентгеновских источ-

ников. Между тем имеются серьезные основания ожидать хотя бы у некоторых из них переменной линейной поляризации. Эти основания, в основном, сводятся к следующему:

1. Как показало многими авторами (см., например, [7, 8]), оптическое излучение объектов типа Sco X-1 может, по крайней мере, частично возникать в горячей намагниченной плазме, окружающей рентгеновский источник. При этом в некоторых спектральных областях может наблюдаться переменная по времени линейная поляризация [7].

2. Современные представления о природе галактических рентгеновских источников свидетельствуют о том, что большинство их являются тесными двойными системами (см., например, [8]). Эти двойные системы состоят из компактного объекта (нейтронной звезды, «коллапсара» и т. п.) и более или менее нормальной звезды, заполняющей соответствующую полость Роша. Поток вещества, теряемого нормальной звездой через внутреннюю точку Лагранжа и падающего на компактный объект, создаст рентгеновское излучение. Нагрев части поверхности звезды рентгеновским излучением, а также ее приливные деформации приводят к наблюдаемой переменности оптического излучения. В некоторых системах (например, в Her X-1 = = HZ Her) часть наблюдаемого излучения может возникать в газовом «диске аккреции», окружающем компактный объект [9].

Известно, что в тесных двойных системах с развитыми процессами обмена массой между компонентами наблюдается переменная линейная поляризация, связанная главным образом с рассеянием света в газовой компоненте системы [10—12]. Аналогичные эффекты, но в более сложной форме могут проявляться и в тесных двойных системах, содержащих компактные объекты и диски аккреции, например в бывших Новых и новоподобных звездах [13, 14]. Естественно ожидать появления переменной линейной поляризации и в излучении тесных двойных систем, являющихся рентгеновскими источниками. Для них можно указать, по крайней мере, три механизма возникновения поляризации, связанной с рассеянием света:

- 1) рассеяние в диске аккреции вокруг компактного объекта;
- 2) рассеяние в газовом потоке («струе»), идущем от нормальной звезды к компактному объекту;
- 3) рассеяние света в атмосфере нормальной звезды с учетом неоднородного нагрева поверхности рентгеновским излучением и приливных деформаций.

Все эти механизмы создают переменную поляризацию, причем переменность ее может быть связана как с геометрическим фактором — изменением углов рассеяния с фазой орбитального периода, так и с физическими факторами — нестационарностью процессов аккреции и рентгеновского излучения. Ниже приводятся все полученные нами в 1970—1974 гг. наблюдения линейной поляризации оптического излучения четырех галактических источников рентгеновского излучения (Sco X-1, Cyg X-2, Cyg X-1, Her X-1) и приводится статистический анализ наблюдений с целью выявления реальных изменений поляризации. Краткое сообщение о результатах этой работы было доложено на Симпозиуме № 67 МАС и публикуется в трудах Симпозиума [15].

### Наблюдения

Все наблюдения получены с помощью одноканального фотоэлектрического поляриметра на 2,6-м рефлекторе им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ). В поляриметре используется быстрое (33 оборотов/сек) вращение поляризационного анализатора и метод счета фотонов. Регистрация измерений проводится путем накопления импульсов от фотоумножителя на трех (позднее — четырех) счетчиках, переключаемых синхронно с вращением анализатора. Приемником света служит фотоумножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом. Наблюдения проводились в пяти спектральных

интервалах (полосах)  $U, B, V, O, R$  с эффективными длинами волн 363, 434, 545, 619 и 744 нм. Одно полное наблюдение в каждой полосе состоит из нескольких (обычно от 4 до 16) 50- или 20-секундных экспозиций объекта вместе с фоном и соответствующего числа экспозиций фона неба, проводившихся до и после (а в некоторых случаях и между) измерений объекта. Совокупность всех последовательных измерений объекта и фона в данной полосе мы называем серией наблюдений. Большая часть наблюдений выполнена с диафрагмой диаметром 10"; иногда применялись диафрагмы в 5 и 15". Подробное описание аппаратуры, методики наблюдений и их обработки дано в [16].

В 1970—1972 гг. наблюдения проводились в фокусе Нэсмита, при этом редукция наблюдений осуществлялась так, как это описано в [16]. Начиная с 1973 г., наблюдения проводились в фокусе Кассегрена, что сильно упростило методику обработки и повысило точность и надежность учета инструментальной поляризации.

Кроме того, в описанной в [16] аппаратуре и методике в разное время были сделаны следующие усовершенствования:

1. Начиная с 1970 г., регулярно до и после наблюдений каждого объекта измеряется сигнал от контрольного импульсного генератора. Эти измерения используются для учета неравенства времени счета в отдельных каналах (счетчиках), создающего ложную поляризацию порядка 0,2—0,3%. Точность учета соответствующей поправки составляет 0,01—0,02%.

2. С 1972 г. при наблюдениях используется «полевой» или «офсетный» гид с полезным полем  $10' \times 10'$  для гидирования по соседней звезде в поле зрения основного телескопа. Использование этого гида увеличило эффективность работы за счет уменьшения потерь времени для проверки положения объекта в диафрагме и улучшения качества наблюдений.

3. С осени 1971 г. введен дополнительный оранжевый фильтр ( $O$ ) из цветного стекла СС-14 и интерференционного светоделителя, изготовленного в КАО. Эффективная длина волны соответствующей полосы 619 нм, полуширина 75 нм (для источника с равномерным распределением энергии в спектре).

4. С марта 1974 г. в качестве счетчиков импульсов используются электронно-счетные частотомеры ЧЗ-35, обладающие значительно более высоким ( $\sim 0,05$  мксек) временным разрешением и лучшей стабильностью характеристик по сравнению с аппаратурой, описанной в [16]. Использование четырех частотомеров ЧЗ-35, по два на каждый параметр Стокса, позволило полностью реализовать описанную в [17] схему измерений и дало возможность иметь независимый контроль для каждого измерения, так как полные суммы числа импульсов, накопленных на каждой паре счетчиков, должны быть равны с точностью до малых инструментальных поправок (порядка  $10^{-5}$  от накопленного числа импульсов). Кроме того, применение частотомеров позволило проводить накопление импульсов (экспозицию) со временем, кратным длительности одного оборота анализатора, и расширить диапазон экспозиций от 1 до  $10^4$  циклов модуляции с кратностью 10 (длительность экспозиции 0,0155, 0,155, 1,55, 15,5, 155 сек). При наблюдениях рентгеновских источников обычно используются максимальные экспозиции (155 сек).

### Обработка наблюдений

Все наблюдения 1970—1972 гг. обработаны на ЭВМ «Минск-14» по программе, составленной Г. А. Козловой. Эта программа близка к описанной в [16] для ЭВМ «Минск-1», но имеет ряд усовершенствований, главными из которых являются следующие:

1. Для всех наблюдений учитывается поправка за неравенство времени счета в различных каналах, определяемая по измерениям контрольного генератора импульсных сигналов.

2. Уточнена формула для вычисления теоретического значения средней квадратичной ошибки, которая следует из гипотезы о пуассоновском распределении импульсов от объекта и от фона.

В [16] использовалась выведенная в [17] формула для вычисления  $\sigma_{0p}$  — теоретической средней ошибки средних значений безразмерных параметров Стокса  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$  и степени поляризации  $p$

$$\sigma_{0\bar{p}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{\sum N_*} \left(1 + \frac{2}{R}\right)}, \quad (1)$$

где  $\sum N_*$  — суммарное число импульсов, накопленное от объекта за всю серию последовательных измерений в данной полосе,  $R = \bar{n}_*/\bar{n}_\phi$  — отношение средних скоростей счета импульсов для объекта и фона. Эта формула выведена в предположении о равной продолжительности измерений объекта и фона неба. Обычно же (в особенности для ярких объектов) время измерения фона бывает меньшим, чем время измерения объекта. Введя величину  $\tau = \sum \Delta T_*/\sum \Delta T_\phi$ , равную отношению суммарных времен измерения объекта и фона, можно получить следующее обобщение формулы (1):

$$\sigma_{0\bar{p}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{\sum N_*} \left(1 + \frac{1+\tau}{R}\right)}. \quad (2)$$

Из (2) следует простое правило для определения оптимального соотношения  $\tau_0$  между временем измерения объекта и фона:

$$\tau_0 = \left(\frac{\sum \Delta T_*}{\sum \Delta T_\phi}\right)_0 = \sqrt{1+R} = \sqrt{\frac{\bar{n}_* + \bar{n}_\phi}{\bar{n}_\phi}}, \quad (3)$$

которому эмпирически следуют все опытные фотометристы.

Кроме величины  $\sigma_{0\bar{p}}$ , при машинной обработке вычислялись средние взвешенные значения среднеквадратичных ошибок параметров  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$ . Эти ошибки определялись по уклонениям соответствующих параметров, вычисленных для отдельных измерений, от их средних значений для данной серии наблюдений:

$$\sigma_{\bar{q}} = \sqrt{\frac{\sum (q_i - \bar{q})^2 N_{*i}}{(n-1) \sum N_{*i}}}, \quad \sigma_{\bar{u}} = \sqrt{\frac{\sum (u_i - \bar{u})^2 N_{*i}}{(n-1) \sum N_{*i}}}. \quad (4)$$

В качестве веса использовалось число импульсов, накопленных от объекта в данном измерении  $N_{*i}$ ;  $q_i$ ,  $u_i$  — параметры Стокса, вычисленные для  $i$ -го наблюдения,  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$  — средние значения этих параметров для всей серии наблюдений,  $\sum N_*$  — полное число импульсов от объекта, зарегистрированное во всей серии,  $n$  — число измерений объекта в серии. Для каждой серии наблюдений вычислялись также средние значения степени поляризации  $\bar{p}$  и позиционного угла плоскости колебаний  $\bar{\theta}$ :

$$\bar{p} = \sqrt{\bar{q}^2 + \bar{u}^2}, \quad \bar{\theta} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\bar{u}}{\bar{q}}, \quad (5)$$

и их средние ошибки

$$\sigma_{\bar{p}} = \sqrt{\frac{1}{2} (\sigma_{\bar{q}}^2 + \sigma_{\bar{u}}^2)}, \quad \sigma_{\bar{\theta}} = 28^\circ, 65 \frac{\sigma_{\bar{p}}}{p}. \quad (6)$$

Кроме того, для каждой серии наблюдений вычислялись величины, характеризующие как теоретическую (пуассоновскую), так и наблюдаемую дисперсию параметров поляризации фона неба. Сравнение их дает дополнительную характеристику качества наблюдений и позволяет выбрать тот или иной способ учета фона (учет среднего фона или линейную интерполяцию отсчетов для фона на моменты наблюдений объекта).

Наблюдения 1973—1974 гг., выполненные в фокусе Кассегрена, обрабатывались вручную. Редукция этих наблюдений проводилась следующим

образом. Вначале все наблюдения как стандартных звезд, так и программных объектов обрабатывались в инструментальной системе [16]. По наблюдениям стандартных звезд с малой поляризацией ( $p \leq 0,1\%$ ) находились средние значения параметров инструментальной поляризации  $\bar{p}_{xu}$ ,  $\bar{p}_{yu}$  (в инструментальной системе) для каждой полосы и каждого периода наблюдений. Затем по наблюдениям стандартных звезд с большой поляризацией ( $p \geq 1\%$ ), исправленным за инструментальную поляризацию, определялся средний для каждого периода наблюдений нуль-пункт отсчета позиционных углов в инструментальной системе  $\bar{\delta} = \bar{\varphi} - \bar{\theta}$  ( $\varphi$  — позиционный угол в инструментальной системе,  $\theta$  — в стандартной системе). Параметры Стокса  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$  в стандартной (экваториальной) системе вычислялись по формулам

$$\begin{aligned}\bar{q} &= (\bar{p}'_x - \bar{p}_{xu}) \cos 2\bar{\delta} - (\bar{p}'_y - \bar{p}_{yu}) \sin 2\bar{\delta}, \\ \bar{u} &= (\bar{p}'_x - \bar{p}_{xu}) \sin 2\bar{\delta} + (\bar{p}'_y - \bar{p}_{yu}) \cos 2\bar{\delta},\end{aligned}$$

где  $\bar{p}'_x$ ,  $\bar{p}'_y$  — параметры поляризации, измеренные в инструментальной системе.

Для большинства наблюдений 1973—1974 гг. вычислялись только средние значения параметров поляризации для каждой серии наблюдений  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{\theta}$  и их пуассоновские средние ошибки  $\sigma_{\bar{p}}$ ,  $\sigma_{\bar{\theta}}$ .

### Случайные ошибки наблюдений

Для дальнейшего анализа наблюдений линейной поляризации излучения рентгеновских источников решающее значение имеют оценки реальной точности наших наблюдений. Для каждой серии наблюдений мы имеем две независимые оценки случайной ошибки среднего измеренного значения каждого безразмерного параметра Стокса: значения  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$ , вычисленные по формулам (4) по дисперсии измеренных величин  $q$ ,  $u$  для отдельных наблюдений, и величину  $\sigma_{\bar{p}}$ , найденную по (2) для гипотезы о пуассоновском распределении импульсов от объекта и фона. Ранее мы проводили сравнение соответствующих ошибок для наблюдений внегалактических объектов [18] и белых карликов [19]. Там было показано, что найденные двумя способами величины ошибок в среднем достаточно хорошо соответствуют друг другу. Здесь мы проведем более подробный анализ.

Необходимо отметить, что найденные по (2) и (4) величины  $\sigma_{\bar{p}}$  и  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$  не вполне сопоставимы. Действительно, при вычислении ошибки по (2) учитываются случайные ошибки как измерений объекта (вместе с фоном), так и самого фона, тогда как в (4) ошибки измерений фона не учитываются (т. е. принятое среднее значение фона считается точным). Поэтому средние ошибки, найденные по (2), должны быть систематически больше, чем ошибки  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$ , вычисленные по (4). Для непосредственного сопоставления величин ошибок, найденных по статистике импульсов и по дисперсии измеренных значений параметров  $q$ ,  $u$ , необходимо вычислять теоретическую (пуассоновскую) ошибку по несколько видоизмененной формуле

$$\sigma_{1\bar{p}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{\sum N_*} \left(1 + \frac{1}{R}\right)}, \quad (7)$$

не учитывающей дисперсию принятого среднего значения фона.

Различие между величинами  $\sigma_{\bar{p}}$  и  $\sigma_{1\bar{p}}$ , найденными по (2) и (7), становится заметным при малых величинах отношения полезного сигнала к фону  $R$  и при больших отношениях времени измерения объекта и фона  $\tau$ .

На рис. 1 сопоставлены (в логарифмическом масштабе) величины  $\sigma_{1\bar{p}}$  и  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$ , вычисленные по (7) и (4) для всех наших наблюдений рентгеновских источников в 1970—1972 гг. Видно, что теоретические (пуассоновские) и

реальные оценки дисперсии находятся в достаточно хорошем соответствии. По-видимому, большая часть разброса точек на рисунке 1 связана с низкой статистической точностью оценок  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$  (особенно при малом числе наблюдений в серии). Действительно, из теории малых выборок (см., например, [20]) известно, что величины  $ns^2/\sigma^2$ , где  $n$  — объем выборки (число измерений),  $s^2$  — выборочная дисперсия,  $\sigma^2$  — дисперсия генеральной совокупности, распределены по закону  $\chi^2$  с  $n - 1$  степенями свободы. В нашей задаче мы можем считать  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$  соответствующими выборочной дисперсии  $s^2$ , а  $\sigma_{1p}$  — точной величине дисперсии  $\sigma$  (учитывая большую надежность пуассоновской статистики при реальных  $\Sigma N_*$  не менее  $10^4$ ). Тогда, согласно

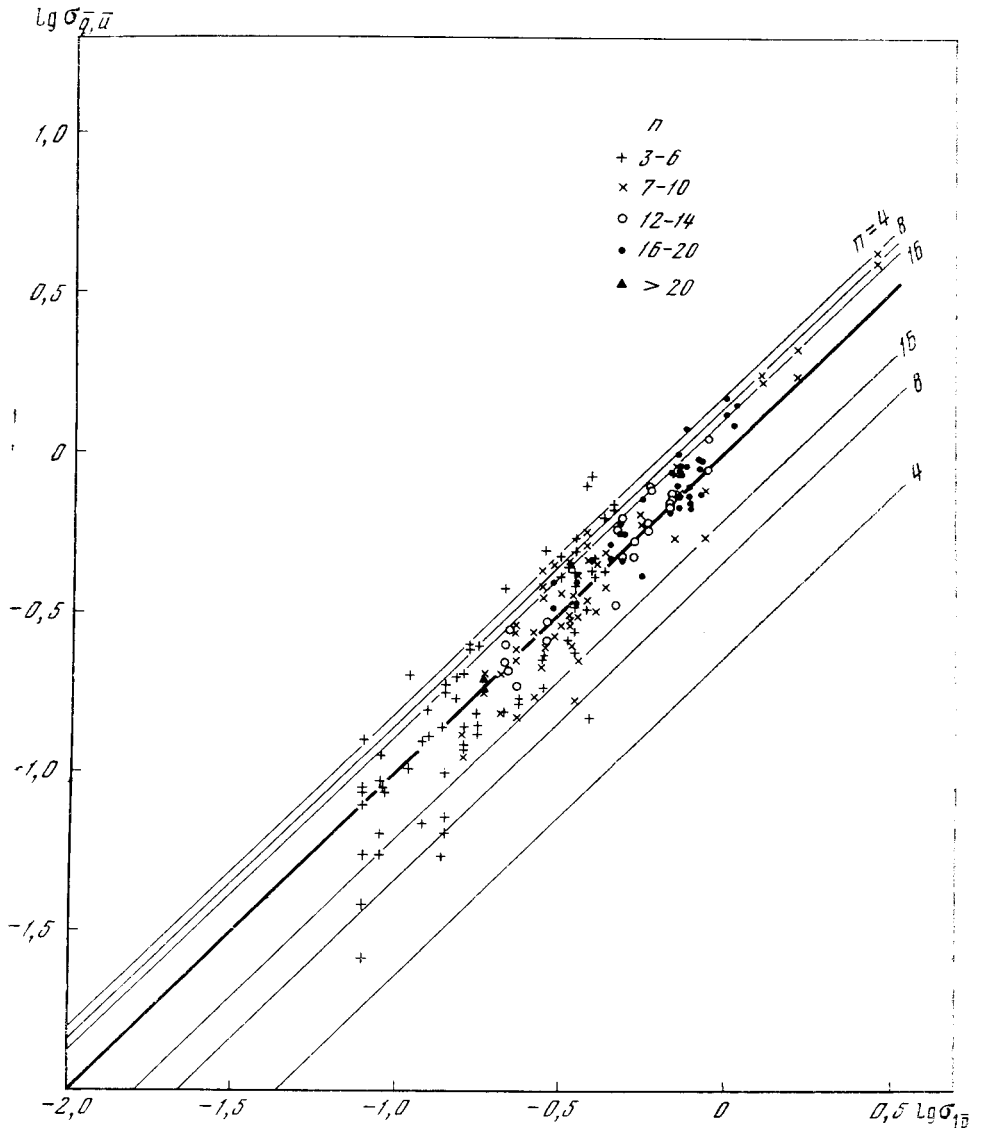


Рис. 1. Сравнение средних ошибок  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$ , найденных по дисперсии отдельных измерений в сериях, с теоретическими ошибками  $\sigma_{1p}$ , определенными по статистике числа зарегистрированных импульсов

Различные значки изображают серии с разным числом измерений  $n$ ; жирная линия соответствует равенству ошибок; тонкие линии — границы 95%-ных доверительных интервалов  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$  для различных  $n$



[20], задавшись доверительной вероятностью  $P$ , мы можем по таблицам распределения  $\chi^2$  вычислить доверительные интервалы для отношения  $s/\sigma = \sigma_{\bar{q}}/\sigma_{1p}$  при заданных значениях  $n$ . Выбрав 5%-ный уровень значимости и доверительную вероятность  $P = 0,95$ , мы, используя таблицы [21], нашли границы доверительных интервалов для отношения  $\sigma_{\bar{q}}/\sigma_{1p}$  при числе измерений  $n = 4, 8, 16$  (см. рис. 1). Асимметрия интервалов связана с асимметрией распределения  $\chi^2$ .

Подавляющее большинство точек на рисунке 1 лежат внутри соответствующих доверительных интервалов. Следовательно, основной причиной различий между  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{n}}$  и  $\sigma_{1p}$  действительно является недостаточная статистическая точность наших оценок  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{n}}$  при сравнительно небольшом числе измерений в сериях. Учитывая отсутствие заметных систематических различий между оценками случайных ошибок по статистике импульсов и по дисперсии измеренных параметров поляризации и более высокую статистическую надежность первых, в дальнейшем при анализе наблюдений мы будем, в основном, использовать величины  $\sigma_{0p}$ , найденные по формуле (2) с учетом дисперсии принятых средних значений отсчетов от фона неба.

### Систематические (внешние) ошибки

Главным источником дополнительных ошибок является недостаточно точный учет инструментальной поляризации. Этот фактор особенно важен для наблюдений 1970—1972 гг., выполненных в фокусе Нэсмита, где инструментальная поляризация сравнительно велика (3—4%) и может заметно изменяться со временем. Детальный анализ точности учета инструментальной поляризации по наблюдениям стандартных звезд в 1970—1971 гг. дан в [19]; найдено, что дополнительные внешние ошибки наших наблюдений, связанные с флуктуациями инструментальной поляризации, составляют для различных полос и разных периодов наблюдений 0,10—0,15% (см. табл. 2 в [19]). Анализ наблюдений стандартных звезд, выполненных в 1972 г., приводит к аналогичным величинам внешних ошибок.

Для наблюдений 1973—1974 гг., проводившихся в фокусе Кассегрена, как величины инструментальной поляризации, так и ее флуктуации являются существенно меньшими. Так, по наблюдениям 1974 г., максимальная инструментальная поляризация в полосе  $B$  составляет 0,65%; в остальных полосах инструментальная поляризация не превышает 0,35%. Флуктуации инструментальной поляризации от ночи к ночи, создающие дополнительные внешние ошибки наблюдений, ни в одном из цветов не превосходят 0,1%; характерная величина их составляет 0,03—0,05%, что во всех случаях существенно меньше ошибки наших наблюдений рентгеновских источников.

### Результаты наблюдений

В табл. 1 приведены все наши наблюдения четырех рентгеновских источников (Sco X-1, Cyg X-1, Cyg X-2, Her X-1), выполненные в период с июня 1970 г. по июль 1974 г. В столбцах таблицы даны: дата наблюдений; средний момент наблюдения (геоцентрический) в юлианских днях; полоса; число отдельных наблюдений  $N$ ; суммарное время экспозиции  $\Delta T$ ; среднее значение отношения  $R$  скорости счета импульсов от объекта и от фона неба (вместе с темновым током); средняя скорость счета импульсов от объекта  $\bar{n}_*$ ; среднее значение степени поляризации  $\bar{p}$  и его средняя ошибка  $\sigma_{\bar{p}}$ , найденные по формулам (5)—(6); среднее значение позиционного угла плоскости колебаний в экваториальной системе  $\bar{\theta}$  и его средняя ошибка  $\sigma_{\bar{\theta}}$ , вычисленная по (6); величина  $\sigma_{0p}$ , найденная по (2); примечания.

Т а б л и ц а 1

| Дата              | J. D.<br>2440000+ | Поло-<br>са | N  | $\Delta T$ ,<br>сек | R    | $\bar{n}$ ,<br>имп/сек | $\bar{p} \pm \sigma_p$ , % | $\bar{\theta} \pm \sigma_{\bar{\theta}}$ ,<br>град | $\sigma_{0p}$ ,<br>% | Приме-<br>чания |
|-------------------|-------------------|-------------|----|---------------------|------|------------------------|----------------------------|--|----------------------|-----------------|
| Sco X-1           |                   |             |    |                     |      |                        |                            |  |                      |                 |
| 30.VI<br>1970 г.  | 768,354           | U           | 9  | 450                 | 0,24 | 60                     | 16,96 ± 4,03               | 156 ± 7  | 3,80                 | 1               |
|                   | ,370              | B           | 10 | 500                 | 2,56 | 700                    | 0,94 0,37                  | 40 11  | 0,38                 |                 |
|                   | ,383              | V           | 5  | 250                 | 3,20 | 980                    | ,92 ,67                    | 113 20   | ,44                  |                 |
|                   | ,392              | V           | 4  | 200                 | 3,19 | 1120                   | ,95 ,60                    | 142 18   | ,42                  |                 |
| 19.IV<br>1971 г.  | 1061,492          | U           | 14 | 700                 | 2,84 | 135                    | 0,64 ± 0,68                | 123 ± 30   | 0,78                 | 2               |
|                   | ,509              | B           | 9  | 450                 | 8,97 | 715                    | ,65 ,25                    | 134 11   | ,32                  |                 |
|                   | ,522              | V           | 9  | 450                 | 8,38 | 1205                   | ,34 ,25                    | 105 21   | ,26                  |                 |
| 20.IV<br>1971 г.  | 1062,530          | U           | 16 | 800                 | 7,11 | 320                    | 0,88 ± 0,36                | 124 ± 12   | 0,39                 | 2               |
|                   | ,511              | B           | 8  | 400                 | 22,7 | 1605                   | ,31 ,18                    | 126 16   | ,21                  |                 |
|                   | ,497              | V           | 8  | 400                 | 18,6 | 2295                   | ,26 ,12                    | 134 13   | ,17                  |                 |
| 23.V<br>1971 г.   | 1095,415          | U           | 16 | 800                 | 1,76 | 205                    | 0,95 ± 0,50                | 146 ± 15   | 0,62                 |                 |
|                   | ,400              | B           | 8  | 400                 | 6,22 | 905                    | ,42 ,31                    | 138 21   | ,32                  |                 |
|                   | ,391              | V           | 8  | 400                 | 6,87 | 1330                   | ,63 ,23                    | 138 10   | ,26                  |                 |
| 14.III<br>1972 г. | 1391,573          | U           | 16 | 800                 | 8,34 | 390                    | 0,40 ± 0,36                | 118 ± 6  | 0,33                 |                 |
|                   | ,559              | B           | 8  | 400                 | 25,0 | 1920                   | ,56 ,19                    | 121 10   | ,19                  |                 |
|                   | ,551              | V           | 6  | 300                 | 19,2 | 2810                   | ,58 ,14                    | 120 7  | ,18                  |                 |
| 17.V<br>1972 г.   | 1455,435          | B           | 12 | 600                 | 7,63 | 1330                   | ,56 ,23                    | 90 12  | ,25                  |                 |
|                   | ,457              | B           | 12 | 600                 | 4,20 | 1110                   | ,54 ,24                    | 120 13   | ,25                  |                 |
|                   | ,482              | B           | 13 | 650                 | 3,42 | 955                    | ,91 ,21                    | 144 7  | ,28                  |                 |
|                   | ,510              | B           | 6  | 300                 | 3,99 | 1040                   | ,02 ,44                    | 134 :  | ,36                  |                 |
|                   | ,446              | V           | 6  | 300                 | 5,63 | 1740                   | ,95 ,16                    | 129 5  | ,26                  |                 |
|                   | ,470              | O           | 8  | 400                 | 3,02 | 900                    | ,82 ,36                    | 157 13   | ,37                  |                 |
| 18.V<br>1972 г.   | 1456,488          | B           | 30 | 1500                | 2,13 | 730                    | 0,66 ± 0,19                | 117 ± 8  | 0,23                 | 2               |
| 20.V<br>1972 г.   | 1458,426          | B           | 6  | 300                 | 1,87 | 695                    | 0,71 ± 0,53                | 63 ± 22  | 0,51                 |                 |
|                   | ,445              | B           | 7  | 350                 | 2,07 | 710                    | 1,20 ,40                   | 150 10   | ,48                  |                 |
|                   | ,464              | B           | 6  | 300                 | 2,42 | 785                    | 0,18 ,32                   | 6 51   | ,46                  |                 |
|                   | ,483              | B           | 6  | 300                 | 2,48 | 775                    | ,78 ,44                    | 90 16  | ,44                  |                 |
|                   | ,500              | B           | 6  | 300                 | 1,99 | 580                    | 1,41 ,68                   | 138 14   | ,56                  |                 |
|                   | ,435              | V           | 6  | 300                 | 3,02 | 1290                   | 0,86 ,39                   | 137 13   | ,33                  |                 |
|                   | ,454              | O           | 8  | 400                 | 2,16 | 750                    | ,43 ,30                    | 140 20   | ,42                  |                 |
|                   | ,474              | R           | 8  | 400                 | 1,70 | 660                    | 1,23 ,54                   | 127 12   | ,48                  |                 |
| 7.VI<br>1972 г.   | 1476,416          | B           | 6  | 300                 | 4,28 | 840                    | 0,47 ± 0,52                | 25 ± 32  | 0,39                 |                 |
|                   | ,431              | B           | 6  | 300                 | 4,36 | 835                    | ,40 ,35                    | 56 25  | ,39                  |                 |
|                   | ,448              | B           | 6  | 300                 | 4,59 | 850                    | ,69 ,34                    | 118 14   | ,38                  |                 |
|                   | ,461              | B           | 6  | 300                 | 4,95 | 920                    | ,40 ,36                    | 108 26   | ,36                  |                 |
|                   | ,479              | B           | 6  | 300                 | 4,37 | 885                    | ,02 ,30                    | 33 :   | ,38                  |                 |
|                   | ,424              | V           | 6  | 300                 | 4,22 | 1325                   | ,71 ,20                    | 114 8  | ,31                  |                 |
|                   | ,439              | O           | 8  | 400                 | 3,30 | 810                    | ,51 ,38                    | 121 21   | ,38                  |                 |
|                   | ,470              | R           | 8  | 400                 | 1,80 | 835                    | ,69 ,30                    | 143 12   | ,41                  |                 |
| 18.VI<br>1972 г.  | 1487,344          | B           | 13 | 650                 | 0,62 | 340                    | 0,11 ± 0,68                | 133 :  | 0,77                 | 2               |
|                   | ,400              | B           | 12 | 600                 | 0,97 | 390                    | ,93 ,47                    | 104 14   | ,62                  |                 |
|                   | ,358              | V           | 8  | 400                 | 1,03 | 635                    | ,57 ,43                    | 87 22  | ,56                  |                 |
|                   | ,370              | O           | 12 | 600                 | 0,77 | 405                    | ,64 ,54                    | 100 24   | ,66                  |                 |
|                   | ,385              | R           | 12 | 600                 | 0,70 | 365                    | ,80 ,50                    | 119 18   | ,72                  |                 |

Таблица 1 (продолжение)

| Дата           | J. D.<br>2440000+ | Поло-<br>са         | N  | $\Delta T$ ,<br>сек | R    | $\bar{n}$ ,<br>млн/сек | $\bar{p} \pm \sigma_{\bar{p}}$ , % | $\bar{\theta} \pm \sigma_{\bar{\theta}}$ ,<br>град | $\sigma_{0,5}$ ,<br>% | Приме-<br>чания |
|----------------|-------------------|---------------------|----|---------------------|------|------------------------|------------------------------------|--|-----------------------|-----------------|
| <b>Сыг X-1</b> |                   |                     |    |                     |      |                        |                                    |  |                       |                 |
| 15.IX          | 1210,280          | U                   | 6  | 300                 | 16   | 2550                   | 4,13±0,20                          | 138±2  | 0,20                  | 3               |
| 1971 г.        | ,290              | B                   | 4  | 80                  | 90   | 15 460                 | 4,54 ,08                           | 136 1  | ,14                   | 3               |
|                | ,294              | V                   | 4  | 80                  | 98   | 17 035                 | 4,97 ,08                           | 138 1  | ,14                   | 3               |
|                | ,301              | O                   | 4  | 80                  | 73   | 12 150                 | 4,74 ,12                           | 137 1  | ,16                   | 3,5             |
|                | ,297              | R                   | 4  | 80                  | 70   | 12 720                 | 3,55 ,17                           | 136 2  | ,16                   | 3,5             |
|                | 15.X              | 1240,243            | U  | 6                   | 300  | 22                     | 3 610                              | 4,06±0,24  | 140±2                 | 0,17            |
| 1971 г.        | ,236              | B                   | 4  | 200                 | 100  | 19 380                 | 4,51 ,10                           | 138 1  | ,08                   |                 |
|                | ,291              | B                   | 5  | 230                 | 108  | 19 100                 | 4,48 ,07                           | 139 1  | ,08                   |                 |
|                | ,309              | B                   | 4  | 200                 | 107  | 18 770                 | 4,87 ,06                           | 139 1  | ,08                   |                 |
|                | ,325              | B                   | 4  | 200                 | 105  | 18 390                 | 4,57 ,07                           | 139 1  | ,08                   |                 |
|                | ,351              | B                   | 4  | 200                 | 106  | 17 820                 | 4,64 ,17                           | 138 1  | ,08                   |                 |
|                | ,373              | B                   | 4  | 200                 | 103  | 16 690                 | 4,66 ,08                           | 139 1  | ,09                   |                 |
|                | ,249              | V                   | 4  | 200                 | 58   | 10 125                 | 4,74 ,16                           | 139 1  | ,11                   |                 |
|                | ,261              | O                   | 5  | 230                 | 80   | 14 280                 | 4,70 ,09                           | 139 1  | ,09                   | 5               |
|                | ,255              | R                   | 6  | 120                 | 73   | 14 580                 | 3,68 ,10                           | 138 1  | ,12                   |                 |
|                | 19.VII            | 1518,456            | U  | 4                   | 200  | 11,5                   | 2955                               | 4,15±0,28  | 137±2                 | 0,23            |
| 1972 г.        | ,461              | B                   | 4  | 80                  | 60   | 16 675                 | 4,76 , 18                          | 135 1  | ,14                   |                 |
|                | ,465              | V                   | 3  | 60                  | 69   | 18 920                 | 4,63 ,18                           | 136 1  | ,15                   |                 |
|                | ,472              | O                   | 5  | 220                 | 26   | 6430                   | 5,02 ,10                           | 136 1  | ,15                   | 5               |
|                | ,478              | R                   | 4  | 200                 | 30   | 7765                   | 3,67 ,14                           | 133 1  | ,13                   |                 |
| <b>Сыг X-2</b> |                   |                     |    |                     |      |                        |                                    |  |                       |                 |
| 30.VII         | 798,401           | без<br>филь-<br>тра | 4  | 200                 | 1,47 | 760                    | 1,50±0,60                          | 58±12  | 0,62                  |                 |
| 1970 г.        | ,411              | B                   | 8  | 400                 | 0,55 | 110                    | 4,44 1,70                          | 17 11  | 1,63                  | 1               |
|                | ,424              | V                   | 8  | 400                 | 0,78 | 190                    | 0,49 0,66                          | 88 39  | 1,08                  |                 |
|                | ,435              | R                   | 7  | 350                 | 0,37 | 105                    | 4,86 1,93                          | 128 11   | 2,14                  | 1               |
|                | 16.VIII           | 1180,457            | B  | 16                  | 800  | 0,61                   | 120                                | 2,03±0,91  | 179±13                | 1,20            |
| 1971 г.        | ,479              | V                   | 16 | 800                 | 0,95 | 205                    | 1,00 ,58                           | 149 17   | 0,77                  | 3               |
|                | ,502              | R                   | 16 | 800                 | 0,44 | 100                    | 0,65 1,39                          | 33 62  | 1,48                  | 3               |
|                | 16.X              | 1241,281            | B  | 16                  | 800  | 0,99                   | 105                                | 0,36±0,73  | 27±59                 | 1,03            |
| 1971 г.        | ,299              | V                   | 12 | 600                 | 1,21 | 165                    | 2,25 ,73                           | 73 9   | 0,88                  |                 |
|                | ,316              | O                   | 16 | 800                 | 0,82 | 100                    | 1,98 ,84                           | 133 12   | 1,14                  |                 |
|                | ,336              | R                   | 16 | 800                 | 0,50 | 85                     | 2,39 1,23                          | 102 15   | 1,44                  |                 |
| 18.VI          | 1487,444          | B                   | 16 | 800                 | 0,49 | 185                    | 0,45±0,70                          | 81±44  | 1,00                  |                 |
| 1972 г.        | ,463              | V                   | 14 | 700                 | 0,64 | 270                    | 1,73 ,68                           | 15 11  | 0,79                  |                 |
|                | 18.VII            | 1517,479            | B  | 16                  | 800  | 0,60                   | 165                                | 1,58±0,88  | 8±16                  | 1,38            |
| 1972 г.        | ,500              | V                   | 8  | 400                 | 1,06 | 305                    | 1,53 ,71                           | 108 13   | 1,01                  |                 |
|                | ,514              | R                   | 16 | 800                 | 0,58 | 160                    | 1,31 ,88                           | 35 19  | 1,42                  |                 |
|                | 15.VIII           | 1545,409            | B  | 16                  | 800  | 0,48                   | 170                                | 0,80±1,06  | 149±38                | 1,03            |
| 1972 г.        | ,429              | V                   | 16 | 800                 | 0,84 | 295                    | 0,65 0,58                          | 34 25  | 0,65                  |                 |
|                | ,449              | O                   | 16 | 800                 | 0,60 | 180                    | 0,69 ,76                           | 25 32  | 0,91                  |                 |
|                | ,467              | R                   | 16 | 800                 | 0,49 | 155                    | 0,96 ,70                           | 135 21   | 1,07                  |                 |
|                | 5.IX              | 1931,408            | B  | 16                  | 800  | 2,32                   | 235                                | 0,30   | 23±46                 | 0,49            |
| 1973 г.        | ,392              | V                   | 12 | 600                 | 2,62 | 365                    | 0,54                               | 85 24  | ,44                   |                 |
|                | ,376              | O                   | 16 | 800                 | 1,55 | 210                    | 2,23                               | 25 7   | ,58                   |                 |
|                | ,360              | R                   | 16 | 800                 | 0,94 | 185                    | 1,99                               | 20 10  | ,73                   |                 |
|                | 21.IX             | 1947,374            | B  | 16                  | 800  | 1,74                   | 185                                | 0,42   | 39±41                 | 0,60            |
| 1973 г.        | ,391              | V                   | 16 | 800                 | 1,82 | 300                    | 0,33                               | 18 40  | ,46                   | 2               |
|                | ,408              | O                   | 16 | 800                 | 1,38 | 190                    | 0,49                               | 29 37  | ,63                   | 2               |
|                | ,425              | R                   | 16 | 800                 | 0,79 | 145                    | 1,76                               | 31 14  | ,86                   | 2               |

Таблица I (продолжение)

| Дата               | Л. Д.<br>2440000 ± | Поло-<br>са        | N  | $\Delta T$ ,<br>сек | R    | $\bar{n}$ ,<br>млн/сек | $\bar{p} \pm \sigma_p$ , % | $\bar{\theta} \pm \sigma_{\theta}$ ,<br>град | $\sigma_{op}$ ,<br>% | Приме-<br>чания |
|--------------------|--------------------|--------------------|----|---------------------|------|------------------------|----------------------------|--|----------------------|-----------------|
| 20.VII<br>1974 г.  | 2249,425           | B                  | 6  | 930                 | 6,47 | 345                    | 0,74                       | 39 ± 13                                      | 0,34                 |                 |
| 25.VII<br>1974 г.  | 2254,449           | B                  | 10 | 1550                | 7,90 | 585                    | 0,25                       | 142 22                                       | 0,19                 |                 |
|                    | ,478               | V                  | 8  | 1240                | 7,78 | 790                    | 0,11                       | 138 51                                       | ,19                  |                 |
|                    | ,506               | O                  | 12 | 1860                | 5,99 | 470                    | 0,38                       | 42 16  | ,22                  |                 |
| 27.VII<br>1974 г.  | 2256,451           | B                  | 12 | 1860                | 4,40 | 305                    | 0,62                       | 58 12  | 0,26                 | 3               |
|                    | ,485               | V                  | 8  | 1240                | 4,50 | 440                    | 0,11                       | 110 68                                       | ,27                  | 3               |
| HZ Her = Her X-1   |                    |                    |    |                     |      |                        |                            |  |                      |                 |
| 17.VIII<br>1972 г. | 1547,278           | B                  | 8  | 400                 | 0,83 | 265                    | 1,63 ± 0,82                | 8 ± 14                                       | 0,94                 | 4               |
|                    | ,299               | V                  | 8  | 400                 | 1,10 | 385                    | 0,18 ,61                   | 153 97                                       | ,69                  | 4               |
|                    | ,312               | R                  | 12 | 600                 | 0,50 | 155                    | ,46 ,99                    | 68 62  | 1,22                 | 4               |
| 13.X<br>1972 г.    | 1604,239           | B                  | 12 | 600                 | 3,84 | 665                    | 0,17 ± 0,27                | 68 ± 46                                      | 0,33                 |                 |
|                    | ,252               | V                  | 8  | 400                 | 3,50 | 795                    | ,32 ,33                    | 113 29                                       | ,37                  |                 |
|                    | ,266               | R                  | 16 | 800                 | 1,21 | 280                    | 1,49 ,48                   | 154 9  | ,62                  |                 |
| 26.V<br>1973 г.    | 1829,437           | B                  | 20 | 1000                | 1,52 | 150                    | 0,58                       | 178 ± 13                                     | 0,66                 | 2               |
|                    | ,452               | Без фито-<br>льгра | 8  | 400                 | 2,91 | 1025                   | ,72                        | 63 31  | ,35                  | 2               |
| 29.VI<br>1973 г.   | 1863,380           | B                  | 25 | 1250                | 1,83 | 270                    | 0,36                       | 76 ± 33                                      | 0,42                 | 2               |
|                    | ,408               | V                  | 18 | 900                 | 1,97 | 370                    | 1,03                       | 112 11                                       | ,41                  | 2               |
|                    | ,431               | R                  | 16 | 800                 | 0,72 | 150                    | 1,23                       | 111 22                                       | ,93                  |                 |
| 22.IX<br>1973 г.   | 1948,271           | B                  | 24 | 1200                | 3,44 | 390                    | 0,39                       | 152 ± 23                                     | 0,31                 |                 |
|                    | ,299               | V                  | 18 | 900                 | 2,90 | 485                    | ,31                        | 166 31                                       | ,34                  |                 |
|                    | ,312               | R                  | 16 | 800                 | 0,85 | 180                    | ,77                        | 134 33                                       | ,88                  |                 |
| 17.VI<br>1974 г.   | 2216,401           | B                  | 4  | 620                 | 8,91 | 1990                   | 0,29                       | 88 ± 18                                      | 0,18                 |                 |
|                    | ,427               | B                  | 4  | 620                 | 8,25 | 1870                   | ,31                        | 81 16  | ,17                  |                 |
|                    | ,465               | B                  | 6  | 930                 | 7,62 | 1650                   | ,31                        | 46 14  | ,15                  |                 |
|                    | ,412               | V                  | 5  | 775                 | 6,86 | 1840                   | ,22                        | 88 23  | ,18                  |                 |
|                    | ,445               | O                  | 8  | 1240                | 3,94 | 900                    | ,29                        | 117 220                                      | ,20                  |                 |
| 18.VI<br>1974 г.   | 2217,368           | B                  | 8  | 1240                | 3,89 | 810                    | 0,58                       | 60 ± 10                                      | 0,21                 |                 |
|                    | ,435               | B                  | 8  | 1240                | 4,39 | 920                    | ,40                        | 44 14  | ,19                  |                 |
|                    | ,475               | B                  | 6  | 930                 | 4,25 | 890                    | ,28                        | 40 33  | ,23                  | 3               |
|                    | ,448               | V                  | 6  | 1240                | 4,30 | 1020                   | ,21                        | 67 33  | ,21                  |                 |
|                    | ,385               | R                  | 12 | 1860                | 0,87 | 190                    | ,65                        | 92 23  | ,52                  |                 |
| 19.VI<br>1974 г.   | 2218,400           | B                  | 8  | 1240                | 4,00 | 760                    | 0,38                       | 140 ± 16                                     | 0,21                 |                 |
|                    | ,425               | V                  | 8  | 1240                | 3,82 | 840                    | ,18                        | 133 32                                       | ,20                  |                 |
|                    | ,448               | O                  | 8  | 1240                | 2,42 | 490                    | ,52                        | 168 16                                       | ,30                  |                 |
| 20.VI<br>1974 г.   | 2219,405           | B                  | 6  | 930                 | 6,42 | 1230                   | 0,09                       | 103 ± 59                                     | 0,19                 |                 |
|                    | ,420               | V                  | 5  | 775                 | 5,67 | 1370                   | ,17                        | 82 32  | ,19                  |                 |
|                    | ,439               | O                  | 8  | 1240                | 3,22 | 710                    | ,36                        | 75 18  | ,23                  |                 |
|                    | ,470               | R                  | 12 | 1860                | 1,33 | 265                    | ,43                        | 45 25  | ,38                  |                 |
| 19.VII<br>1974 г.  | 2248,345           | B                  | 12 | 1860                | 25,6 | 1270                   | 0,23                       | 83 ± 14                                      | 0,11                 |                 |
|                    | ,458               | B                  | 8  | 1240                | 24,2 | 1360                   | ,13                        | 14 29  | ,13                  |                 |
| 20.VII<br>1974 г.  | 2245,320           | B                  | 6  | 930                 | 8,32 | 460                    | 0,24                       | 102 ± 32                                     | 0,27                 |                 |
|                    | ,339               | B                  | 6  | 930                 | 8,33 | 440                    | ,59                        | 124 14                                       | ,28                  |                 |
|                    | ,356               | B                  | 6  | 930                 | 8,23 | 435                    | ,19                        | 39 43  | ,28                  |                 |
|                    | ,374               | B                  | 6  | 930                 | 8,26 | 435                    | ,91                        | 41 9   | ,28                  |                 |
|                    | ,317               | B                  | 24 | 3720                | 8,18 | 440                    | ,08                        | 74 53  | ,15                  | Сред-<br>нее    |
| 25.VII<br>1974 г.  | 2254,348           | B                  | 4  | 620                 | 10,8 | 780                    | ,42                        | 76 ± 17                                      | 0,25                 | 4               |
|                    | ,361               | B                  | 4  | 620                 | 10,1 | 715                    | ,02                        | 45 :   | ,26                  |                 |
|                    | ,377               | B                  | 6  | 930                 | 8,89 | 660                    | ,08                        | 114 :  | ,23                  |                 |
|                    | ,392               | B                  | 6  | 930                 | 8,15 | 625                    | ,07                        | 119 :  | ,24                  |                 |
|                    | ,408               | B                  | 6  | 930                 | 7,50 | 590                    | ,26                        | 110 27                                       | ,24                  |                 |
|                    | ,392               | B                  | 26 | 4030                | 8,88 | 666                    | ,13                        | 93 25  | ,11                  | Сред-<br>нее    |

Таблица 1 (окончание)

| Дата              | J. D.<br>2440000 + | Поло-<br>са | N  | $\Delta T$ ,<br>сек | R    | $\bar{n}_x$ ,<br>имп/сек | $\bar{p} \pm \sigma_p$ , % | $\bar{\theta} \pm \sigma_\theta$ ,<br>град | $\sigma_{op}$ ,<br>% | Приме-<br>чания                           |
|-------------------|--------------------|-------------|----|---------------------|------|--------------------------|----------------------------|--|----------------------|---|
| 26.VII<br>1974 г. | 2255,440           | B           | 4  | 620                 | 14,6 | 1295:                    | 0,04                       | 93 :                                       | 0,19                 | Сред-<br>нее<br><br>4<br><br>Сред-<br>нее |
|                   | ,472               | B           | 5  | 775                 | 12,0 | 1090:                    | ,23                        | 21 $\pm$ 24                                | ,19                  |   |
|                   | ,457               | B           | 9  | 1395                | 13,2 | 1180:                    | ,10                        | 24 38                                      | ,14                  |   |
| 27.VII<br>1974 г. | 2256,340           | B           | 4  | 620                 | 3,90 | 880                      | 0,59:                      | 11 $\pm$ 13                                | 0,26                 |   |
|                   | ,359               | B           | 4  | 620                 | 5,27 | 910                      | ,42                        | 66 17                                      | ,24                  |   |
|                   | ,371               | B           | 4  | 620                 | 6,62 | 920                      | ,32                        | 47 21                                      | ,24                  |   |
|                   | ,386               | B           | 6  | 930                 | 9,13 | 935                      | ,23                        | 60 24                                      | ,19                  |   |
|                   | ,401               | B           | 4  | 620                 | 11,3 | 925                      | ,19                        | 69 35                                      | ,23                  |   |
|                   | ,411               | B           | 4  | 620                 | 11,7 | 915                      | ,44                        | 51 15                                      | ,23                  |   |
|                   | ,375               | B           | 26 | 4030                | 5,94 | 895                      | ,80:                       | 33: 4                                      | ,10                  |   |
| 28.VII<br>1974 г. | 2257,444           | B           | 6  | 930                 | 26,8 | 1365                     | 0,30                       | 33 $\pm$ 14                                | 0,15                 |   |

Примечания. 1 — неуверенные наблюдения; 2 — легкие облака; 3 — плохая прозрачность; 4 — Луна; 5 — с нейтральными фильтрами.

Для наблюдений 1973—1974 гг., обработавшихся только вручную, величины  $\sigma_p$  не приводятся. Следует отметить, что при малых значениях отношения  $\bar{p}/\sigma_p \leq 1$ , как позиционный угол  $\theta$ , так и его ошибка  $\sigma_\theta$  определяются весьма неуверенно.

### Анализ результатов

Наши наблюдения линейной поляризации оптического излучения рентгеновских источников в принципе позволяют исследовать следующие характеристики этого излучения:

1) переменность параметров поляризации с характерными временами от нескольких минут до нескольких лет в различных длинах волны оптического диапазона;

2) зависимость параметров поляризации от длины волны и ее возможные изменения со временем.

Из хорошего соответствия величин  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_u$  и  $\sigma_{1p}$  (см. рис. 1) следует, что ни у одного из наблюдавшихся нами объектов нет значительных изменений линейной поляризации с характерным временем, сравнимым с длительностью одной серии наблюдений — от нескольких до десятков минут. Поэтому ниже приводятся результаты поиска у отдельных объектов изменений поляризации с характерным временем не менее 15—20 мин.

Sco X-1 = V818 Sco. Оптическое излучение Sco X-1 характеризуется сильной переменностью с амплитудой порядка  $1^m(12^m - 13^m$  в системе B) и характерным временем от нескольких минут до нескольких суток [8, 22]. Линейная поляризация этого объекта ранее изучалась Хилтпером и др. [1], Эльвнус [2] и, одновременно с нами, Лэндстритом и Энджелом [4]. Авторы [4], исходя из характерной зависимости степени поляризации от длины волны и из хорошего согласия наблюдений в две различные ночи, пришли к выводу о межзвездной природе наблюдаемой поляризации. У Sco X-1 заподозрено наличие круговой поляризации, изменяющейся с характерным временем порядка 1—2 час [23, 24]; однако данные о круговой поляризации пока противоречивы.

Для исследования возможных короткопериодических измерений линейной поляризации этого объекта в мае-июне 1972 г. в течение четырех ночей мы провели специальные наблюдения Sco X-1 в полосе B. В каждую ночь наблюдения продолжались не менее 1,5—2 час. Результаты этих на-

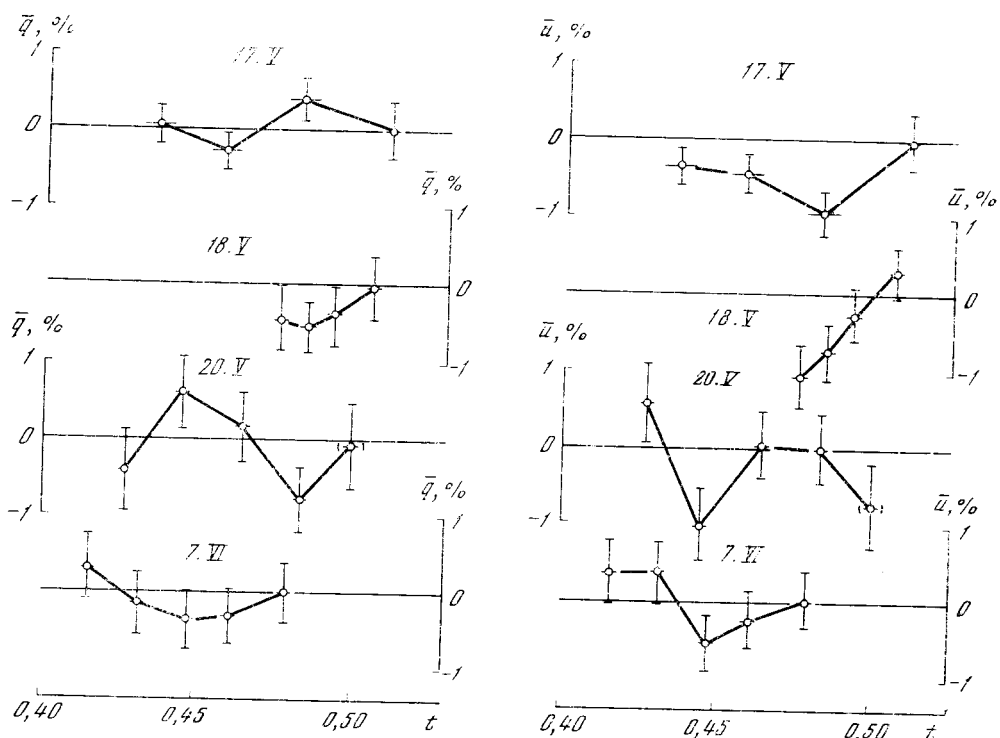


Рис. 2. Изменения безразмерных параметров Стокса  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$  у Sco X-1 в полосе  $B$  в отдельные ночи

Вертикальные черточки — удвоенные среднеквадратичные ошибки  $\sigma_{op}$ , горизонтальные — интервалы времени, охваченные наблюдениями. По оси абсцисс — время в долях юлианского дня. Скобками отмечены неуверенные наблюдения

блюдений показаны на рис. 2. В некоторые ночи как будто бы наблюдаются систематические изменения параметров поляризации (параметр  $u$  18 мая, параметры  $q$  и  $u$  20 мая), несколько превышающие ошибки наблюдений. Но для суждения о реальности этих изменений необходимо применить объективные критерии математической статистики.

Все наблюдения в полосе  $B$  в мае-июне 1972 г. образуют довольно однородный ряд. Средняя ошибка единичного измерения в этот период заключалась в пределах 0,75—1,1% (кроме последней серии наблюдений 20 мая, исключенной из дальнейшего анализа). Однородность ряда была проверена по критериям Бартлетта и Кохрена [25], показавшим отсутствие значимых различий в дисперсии для отдельных групп (серий) наблюдений. Это дает возможность применения для анализа реальности изменений параметров поляризации как внутри каждой ночи, так и между ночами классических методов однофакторного дисперсионного анализа [20].

Результаты анализа приведены в табл. 2, в строках которой для разных дат и параметров  $q$  и  $u$  даны: полное число измерений  $N$ , число групп  $m$ ; средние значения безразмерных параметров Стокса  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$  и их средние ошибки  $\sigma_{\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\bar{u}}$ ; величины дисперсий: между группами  $s_1^2$ , внутри групп  $s_2^2$ , и полная (общая)  $s^2$ ; значения критерия Фишера  $F = s_1^2/s_2^2$ , найденные по отношению дисперсий между группами и внутри групп; критические значения  $F$ -распределения для 5%- и 10%-ного уровней значимости (доверительных вероятностей 0,95 и 0,90) и соответствующего числа степеней свободы из таблиц [21].

Из таблицы следует, что ни в одну из ночей наблюдений критерий Фишера не достигает 5%-ного уровня значимости. Это означает, что наблюдаемые в эти ночи изменения параметров поляризации не могут быть признаны

Таблица 2

| Параметр             | 17.V 1972 г. |            | 18.V       |            | 20.V       |            | 7.VI       |            | 1972 г.    |            |
|----------------------|--------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|                      | $q$          | $u$        | $q$        | $u$        | $q$        | $u$        | $q$        | $u$        | $q$        | $u$        |
| $N$                  | 42           |            | 30         |            | 25         |            | 30         |            | 127        |            |
| $m$                  | 4            |            | 4          |            | 4          |            | 5          |            | 17         |            |
| $\bar{q}, \bar{u}$   | +0,06        | -0,50      | -0,37      | -0,50      | -0,06      | -0,13      | -0,15      | -0,02      | -0,12      | -0,31      |
| $\sigma_q, \sigma_u$ | $\pm 0,12$   | $\pm 0,14$ | $\pm 0,18$ | $\pm 0,19$ | $\pm 0,22$ | $\pm 0,24$ | $\pm 0,16$ | $\pm 0,18$ | $\pm 0,08$ | $\pm 0,10$ |
| $s_1^2$              | 0,93         | 1,39       | 0,29       | 2,34       | 2,49       | 2,74       | 0,63       | 1,04       | 1,06       | 1,85       |
| $s_2^2$              | 0,54         | 0,83       | 1,10       | 0,98       | 1,04       | 1,24       | 0,82       | 0,87       | 0,84       | 0,96       |
| $s^2$                | 0,57         | 0,89       | 1,02       | 1,12       | 1,22       | 1,42       | 0,82       | 0,93       | 0,87       | 1,09       |
| $F$                  | 1,70         | 1,68       | 0,26       | 2,38       | 2,40       | 2,21       | 0,77       | 1,19       | 1,26       | 1,92       |
| $F_{5\%}$            | 2,86         |            | 2,98       |            | 3,07       |            | 2,76       |            | 1,74       |            |
| $F_{10\%}$           | 2,24         |            | 2,31       |            | 2,36       |            | 2,18       |            | 1,54       |            |

безусловно реальным. Однако анализ суммарного для всех ночей распределения параметра  $u$  (последний столбец таблицы) дает значение  $F$ , заметно превышающее критическое значение для 5%-ного уровня значимости. Следовательно, вероятность реальных различий в значениях этого параметра для различных ночей в мае-июне 1972 г. является достаточно высокой (свыше 0,95).

Достаточно большое число наблюдений Sco X-1 в полосе  $B$  в мае-июне 1972 г., образующих более или менее однородный ряд, позволяет также оценить степень близости наблюдаемых распределений параметров  $q, u$  к нормальному закону по критерию соответствия Пирсона  $\chi^2$ . Гистограммы этих распределений изображены на рис. 3 вместе с кривыми для соответствующих им нормальных распределений, отнесенных к центрам (средним значениям)  $\bar{q} = -0,117\%$ ,  $\bar{u} = -0,314\%$ . Эти средние значения получены как простые средние для всех 127 отдельных наблюдений Sco X-1 в мае-июне 1972 г. Анализ распределения параметров  $q, u$  по критерию  $\chi^2$  дал следующие результаты. Для параметра  $q$  значение  $\chi^2$  равно 9,62 при четырех степенях свободы; это несколько превышает критическое значение  $\chi^2$  для 5%-ного уровня значимости, равное 9,49. Следовательно, с вероятностью свыше 0,95 можно утверждать, что закон распределения параметра  $q$  отличается от нормального. Для параметра  $u$  значение  $\chi^2$  равно 3,36 и не превышает критической величины для 30%-ного уровня значимости. Это означает, что закон распределения параметра  $u$  достаточно близок к нормальному. Таким образом, исследование закона распределения параметров поляризации по критерию  $\chi^2$  также приводит к выводу, что у Sco X-1 могут существовать реальные изменения линейной поляризации с характерным временем порядка нескольких дней.

Рассмотрим теперь всю совокупность наших наблюдений Sco X-1 в 1970—1972 гг. во всех пяти цветах. На рис. 4 изображены зависимости степени поляризации  $\bar{p}$  и позиционного угла  $\bar{\theta}$  от обратной длины волны  $1/\lambda$  для различных дат наблюдений. Эти данные показывают большой разброс, особенно заметный в крайних спектральных областях — в полосах  $U$  и  $R$ . Однако ошибки наблюдений в этих цветах также являются наибольшими, и реальность изменений поляризации требует специального исследования с помощью объективных статистических критериев. Из-за неоднородности наблюдательного материала (различной точности наблюдений в разные периоды) в данном случае нельзя применить дисперсионный анализ в классической форме. Поэтому для анализа дисперсии параметров  $q$  и  $u$  в каждом цвете мы использовали метод анализа неравноточных измерений,

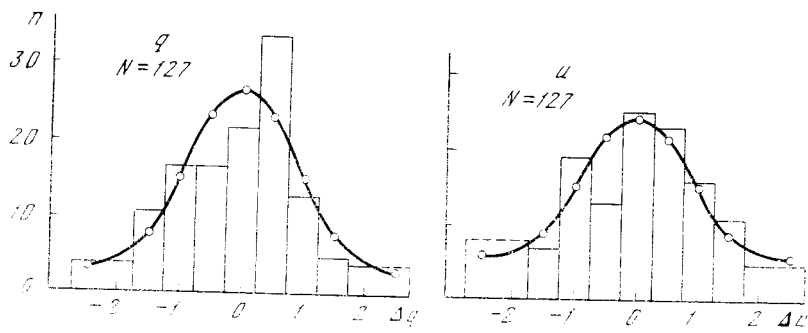


Рис. 3. Гистограммы распределений измеренных значений параметров  $q$  и  $Sec\ X-1$  в полосе  $B$  по наблюдениям в мае-июне 1972 г.

Кривые показывают соответствующие нормальные распределения

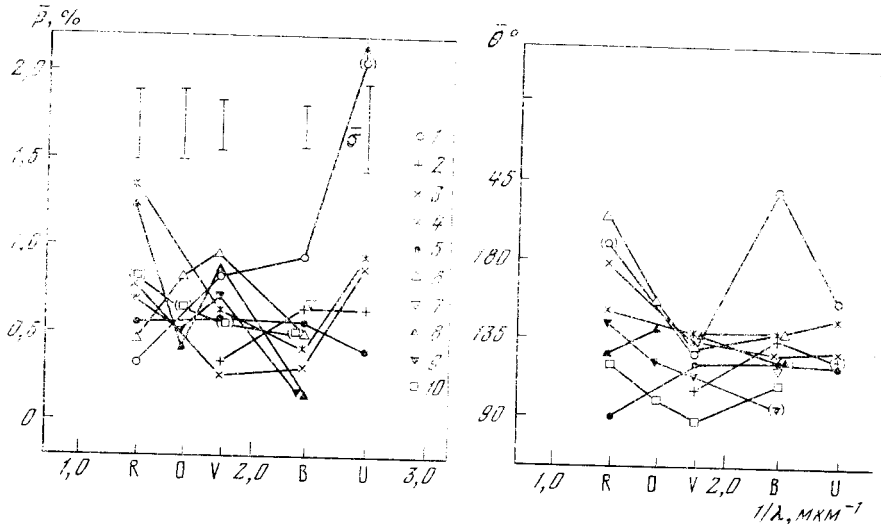


Рис. 4. Зависимость степени поляризации  $p$  и позиционного угла плоскости колебаний  $\theta$  у  $Sec\ X-1$  от обратной длины волны  $1/\lambda$  по наблюдениям в различные даты

Вертикальные черточки — средние величины  $\bar{\sigma}_p$  для каждой полосы. Скобками отмечены неуверенные наблюдения

1 — 30. VI 1970 г., 2 — 19. IV 1971 г., 3 — 20. IV 1971 г., 4 — 23. V 1971 г., 5 — 14. III 1972 г., 6 — 17. V 1972 г., 7 — 18. V 1972 г., 8 — 20. V 1972 г., 9 — 7. VI 1972 г., 10 — 18. VI 1972 г.

аналогичный описанному Т. А. Агебяном [26]. При этом каждая серия наблюдений бралась с весом, соответствующем ее пуассоновской ошибке  $\sigma_{0p}$ , которая, как было показано выше, лучше всего отражает реальную точность измерений. Для оценки статистической значимости различий между априорной и апостериорной дисперсией ряда применялся критерий Фишера  $F$  в предположении, что использованные нами величины  $\sigma_{0p}$  для отдельных серий являются практически точными оценками ошибок, полученными по бесконечно большой пуассоновской статистике.

Результаты анализа даны в табл. 3, аналогичной табл. 2, но в табл. 3 приведены не число отдельных серий, а число использованных ночей  $n$ . Величина  $\sigma_0$  характеризует теоретическую ошибку средних значений параметров  $q$  и  $u$  в соответствии с принятыми значениями  $\sigma_{0p}$ ,  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$  — принятая и вычисленная дисперсии на единицу веса. Остальные обозначения совпадают с обозначениями табл. 2. Подчеркнуты значения  $F$ , превышающие критическое значение для 5%-ного уровня значимости. Неудачные наблюдения в полосе  $U$  30.VI 1970 г. в анализ не включены.



Из таблицы следует, что только параметр  $u$  в полосе  $B$  и параметр  $q$  в полосе  $R$  показывают дисперсию, существенно (с вероятностью свыше 0,95) превышающую ту дисперсию, которую можно ожидать из наших оценок точности измерений по  $\sigma_{0i}$ . Следовательно, у Sco X-1 реальные изменения параметров поляризации наблюдаются только в этих полосах; в остальных полосах ( $U, V, O$ ) возможные изменения линейной поляризации не выходят за пределы, определяемые точностью и количеством наших наблюдений.

Недавно В. М. Лютый и др. [22] нашли, что фотометрические и спектральные наблюдения Sco X-1 показывают наличие периодических изменений с периодом 3,93 дня. При этом периодическая составляющая в изменениях блеска в несколько раз меньше, чем непериодическая. Представляется весьма интересным проверить, имеется ли периодическая составляющая и в изменениях линейной поляризации. Однако попытка выявления этой составляющей по нашим наблюдениям оказалась безуспешной, так как возможные периодические изменения с периодом 3,93 дня практически полностью маскируются разбросом, вызванным как ошибками наблюдений, так и, по-видимому, реальными, но непериодическими флуктуациями параметров поляризации. Для выявления и исследования возможных периодических изменений линейной поляризации требуется существенно более богатый и однородный наблюдательный материал.

Рассмотрим теперь вопрос о межзвездной составляющей линейной поляризации излучения Sco X-1. На рис. 5 изображены зависимости средних значений степени поляризации и позиционного угла от обратной длины волны. Вместе с нашими данными, полученными из приведенных в табл. 8 величин  $\bar{q}$ ,  $\bar{u}$ , нанесены наблюдения Лэндстрита и Энджела [4]. Общий ход зависимости  $\bar{p}$  от  $\lambda$  весьма сходен с аналогичной зависимостью для межзвездной поляризации. Недавно Койн и др. [27] показали, что у всех хорошо исследованных звезд межзвездная поляризация подчиняется универсальной зависимости вида

$$p_{\lambda} = p_{\max} \exp[-1,15 \ln^2(\lambda_{\max}/\lambda)]. \quad (8)$$

Зная величины степени поляризации  $p_{\lambda}$  не менее чем для трех длин волн, можно (методом наименьших квадратов) найти параметры закона (8), при которых он лучше всего согласуется с наблюдениями. Проведя подобный подбор для наших наблюдений Sco X-1, мы получили  $p_{\max} = 0,45\%$ ,  $\lambda_{\max} = 0,48$  мкм. Соответствующая этим параметрам зависимость (8) изображена на рисунке сплошной линией.

Т а б л и ц а 3

| Параметр                             | Полоса     |            |            |            |            |            |            |            |            |            |
|--------------------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|                                      | U          |            | B          |            | V          |            | O          |            | R          |            |
|                                      | q          | u          | q          | u          | q          | u          | q          | u          | q          | u          |
| $N$                                  | 62         |            | 190        |            | 66         |            | 36         |            | 69         |            |
| $n$                                  | 4          |            | 10         |            | 9          |            | 4          |            | 8          |            |
| $\bar{q}, \bar{u}$                   | -0,19      | -0,58      | -0,10      | -0,32      | -0,17      | -0,50      | +0,07      | -0,47      | +0,12      | -0,26      |
| $\sigma_{\bar{q}}, \sigma_{\bar{u}}$ | $\pm 0,12$ | $\pm 0,14$ | $\pm 0,05$ | $\pm 0,10$ | $\pm 0,07$ | $\pm 0,09$ | $\pm 0,23$ | $\pm 0,07$ | $\pm 0,20$ | $\pm 0,18$ |
| $\sigma_0$                           | 0,22       |            | 0,07       |            | 0,08       |            | 0,22       |            | 0,13       |            |
| $\sigma_2^2$                         | 0,08       | 0,10       | 0,15       | 0,48       | 0,18       | 0,27       | 0,29       | 0,02       | 0,60       | 0,48       |
| $\sigma_1^2$                         | 0,25       |            | 0,25       |            | 0,25       |            | 0,25       |            | 0,25       |            |
| $F$                                  | 0,30       | 0,40       | 0,60       | 1,94       | 0,71       | 1,08       | 1,14       | 0,10       | 2,39       | 1,90       |
| $F_{5\%}$                            | 2,60       |            | 1,83       |            | 1,88       |            | 2,60       |            | 2,01       |            |
| $F_{10\%}$                           | 2,08       |            | 1,60       |            | 1,63       |            | 2,08       |            | 1,72       |            |

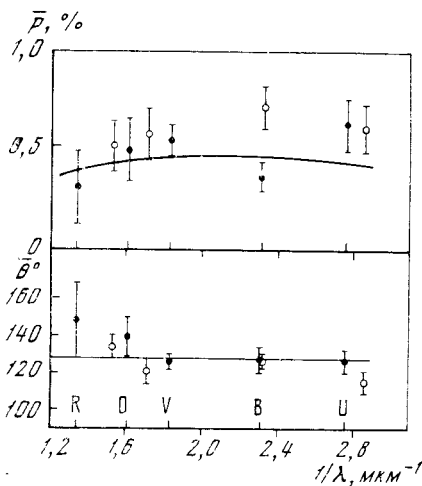


Рис. 5. Средняя зависимость  $\bar{p}$  и  $\bar{\theta}$  от  $1/\lambda$  для Sco X-1 по нашим наблюдениям (темные кружки) и по [4] (светлые кружки). Длина черточек соответствует удвоенной среднеквадратичной ошибке. Сплошная кривая — зависимость, характерная для межзвездной поляризации, полученная по нашим наблюдениям.

Как полученные величины  $p_{\max}$ ,  $\lambda_{\max}$ , так и средний позиционный угол  $\bar{\theta} = 128^\circ$  (в экваториальной системе) в целом неплохо согласуются с приведенными в [27—29] данными о межзвездной поляризации в этой области неба. Правда, эти данные показывают большую дисперсию величин поляризации и позиционных углов, связанную с неравномерным распределением поглощающей материи.

В результате всего проделанного анализа наблюдений линейной поляризации оптического излучения рентгеновского источника Sco X-1 мы приходим к следующим выводам:

1. Усредненные за большой промежуток времени значения параметров линейной поляризации отражают главным образом межзвездную поляризацию с  $p \approx 0,5\%$  и  $\theta = 128^\circ$ .

2. Наряду с межзвездной поляризацией, у Sco X-1, по-видимому, имеется собственная поляризация, изменяющаяся с характерным временем порядка нескольких дней. Эти изменения наиболее заметны в коротковолновой ( $\lambda_{\text{эфф}} = 0,44 \text{ мкм}$ ) и длинноволновой ( $\lambda_{\text{эфф}} = 0,74 \text{ мкм}$ ) частях оптического диапазона.

Syg X-1 = HDE 226868 = V1357 Syg. Подавляющая часть оптического излучения этого объекта образуется в атмосфере сверхгиганта BO Ib, входящего в двойную систему, второй компонент которой может быть «коллагсаром» или «черной дырой» [8, 9]. Блеск системы испытывает периодические колебания с амплитудой  $0^m.1$  и орбитальным периодом 5,6 дня, связанные с эллипсоидальностью яркого компонента. При этом в кривой блеска наблюдается ряд неправильностей [9].

Линейная поляризация оптического излучения звезды HDE 226868, отождествленной позднее с рентгеновским источником Syg X-1, была впервые измерена Хилтнером [30] и найдена равной 5,1% с позиционным углом плоскости колебаний  $135^\circ$ . Так как звезда находится близ галактической плоскости ( $b = +3^\circ$ ) на расстоянии  $\sim 2,5 \text{ кпс}$  [8] и испытывает межзвездное поглощение  $\sim 3^m$  [9], то естественно ожидать, что столь высокая поляризация вызвана в основном межзвездной средой. Зависимость степени поляризации от длины волны по данным Герельса [5] также указывает на межзвездное происхождение линейной поляризации излучения этого объекта. Однако, как указывалось в начале статьи, имеются основания ожидать наличие у рентгеновских источников в двойных системах собственной поляризации оптического излучения, в общем случае переменной. Следует также отметить, что у Syg X-1 некоторыми авторами [23, 31] заподозрена переменная круговая поляризация.

Для проверки постоянства линейной поляризации излучения Syg X-1, мы провели пятицветные наблюдения этого объекта в три даты, разделен-

ные различными промежутками времени (см. табл. 1). С целью поиска быстрой переменности в одну из ночей (15.X 1971 г.) было выполнено шесть серий наблюдений в полосе *B*, охватывающих интервал времени около 3,5 часа.

Наличие в излучении Cyg X-1 большой ( $\sim 5\%$ ) межзвездной поляризации сильно затрудняет выявление возможных небольших изменений собственной линейной поляризации. Для объективных суждений о реальности таких изменений мы провели дисперсионный анализ, аналогичный выполненному для Sco X-1. При этом его применимость проверялась анализом дисперсий параметров поляризации в отдельных сериях наблюдений на однородность по критерию Бартлета [25]. Результаты анализа наблюдений 15.X 1971 г. даны в табл. 4, аналогичной табл. 2 для Sco X-1. Так как различия средних значений параметров *q*, *u* в полосе *B*, оцененные по критерию Фишера, не являются статистически значимыми, то мы можем сделать вывод об отсутствии значительных изменений линейной поляризации излучения Cyg X-1 15.X 1971 г. в шкале времени от нескольких десятков минут до нескольких часов.

Т а б л и ц а 4

| Параметр                             | <i>q</i>   | <i>u</i>   | Параметр                | <i>q</i> | <i>u</i> |
|--------------------------------------|------------|------------|-------------------------|----------|----------|
| <i>N</i>                             | 24         | 25         | $s_2^2$                 | 0,02     | 0,03     |
| <i>m</i>                             | 6          | 6          | $s^2$                   | 0,02     | 0,04     |
| $\bar{q}, \bar{u}$                   | +0,59      | -4,59      | <i>F</i>                | 2,66     | 1,90     |
| $\sigma_{\bar{q}}, \sigma_{\bar{u}}$ | $\pm 0,03$ | $\pm 0,04$ | <i>F</i> <sub>5%</sub>  | 2,77     | 2,74     |
| $s_1^2$                              | 0,05       | 0,06       | <i>F</i> <sub>10%</sub> | 2,20     | 2,18     |

Аналогично проводился анализ переменности поляризации в длинной шкале времени (месяцы). Результаты анализа для всех полос собраны в табл. 5, полностью подобной табл. 2 для Sco X-1. Как видно из таблицы, высокая статистическая значимость ( $F > 7$ ) различий средних значений одного из параметров *q*, *u* обнаружена в полосах *B* и *O*. Так как внутренняя точность измерений этого сравнительно яркого объекта достаточно вы-

Т а б л и ц а 5

| Параметр                             | Полоса     |            |            |            |            |            |            |            |            |            |
|--------------------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|                                      | <i>U</i>   |            | <i>B</i>   |            | <i>V</i>   |            | <i>O</i>   |            | <i>R</i>   |            |
|                                      | <i>q</i>   | <i>u</i>   | <i>q</i>   | <i>u</i>   | <i>q</i>   | <i>u</i>   | <i>q</i>   | <i>u</i>   | <i>q</i>   | <i>u</i>   |
| <i>N</i>                             | 16         |            | 32         |            | 11         |            | 14         |            | 14         |            |
| <i>m</i>                             | 3          |            | 8          |            | 3          |            | 3          |            | 3          |            |
| $\bar{q}, \bar{u}$                   | +0,50      | -4,07      | +0,54      | -4,60      | +0,54      | -4,75      | +0,45      | -4,76      | +0,10      | -3,64      |
| $\sigma_{\bar{q}}, \sigma_{\bar{u}}$ | $\pm 0,12$ | $\pm 0,15$ | $\pm 0,39$ | $\pm 0,04$ | $\pm 0,09$ | $\pm 0,10$ | $\pm 0,08$ | $\pm 0,06$ | $\pm 0,10$ | $\pm 0,07$ |
| $s_1^2$                              | 0,27       | 0,03       | 0,22       | 0,05       | 0,24       | 0,10       | 0,33       | 0,23       | 0,40       | 0,02       |
| $s_2^2$                              | 0,20       | 0,40       | 0,03       | 0,04       | 0,05       | 0,10       | 0,08       | 0,03       | 0,08       | 0,09       |
| $s^2$                                | 0,21       | 0,35       | 0,07       | 0,04       | 0,09       | 0,10       | 0,12       | 0,08       | 0,12       | 0,10       |
| <i>F</i>                             | 1,33       | 0,06       | 7,05       | 1,05       | 4,75       | 1,06       | 3,91       | 7,81       | 5,26       | 0,24       |
| <i>F</i> <sub>2,5%</sub>             | 4,96       |            | 2,87       |            | 6,06       |            | 5,26       |            | 5,26       |            |
| <i>F</i> <sub>5%</sub>               | 3,80       |            | 2,42       |            | 4,46       |            | 3,98       |            | 3,98       |            |
| <i>F</i> <sub>10%</sub>              | 2,76       |            | 1,98       |            | 3,11       |            | 2,86       |            | 2,86       |            |

сока, а столь значимые различия средних значений параметров поляризации не могут быть вызваны недостатком точным учетом инструментальной поляризации, то эти различия должны объясняться реальными изменениями линейной поляризации. В полосах  $V$  и  $R$  различия средних значений параметра  $p$  также являются статистически значимыми, хотя в значительно меньшей степени, чем в  $B$  и  $O$ .

На рис. 6 представлены зависимости значений степени поляризации и позиционного угла плоскости колебаний от обратной длины волны. Кроме средних значений по нашим наблюдениям, на рисунке нанесены данные Герельса [5]. Из сопоставления их с нашими данными видно, что в полосах

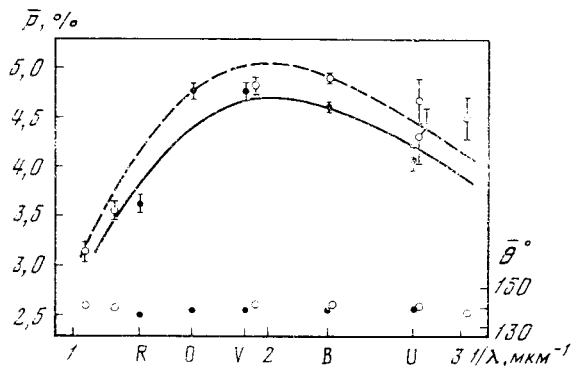


Рис. 6. Средняя зависимость  $\bar{p}$  и  $\bar{\theta}$  от  $1/\lambda$  для Cyg X-1 по нашим наблюдениям (темные кружки) и по [5] (светлые кружки)

Кривые — зависимости, характерные для межзвездной поляризации. Вертикальные черточки — удвоенные среднеквадратичные ошибки

$U$  и  $B$  имеются заметные различия в величинах степени поляризации излучения Cyg X-1 по наблюдениям в разное время. Ход степени поляризации с длиной волны довольно хорошо описывается формулой (8) для межзвездной поляризации. Зависимость (8) с параметрами  $p_{\max} = 4,70\%$ ,  $\lambda_{\max} = 0,49$  мкм, полученными из наших наблюдений, показана на рисунке сплошной линией, а по данным из [5, 27] ( $p_{\max} = 5,04\%$ ,  $\lambda_{\max} = 0,50$  мкм) — штриховой.

Таким образом, результаты анализа наших наблюдений и сопоставление их с опубликованными данными указывают на возможность переменности и собственной линейной поляризации излучения Cyg X-1 от ночи к ночи. Однако недостаточная в ряде случаев статистика и возможное влияние неучтенных внешних ошибок при наличии большой межзвездной поляризации заставляет нас относиться к этому выводу с некоторой осторожностью, как и к сделанному ранее [15] предварительному заключению об отсутствии реальной переменности линейной поляризации излучения Cyg X-1.

\* Cyg X-2 = V1341 Cyg. Этот объект по многим характеристикам сходен с Sco X-1 [8], но из-за значительно меньших потоков и в рентгеновском, и в оптическом диапазоне исследован гораздо хуже. Линейная поляризация оптического излучения Cyg X-2 ранее измерялась только Висванатаном [3] в интегральном свете, нашедшем поляризацию  $\sim 1\%$  и интерпретировавшем ее как межзвездную. Круговая поляризация у этого источника никем не исследовалась. Наши наблюдения линейной поляризации Cyg X-2 в 1970—1974 гг. в четырех цветах изображены на рис. 7. По-видимому, большая часть разброса отдельных точек связана с значительными ошибками в наблюдениях этого слабого ( $14-15^m$ ) объекта. Для проверки наличия реальных изменений параметров поляризации мы провели анализ дисперсий наблюдений, аналогичный выполненному для всех наблюдений Sco X-1. Результаты анализа приведены в табл. 6, подобной табл. 3 для Sco X-1. Данные таблицы показывают, что ни в одной из полос вероятность наличия реальных изменений параметров поляризации не превосходит 0,95, хотя для некоторых полос и параметров (параметр  $u$  для  $O$  и  $R$ ) она доходит до 0,90. Отсюда следует, что хотя мы и можем заподозрить переменность поляризации Cyg X-2, но для надежного доказательства ее имеющегося наблюдательного материала недостаточно.

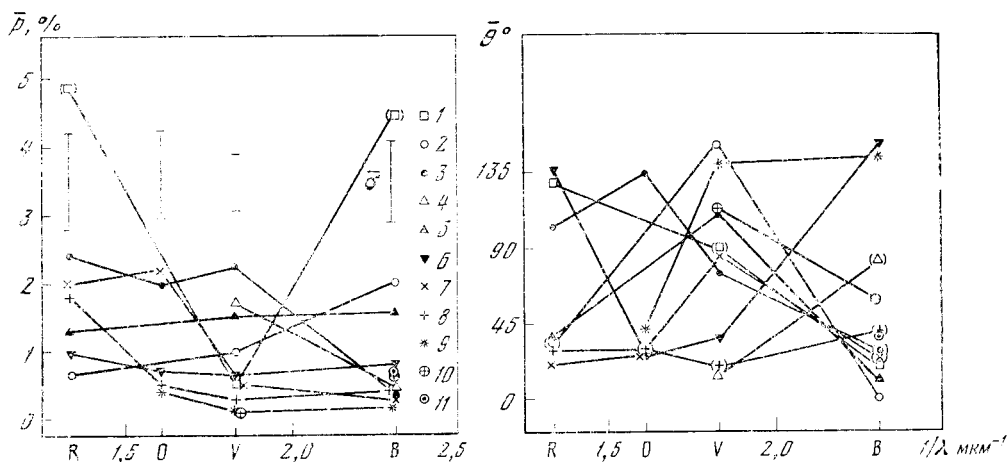


Рис. 7. Зависимости  $\bar{p}$  и  $\bar{\theta}$  от  $1/\lambda$  у Cyg X-2 по наблюдениям в различные даты. Вертикальные черточки — средние величины  $\bar{\sigma}_p$  для каждой полосы. Скобками отмечены неуверенные наблюдения  
 1 — 30. VII 1970 г., 2 — 16. VIII 1971 г., 3 — 16. X 1971 г., 4 — 18. VI 1972 г., 5 — 18. VII 1972 г., 6 — 15. VIII 1972 г., 7 — 15. IX 1973 г., 8 — 21. IX 1973 г., 9 — 25. VII 1974 г., 10 — 27. VII 1974 г., 11 — 20. VIII 1974 г.

Средние значения параметров линейной поляризации Cyg X-2 (см. табл. 6) показывают быстрый рост с увеличением длины волны, что, вообще говоря, не характерно для межзвездной поляризации. Но точность определения средних значений в полосах *O* и, особенно, *R* довольно низкая. Поэтому остается пока неясным, можно ли считать реальной аномальную зависимость параметров поляризации Cyg X-2 от длины волны.

Т а б л и ц а 6

| Параметр                | Полоса   |          |          |          |          |          |          |          |
|-------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
|                         | <i>B</i> |          | <i>V</i> |          | <i>O</i> |          | <i>R</i> |          |
|                         | <i>q</i> | <i>u</i> | <i>q</i> | <i>u</i> | <i>q</i> | <i>u</i> | <i>q</i> | <i>u</i> |
| <i>N</i>                | 148      |          | 106      |          | 76       |          | 103      |          |
| <i>n</i>                | 11       |          | 10       |          | 5        |          | 7        |          |
| $\bar{q}, \bar{u}$      | +0,06    | +0,17    | -0,04    | -0,01    | +0,21    | +0,47    | +0,52    | +0,53    |
| $\sigma_q, \sigma_u$    | ±0,13    | ±0,14    | ±0,15    | ±0,11    | ±0,22    | ±0,29    | ±0,43    | ±0,58    |
| $\sigma_0$              | 0,13     |          | 0,13     |          | 0,19     |          | 0,42     |          |
| $\sigma_2^2$            | 1,07     | 1,27     | 1,34     | 0,76     | 1,36     | 2,34     | 1,08     | 1,96     |
| $\sigma_1^2$            | 1,00     |          | 1,00     |          | 1,00     |          | 1,00     |          |
| <i>F</i>                | 1,07     | 1,27     | 1,34     | 0,76     | 1,36     | 2,34     | 1,08     | 1,96     |
| <i>F</i> <sub>5%</sub>  | 1,83     |          | 1,88     |          | 2,37     |          | 2,10     |          |
| <i>F</i> <sub>10%</sub> | 1,60     |          | 1,63     |          | 1,94     |          | 1,77     |          |

**Her X-1 = HZ Her.** Оптическая переменность HZ Her [8, 9] характеризуется более или менее регулярными изменениями блеска с периодом 1,7 дня, совпадающим с периодом рентгеновских затмений, изменениями частоты рентгеновского пульсара и периодом изменения лучевых скоростей. Изменения блеска интерпретируются как следствие главным образом неоднородного нагрева поверхности нормальной звезды рентгеновским излучением; амплитуда их в *B* составляет  $13^m1 - 14^m9$ . Имеются указания на нерегулярности в изменениях блеска, возможно, связанные с 35-днев-

ным периодом появления и исчезновения рентгеновского излучения [9], а также на существенные изменения кривой блеска в прошлом [8, 32]. Линейная поляризация оптического излучения Her X-1 ранее никем не изучалась.

Наши наблюдения линейной поляризации излучения NZ Her (см. табл. 1) были начаты в 1972 г. в четырех цветах с целью исследования зависимости параметров поляризации от длины волны и выявления их возможной переменности. В 1974 г. наблюдения велись главным образом в полосе *B* для более детального изучения временных изменений линейной поляризации.

Результаты анализа дисперсии наблюдаемых значений параметров *q* и *u* для разных полос приведены в табл. 7, аналогичной табл. 3. Из этих данных следует, что ни в одной из полос не наблюдается статистически значимых различий в параметрах поляризации, и весь разброс измеренных величин *q* и *u* может быть полностью объяснен случайными ошибками

Т а б л и ц а 7

| Параметр                             | Полоса   |          |          |          |          |          |          |          |
|--------------------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
|                                      | <i>B</i> |          | <i>V</i> |          | <i>O</i> |          | <i>R</i> |          |
|                                      | <i>q</i> | <i>u</i> | <i>q</i> | <i>u</i> | <i>q</i> | <i>u</i> | <i>q</i> | <i>u</i> |
| <i>N</i>                             | 250      |          | 76       |          | 24       |          | 84       |          |
| <i>n</i>                             | 15       |          | 8        |          | 3        |          | 6        |          |
| $\bar{q}, \bar{u}$                   | -0,06    | +0,12    | -0,13    | -0,05    | -0,03    | -0,15    | -0,04    | -0,13    |
| $\sigma_{\bar{q}}, \sigma_{\bar{u}}$ | ±0,03    | ±0,04    | ±0,07    | ±0,07    | ±0,21    | ±0,11    | ±0,24    | ±0,29    |
| $\sigma_0$                           | 0,04     |          | 0,08     |          | 0,15     |          | 0,26     |          |
| $\sigma_2^2$                         | 0,05     | 0,08     | 0,04     | 0,04     | 0,13     | 0,03     | 0,21     | 0,31     |
| $\sigma_1^2$                         | 0,06     |          | 0,06     |          | 0,06     |          | 0,25     |          |
| <i>F</i>                             | 0,86     | 1,23     | 0,64     | 0,69     | 2,01     | 0,52     | 0,83     | 1,25     |
| <i>F</i> <sub>5%</sub>               | 1,45     |          | 2,01     |          | 3,00     |          | 2,21     |          |
| <i>F</i> <sub>10%</sub>              | 1,33     |          | 1,72     |          | 2,71     |          | 1,85     |          |

наблюдений. Это, однако, не исключает возможности наличия у NZ Her небольших периодических изменений линейной поляризации, связанных с эффектами рассеяния света в атмосфере нормальной звезды, в газовом диске аккреции [9] и в газовом потоке (струе), идущем от нормальной звезды к рентгеновскому источнику. Предварительный анализ наших наблюдений позволяет заподозрить наличие регулярных изменений параметров поляризации с орбитальным периодом 1,7 дня и амплитудой в несколько десятых процента. Более подробное исследование этих изменений будет проведено в дальнейшем.

Средние значения параметров линейной поляризации NZ Her оказываются весьма малыми и в основном не превосходят ошибок их определения. Межзвездная поляризация на соответствующей галактической широте  $b = +38^\circ$  также должна быть достаточно малой [29].

### Заключение

Статистический анализ выполненных в 1970—1974 гг. в Крымской обсерватории многоцветных наблюдений линейной поляризации оптического излучения четырех рентгеновских источников приводит к следующим результатам:

1. У объектов Sco X-1 (V818 Sco) и Cyg X-1 (V1357 Cyg), наряду с межзвездной поляризацией, вероятно, имеется переменная поляризация их собственного излучения с амплитудой  $\sim 0,2—0,4\%$ . Временная шкала

изменений линейной поляризации, по-видимому, порядка нескольких дней. Изменения поляризации наиболее заметны в крайних частях оптического диапазона длин волн — полосах  $B$  ( $\lambda_{\text{эфф}} = 0,43 \text{ мкм}$ ),  $O$  ( $0,62 \text{ мкм}$ ) и  $R$  ( $0,74 \text{ мкм}$ ).

Имеющиеся наблюдения объектов Cyg X-2 (V1341 Cyg) и Her X-1 (HZ Her) недостаточны для надежного выявления возможных изменений их линейной поляризации.

2. Для детального исследования изменений линейной поляризации оптического излучения рентгеновских источников требуются длительные и плотные ряды наблюдений на больших телескопах.

Авторы выражают благодарность Г. А. Козловой за помощь в обработке наблюдений на ЭВМ, Г. П. Ланзуриди — в подготовке данных для машинной обработки и Т. С. Сивцовой — в оформлении рисунков.

Ноябрь 1974 г.

### Л и т е р а т у р а

1. W. A. Hiltner, D. Mook, D. J. Ludden, D. Graham. *Astrophys. J. Lett.*, 1967, 148, L 47.
2. A. Elvius. *Lowell Observ. Bull.*, 1968, N 142, 55.
3. N. Visvanathan. *Astrophys. J. Lett.*, 1967, 150, L 149.
4. J. D. Landstreet, J. R. P. Angel. *Astrophys. J.*, 1972, 172, 443.
5. T. Gehrels. *Astrophys. J. Lett.*, 1972, 173, L 23.
6. J. C. Kemp, J. D. Wolstencroft, J. B. Swedlund. *Astrophys. J. Lett.*, 1972, 173, L 113.
7. A. Z. Dolginov, Yu. N. Gnedin, N. A. Silan'ev. *Astrophys. Lett.*, 1973, 13, 85.
8. H. Gursky, E. Schreier. *IAU Symposium N 67*, 1975.
9. В. М. Лютый, Р. А. Сюняев, А. М. Черепанчук. *Астрон. ж.*, 1974, 51, № 6.
10. Н. М. Шаховской. *Астрон. ж.*, 1964, 41, 1042.
11. О. С. Шулов. *Астрофизика*, 1967, 3, 339.
12. Н. М. Шаховской. В сб. «Проблемы космической физики», вып. 2. Киев, Изд-во Киевского ун-та, 1967, с. 40.
13. Э. А. Дибай, Н. М. Шаховской. *Астрон. ж.*, 1966, 43, 1319.
14. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов. *Циркуляр Шемахинской обс.*, 1970, № 6, 16.
15. N. M. Shakhovskoy, Yu. S. Efimov. *IAU Symposium N 67*, 1975, p. 487.
16. Н. М. Шаховский, Ю. С. Ефимов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1972, 45, 90.
17. Ю. С. Ефимов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1970, 41—42, 357.
18. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1972, 46, 3.
19. Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1974, 50, 68.
20. Н. В. Смирнов, И. В. Душин-Барковский. *Краткий курс математической статистики для технических приложений*. М., Физматгиз, 1959.
21. Д. Б. Оуэн. *Сборник статистических таблиц*. Вычислительный центр АН СССР, М., 1966.
22. В. М. Лютый, Р. А. Сюняев, Н. Н. Шакура. *Астрон. ж.*, 1974, 51, 905.
23. N. S. Nikulin, V. M. Kuwshinov, A. B. Severny. *Astrophys. J. Lett.*, 1971, 170, L53.
24. Ю. П. Гнедич, О. С. Шулов. *Астрофизика*, 1971, 7, 529.
25. В. В. Палимог. *Применение математической статистики при анализе вещества*. М., Физматгиз, 1960, с. 164.
26. Т. А. Агекян. *Основы теории ошибок для астрономов и физиков*. М., «Наука», 1972, с. 144.
27. G. V. Coyne, T. Gehrels, K. Serkovski. *Astron. J.*, 1974, 79, 581.
28. J. S. Hall. *Publ. U. S. Nav. Observ.*, 1958, 17, pt. VI, 275.
29. D. S. Mathewson, V. L. Ford. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1970, 74, pt 5, 139.
30. W. A. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl.*, 1956, 2, N 24, 389.
31. О. С. Шулов, Е. Н. Конацкая. *Астрон. цирк.*, 1973, № 741, 5.
32. C. A. Jones, W. Forman, W. Liller. *Astrophys. J. Lett.*, 1973, 182, L109.

## НЕКОТОРЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ $\beta$ CrB

Н. С. Полосухина

На основании данных [2—5] о переменности магнитного поля и блеска [8]  $\beta$  CrB предприняты поиски спектральных изменений линий Eu II, Ca I, Si II, Fe I, Fe II (спектральная область 6000—6800 Å). Сделана попытка связать спектральные изменения с изменением магнитного поля звезды, используя модель наклонного ротатора. Оказалось, что область наибольшей концентрации Eu II и Ca I связана с магнитным полем положительной полярности. Fe I и Fe II, по-видимому, равномерно распределены по поверхности и корреляции с магнитным полем и блеском не показали. Предполагается существование еще одной области концентрации Eu II и Ca I, связанной с отрицательным магнитным полюсом.

SOME SPECTRAL PECULIARITIES OF MAGNETIC STAR  $\beta$  CrB, by N. S. Polosukhina. — Equivalent widths of Eu II and Ca I spectral lines in the spectra of the magnetic star  $\beta$  CrB were found to be variable. We try to reveal a connection between the variations of magnetic field and spectral line intensities, using the oblique rotator model. Eu II and Ca I show apparent concentrations in the region at  $\beta$  CrB surface having positive magnetic polarity. Existence of a second region of Eu II and Ca I concentration connected with negative magnetic polarity is proposed.

По типу пекулярности  $\beta$  CrB относят к группе Cr — Eu — Sr звезд. Количественные оценки [1] показывают, что большое содержание Eu — главная особенность этой звезды, и есть основание полагать, что именно этим элементом определяются пекулярные свойства  $\beta$  CrB.

**Магнитное поле.** Наличие магнитного поля у  $\beta$  CrB открыто Бэбкоком [2]. Согласно его наблюдениям, оно переменное (от  $-960$  до  $+1020$  гс) без определенного периода. Однако Стейниц [3] в 1964 г., пересмотрев данные Бэбкока, установил, что эффективное  $H_e$  магнитное поле  $\beta$  CrB (полученное из фотографических наблюдений Бэбкока [2]) изменяется с периодом 18<sup>d</sup>5 при значительном разбросе отдельных наблюдений. Престон и Стерч [4] по наблюдениям 1966 г. уточнили период. Полученная ими кривая изменения магнитного поля характеризуется следующими элементами:

Момент максимума положительного магнитного поля находится по формуле:

$$J.D._{\max} = 2434204,75 + 18^d4893 E.$$

Момент положительного кроссовера находится из формулы:

$$J.D. (\text{poss. crossover}) = 2434217,50 + 18^d4856 E.$$

На рис. 1 приведено изменение магнитного поля  $H_e$   $\beta$  CrB с фазой. Разброс данных Бэбкока в интервале 5 лет большой (в 3 раза), чем средние отклонения отдельных наблюдений от указанной кривой. Это заставило Престона и Стерча [4] провести проверку длительных изменений магнитного поля. Большой разброс, по крайней мере частично, действительно



обусловлен имеющимся вековым изменением в форме магнитной кривой, особенно вблизи  $H_{\max}$ , что соответствует  $H_{e \min}$ . Так Престон и Стерч вычислили значения  $H_{e \max}$  и  $H_{e \min}$  для каждого сезона, указанного в табл. 1.

В связи со спектральной двойственностью  $\beta$  CrV ( $P = 10,496$  лет) можно заподозрить существование десятилетнего периода у магнитных изменений, в особенности это относится к  $H_{e \min}$ . Если ее вековые изменения реальны и плавны, тогда предполагаемое  $H_{e \min}$  должно принять значение, близкое нулю между 1948 и 1952 гг. Бэбкок в 1958 г. опубликовал единственное наблюдение в магнитном минимуме в течение всего этого промежутка времени. На рис. 2 приведены годовичные средние значения  $H_{e \max}$  и  $H_{e \min}$  с произвольными фазами, соответствующими  $P = 10,5$  лет. На кривой вековых изменений  $H_{e \min}$  наблюдение Бэбкока отмечено знаком «+?». В августе, октябре 1969 г. А. Б. Северный, В. М. Кувшинов, Н. С. Никулин [5] измерили магнитное поле  $\beta$  CrV с использованием фотоэлектрической техники. Магнитное поле, определенное ими, было положительным во все моменты магнитных минимумов, что подтверждает идею вековых изменений значений  $H_{e \min}$ .

В 1970 г. Престоном [6] было измерено среднее поверхностное магнитное поле для  $\beta$  CrV  $|H_S| \approx 5900 \div 6100$  гс по разрешенным зеемановским компонентам на высокодисперсионных спектрограммах ( $2 \text{ \AA/мм}$ ), снятых в фазах, близких к фазам положительного и отрицательного кроссовера соответственно.

Далее С. Вольф и Р. Вольф [7] показали, что среднее поверхностное магнитное поле  $|H_S|$  меняется в противофазе с продольной компонентой магнитного поля  $|H_e|$ . Особенность наблюдаемых изменений в  $|H_S|$  заключается в том, что в течение

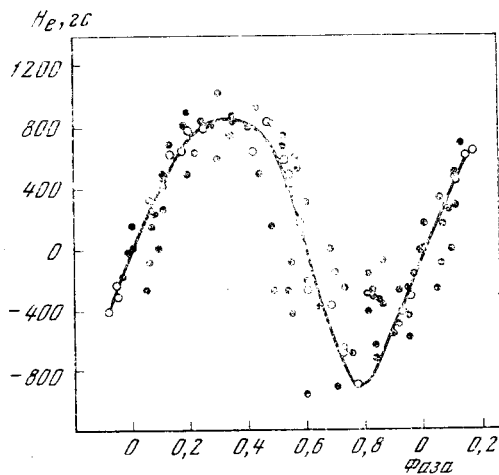


Рис. 1.

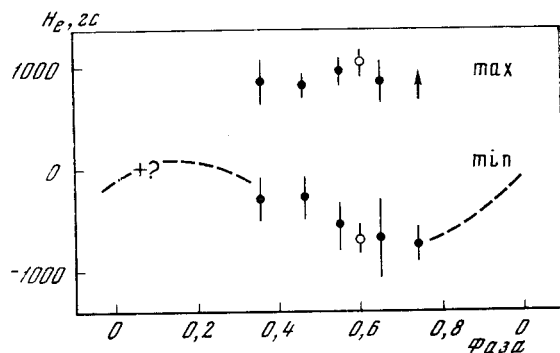


Рис. 2.

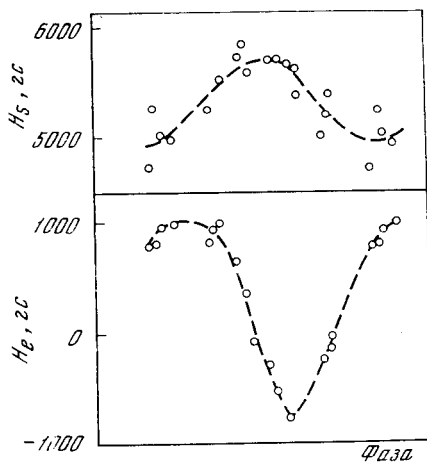


Рис. 3.

полного периода колебаний наблюдается только одна волна (рис. 3). В случае, когда звезду моделируют наклонным ротатором с дипольным магнитным полем, должны появляться двойные волны  $|H_S|$ , так как наибольшие напряженности магнитного поля наблюдаются на полюсах и  $|H_S|$  будет проходить через максимум всякий раз, когда  $|H_e|$  доходит до экстремума.

Из наблюдений делается вывод: у  $\beta$  СгВ один магнитный полюс дольше бывает на видимой полусфере звезды, и экватор не является плоскостью симметрии.

Такую картину изменения  $|H_S|$  и  $|H_e|$  может дать, по-видимому, модель магнитного поля, представляющего собой диполь, смещенный вдоль

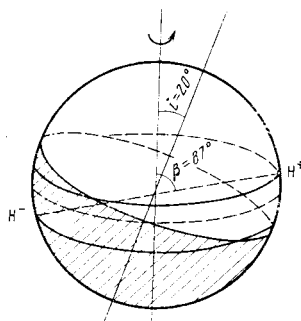


Рис. 4.

своей оси симметрии от центра звезды. Смещенно-дипольная конфигурация, которая ближе воспроизводит наблюдаемое магнитное поле, характеризуется дипольным смещением  $a = 0,1 R$ , где  $R$  — радиус звезды (рис. 4). Магнитный диполь, смещенный вдоль своей оси симметрии на  $0,1 R$  от центра звезды, может воспроизвести амплитуды изменения  $|H_e|$  и  $|H_S|$ .

Т а б л и ц а 1

| Год    | $H_e \text{ max}$ | $H_e \text{ min}$ | Фаза (для $P = 10,5$ лет) |
|--------|-------------------|-------------------|---------------------------|
| 1952,5 | + 850 ± 200       | — 300 ± 200       | 0,36                      |
| 53,5   | 800 100           | 300               | 0,46                      |
| 54,5   | 950 100           | 500 200           | 0,55                      |
| 55,5   | 850 200           | 650 300           | 0,65                      |
| 56,5   | 700               | 750               | 0,74                      |
| 65,5   | 1050 100          | 700               | 0,60                      |

**Изменения блеска.** Фотоэлектрические наблюдения блеска  $\beta$  СгВ, выполненные на 13" рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории Э. С. Бродской [8] в течение 1966 и 1968 гг., показали, что блеск  $\beta$  СгВ изменяется в трех фильтрах с периодом изменения магнитного поля. Амплитуды в полосах  $U$ ,  $B$  и  $V$  равны:

$$\Delta m_U = 0^m,03, \quad \Delta m_B = 0^m,03, \quad \Delta m_V = 0^m,02.$$

Кривые блеска приведены на рис. 5. Формы кривых изменения блеска и  $|H_e|$  подобны, однако спад  $|H_e|$  происходит быстрее и предшествует спаду блеска в лучах  $B$  и  $U$ .

**Изменение лучевых скоростей и эквивалентных ширины некоторых линий в спектре  $\beta$  СгВ.** Относительно характера изменений интенсивностей линий и лучевых скоростей в литературе нет данных.

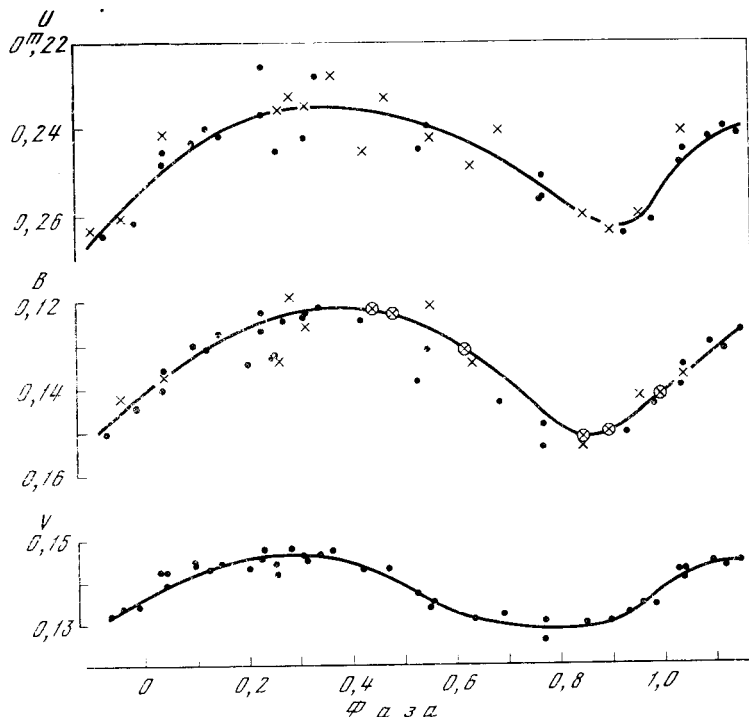


Рис. 5.

В 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории были начаты спектральные наблюдения  $\beta$  CrV на телескопе ЗТШ. Получен большой наблюдательный материал, около 50 спектрограмм. Большинство спектров получено с дисперсией  $6,2 \text{ \AA/мм}$  у  $H_{\alpha}$ . Исследуемая область спектра  $\lambda\lambda 6000-6700 \text{ \AA}$  была выбрана главным образом потому, что обилие линий и сильных бленд в более коротковолновой области спектра  $\beta$  CrV (F0p) не позволяет проводить исследования поведения линий некоторых элементов из-за трудностей разделения бленд. Область  $\lambda\lambda 6000-6700 \text{ \AA}$  более свободна от сильных бленд, и к тому же в этой области расположены наиболее интенсивные линии редких земель Sm II, Eu II, Cd II. В этой же области мы проводили поиски и исследование поведения линии Li I (6708) [9].

Ввиду сложности спектра  $\beta$  CrV в спектральном интервале  $3800-5000 \text{ \AA}$ , довольно трудно обнаружить изменения отдельных линий, хотя известно [2], что вид спектра не остается постоянным. Наблюдения в области  $\lambda\lambda 6000-6800 \text{ \AA}$  позволили попытаться оценить изменения некоторых спектральных линий (табл. 2). Было отобрано 18 спектрограмм  $\beta$  CrV за 1972 г., снятых на пластинках Kodak 103aF. Спектры хорошо перекрывали период изменений магнитного поля и блеска  $\beta$  CrV. Спектральные линии, указанные в табл. 2, наиболее интенсивны, без явных бленд и удобны для измерения лучевых скоростей. Фотометрические измерения проводились на микрофотометре G II. Измерялись не только линии, но и непрерывный спектр вблизи линии. Были построены контуры линий, соответствующие различным фазам магнитного периода. На рис. 6 изображены кривые изменения эквивалентных ширины некоторых линий из табл. 2 с фазой. Можно сделать заключение, что в спектре  $\beta$  CrV имеются заметные изменения интенсивностей указанных линий, и эти изменения периодичны.

В предположении о неравномерном распределении элементов максимальная интенсивность линий должна наблюдаться при прохождении центра

тяжести области, в которой сконцентрирован данный элемент, через центральный меридиан (плоскость, в которой лежат ось вращения и направление на наблюдателя). Исследование поведения лучевых скоростей, определенных по тем же линиям, которые показали изменения интенсивностей, может уточнить картину распределения элементов по поверхности

Т а б л и ц а 2

| Элемент | Линия, Å | Элемент | Линия, Å |
|---------|----------|---------|----------|
| Eu II   | 6717,68  | Ca I    | 6162,20  |
|         | 6645,11  |         | 6144,29  |
| Fe II   | 6437,64  | Ba II   | 6141,7   |
|         | 6516,05  | Cr II   | 6271,8   |
|         | 6416,91  |         | 6271,8   |
|         | 6515,69  | Si II   | 6346,7   |
|         | 6514,60  |         | 6371,36  |
| Ca I    | 6432,65  | Fe I    | 6450,62  |
|         | 6499,60  |         | 6400,01  |
|         | 6462,43  |         | 6393,61  |
|         | 6439,07  |         |          |

звезды  $\beta$  СтВ. Для определения лучевых скоростей спектры промерялись на приборе ИЗА-2. Положение линий определялось с точностью  $\pm 0,05$  Å, что соответствует скорости  $\pm 1-2$  км/сек. Положение линий в спектре сравнивалось с линиями дуги ЛПК (атлас спектра сравнения был предварительно составлен, уточнены положения линий Fe и Ne в спектре этого источника [10]). Методика измерения положения линий на ИЗА-2 и определения из этих измерений  $v_r$  изложена подробно в [11]. Вся обработка данных проводилась на ЭВМ.

Далее были построены графики изменения лучевых скоростей, определенных по линиям ряда элементов. Оказалось, что  $v_r$  почти для всех элементов изменяются периодически и синхронно. Амплитуда изменений  $v_r$  в среднем одинакова и равна приблизительно 10 км/сек. Для некоторых элементов кривые слегка смещены и по фазе и по величине  $v_r$ . Обращает на себя внимание особое поведение линий Fe II: некоторые линии этого иона вообще не испытывают смещений.

Попытаемся связать спектральные изменения с изменениями магнитного поля звезды, прибегнув к модели наклонного ротатора (рис. 4, 7). При фазе 0,0 положительный полюс выходит на видимую полусферу звезды. При фазе 0,3—0,4  $|H_e|$  достигает максимума, положительный полюс проходит центральный меридиан, а магнитная ось располагается вдоль меридиана. При фазе 0,6 происходит смена полярности поля: из-за лимба появляется отрицательный магнитный полюс. При фазе 0,8, когда магнитная ось вновь ориентирована вдоль меридиана, поле достигает максимального отрицательного значения. При фазе 0,0 происходит смена полярности поля. Нарушение симметрии магнитной кривой вызвано большей напряженностью на положительном магнитном полюсе и тем, что при  $\beta \neq 90^\circ$  положительный полюс проходит ближе к экватору и дольше находится на видимой полусфере звезды, чем отрицательный.

Теперь рассмотрим изменения  $v_r$  с изменениями магнитного поля. Из рис. 8 видно, что синусоидальные колебания  $v_r$  происходят с амплитудой примерно в среднем 10 км/сек. При фазе  $\varphi = 0$ , когда положительный полюс выходит из-за края и движется в сторону наблюдателя, а отрицательный удаляется, радиальная скорость европиевой области отрицательна, т. е. она приближается к нам, как и положительный полюс; при  $\varphi = 0,3$ ,

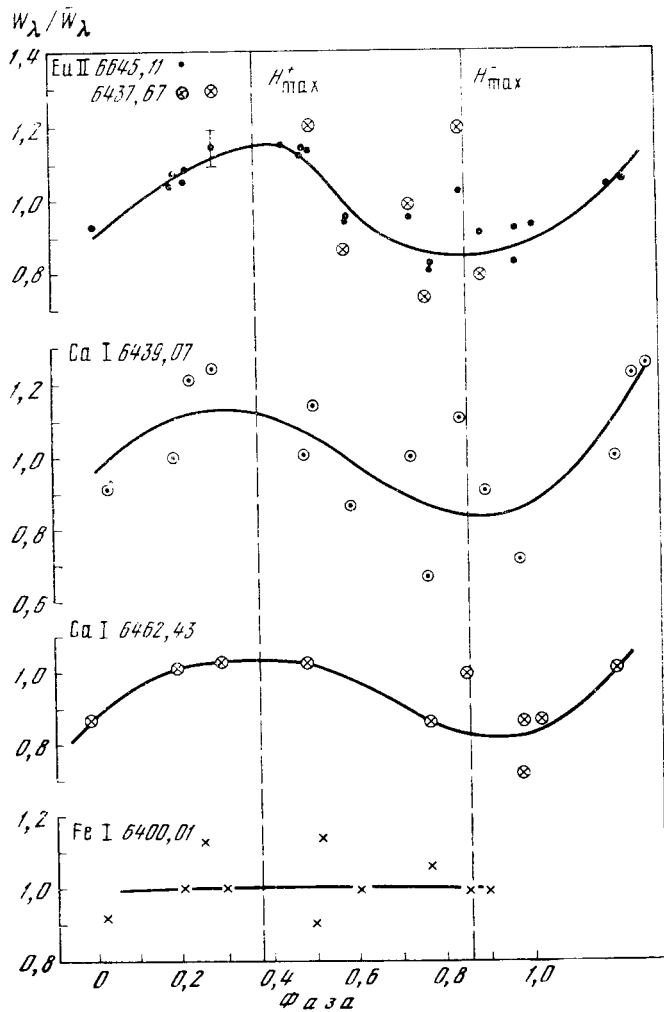


Рис. 6.

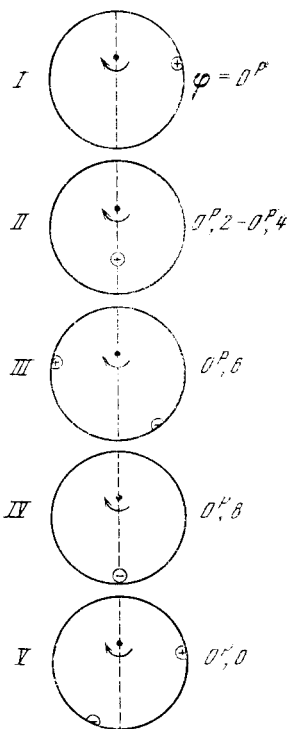


Рис. 7.

когда магнитная ось совпадает с плоскостью меридиана, а вектор скорости положительного полюса перпендикулярен к лучу зрения, нулю равна и радиальная скорость области Eu II. При  $\varphi = 0,60$ , когда положительный полюс скрывается за лимбом, а отрицательный полюс движется в сторону наблюдателя,  $v_r$  имеет максимальное значение. При фазе  $0^p,8$ , когда магнитная ось лежит в плоскости меридиана, лучевая скорость области Eu вновь равна нулю (точнее говоря, она проходит через среднее значение, соответствующее собственной скорости звезды). Картина изменений скорости области Eu свидетельствует о том, что эта область должна находиться в районе положительного магнитного полюса.

Картина изменений эквивалентных ширин  $W_{Eu}$  (см. рис. 6) подтверждает концентрацию Eu к положительному магнитному полюсу. Действительно, при  $\varphi = 0^p,2 \div 0^p,4$ , когда магнитная ось располагается в плоскости меридиана,  $v_r$  области Eu равна нулю, максимальное значение принимает и эквивалентная ширина, а при фазе  $0^p,8$ , когда на видимой полусфере проходит отрицательный полюс, эквивалентная ширина  $W_{Eu}$  минимальна. Изменения лучевых скоростей всех элементов, рассмотренные выше, совпадают по фазам и в среднем по амплитудам. Можно было бы допустить, что и распределение их по поверхности сходно, тем более, что

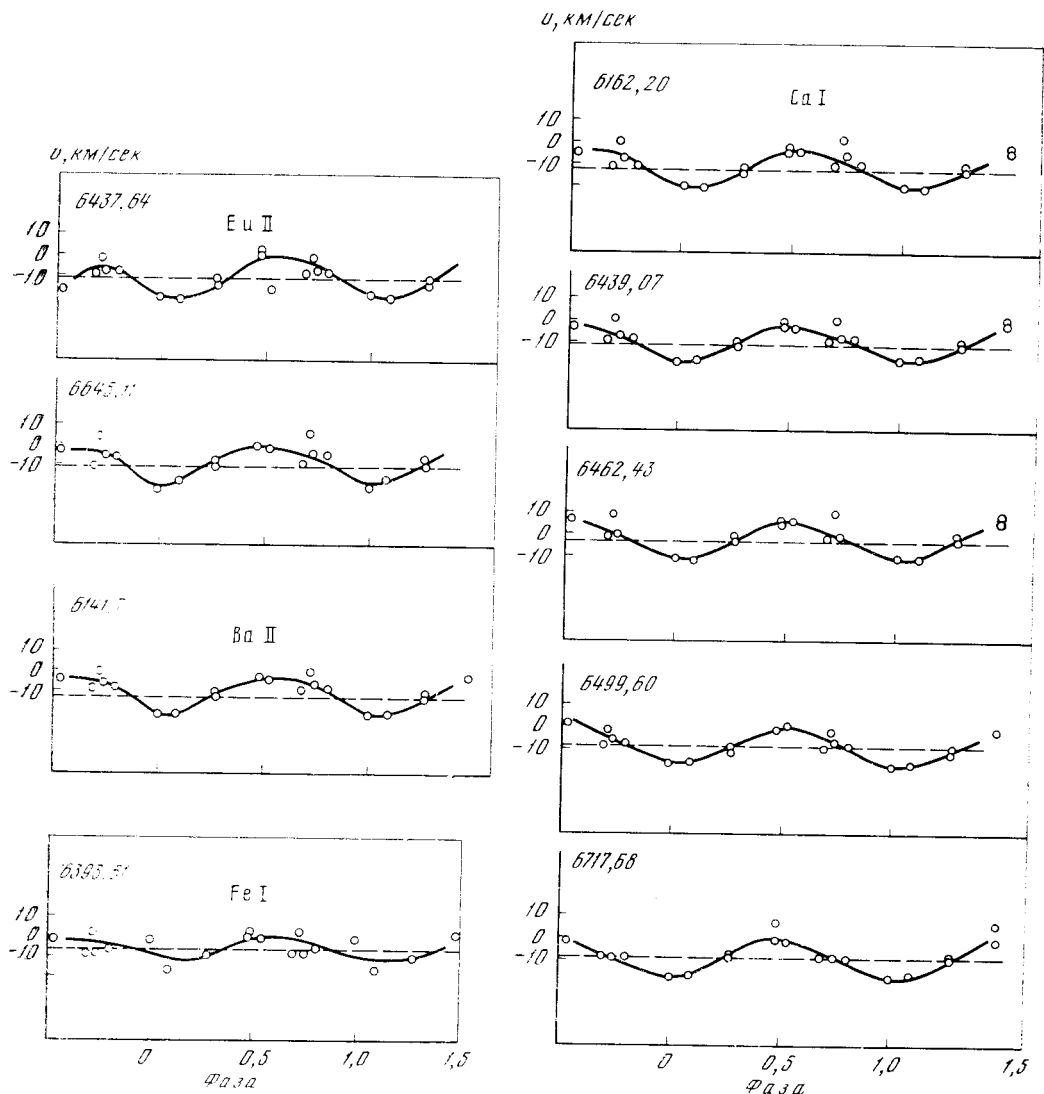


Рис. 8.

изменение других элементов в общем мало отличается от изменений  $W_{\lambda}$ Eu за исключением Fe I и Fe II. Близкие амплитуды также говорят о том, что эти элементы сконцентрированы в сходных по размерам областях вблизи положительного полюса.

Внимательный просмотр кривых изменения лучевых скоростей и интенсивностей линий Eu II, Ca I, Fe I, Si II, Cr I и некоторых линий Fe II показал, что меняется характер изменений и  $W_{\lambda}$  с фазой. Если в первой четверти периода до фазы  $0^{n2}-0^{n4}$  (когда появляется положительный полюс магнитного поля на видимой полусфере и доходит до центрального меридиана) ход значений  $v_r$  и  $W_{\lambda}$  очень четкий плавный, без значительного разброса, то после фазы  $0^{n6}$  и особенно вблизи фазы  $0^{n8}$  сильно возрастает разброс и в лучевых скоростях, и в интенсивностях указанных линий. По-видимому, с моментом появления отрицательного полюса на видимой полусфере связаны изменение интенсивностей линий и лучевых скоростей, т. е. вблизи отрицательного полюса тоже имеется концентрация этих элементов, она-то и вносит свою долю и в лучевые скорости и в эквивалентную

ширину линии. К сожалению наша методика измерения лучевых скоростей не позволяет выделять отдельные компоненты линии. Поэтому мы не можем с уверенностью говорить о двух зонах различной концентрации элементов Eu II, Ca I — это только предположение. Однако все же результаты наших наблюдений показывают, что эти зоны связаны с областями максимального значения положительного и отрицательного магнитного поля. Ввиду сложности контура линий Fe II (и в силу различия кривых лучевых скоростей у различных линий Fe II) мы можем только предположить, что на поверхности  $\beta$  CrB имеется более чем две области, где формируются линии Fe II, аналогично тому, что было показано для 21 Peg [12].

Таким образом, изучение поведения некоторых линий, и в особенности Eu II и Ca I, позволяет сделать вывод о том, что имеются периодические изменения в спектре  $\beta$  CrB с периодом, равным периоду изменения блеска звезды и магнитного поля  $|H_e|$ , обусловленные, по-видимому, наибольшей концентрацией этих элементов к полюсам. В заключение выражаю благодарность студенту Казанского университета А. И. Буйских за измерения лучевых скоростей и П. Ф. Чугайлову за дискуссию.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *M. Hack*. Mem. Soc. astron. ital., 1958, 29, 263.
2. *H. W. Babcock*. Astrophys. J. Suppl., 1958, 3, N 30, 141.
3. *R. Steinitz*. Thesis Univ. Leiden, 1964.
4. *G. W. Preston, C. Sturch*. Magnetic and related stars. Baltimore, Mono Book Corp., 1967, p. 111.
5. *А. Б. Северный, В. М. Кувшинов, Н. С. Никулин*. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 50, 3.
6. *G. W. Preston*. Astrophys. J., 1970, 160, 1059.
7. *S. C. Wolff, R. J. Wolff*. Astrophys. J., 1970, 160, 1049.
8. *Э. С. Бродская*. Астрон. ж., 1970, 47, 662.
9. *Н. С. Полосухина*. Астрон. цирк., 1970, № 549.
10. *Э. А. Витриченко, Н. С. Полосухина*. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1973, 47, 159.
11. *Э. А. Витриченко*. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 39, 63.
12. *Н. С. Полосухина, Ю. В. Глаголевский, К. И. Козлова*. Астрофизика, 1974, 10, 517.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ  $\delta$  ORIONIS

Т. С. Галкина

Проведен анализ спектра тесной двойной системы  $\delta$  Ori по спектрограммам с дисперсиями 15 Å/мм (55 спектрограмм) и 37 Å/мм (22 спектрограммы) в областях  $\lambda\lambda$  4900—3650 Å и  $\lambda\lambda$  6800—5500 Å в разных фазах орбитального периода.

Оценены спектральные классы компонентов и светимость по линиям водорода. Спектральный класс главного компонента показал переменность с фазой периода в пределах O8,5 — O9,6. Спектральный класс вторичного компонента можно оценить как B4. Разность блесков компонентов оценена близкой к 2<sup>m</sup>.5.

Определены некоторые физические параметры атмосферы главного компонента: электронная плотность, скорости микро- и макротурбулентных движений, температура ионизации и т. д. Анализ методом кривой роста дал для Si III — Si IV более низкое (на несколько тысяч градусов) значение температуры ионизации, чем для He I — He II, O II — O III.

Детальное исследование контура линии  $\lambda$ 5696 C III приводит к заключению о наличии оболочки, окружающей звезду, скорость расширения которой оценена близкой к 550 км/сек. Полученные данные свидетельствуют о том, что  $\delta$  Ori имеет весьма протяженную, сильно стратифицированную атмосферу, окружающую расширяющуюся оболочку. Сопоставление с данными исследования ультрафиолетового спектра  $\delta$  Ori [11] позволяет заключить, что скорость расширения оболочки увеличивается наружу.

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE SPECTROSCOPIC BINARY SYSTEM  $\delta$  ORIONIS, by T. S. Galkina. — The composite spectrum of the close binary system  $\delta$  Ori is analyzed on the basis of 55 spectrogramms obtained with the dispersions of 15 Å/mm and 22 spectrogramms obtained with the dispersion of 37 Å/mm in the regions  $\lambda\lambda$  4900—3650 Å and  $\lambda\lambda$  6800—5500 Å in the different phases of the orbital period.

The measurements of absorption lines show that the spectral type of the primary varies with phase from O8.5 to O9.6. The spectral type of the secondary component may be estimate as B4. The brightness difference between the components  $\Delta m \approx 2^m.5$  as derived.

Some physical parameters of the atmosphere of primary component are determined: the electron density, the micro and macroturbulence velocities, the ionization temperature and other. A simple curve of growth analysis yields an ionization temperature for Si III — Si IV a somewhat lower (some thousand degrees) temperatures than for He I — He II, O II — O III.

The detailed investigation of the contour of the line  $\lambda$ 5696 C III leads to the conclusions about presence the shell surrounding the star. The velocity of the expansion of the shell about 550 km/sec is estimated. The received dates evidence that  $\delta$  Ori has very stratification atmosphere surrounding of the expanded shell. Comparison with the dates of the investigation of the far ultraviolet spectrum [11] leads to the conclusion that the velocity of the expansion of the shell increases outward.

Спектрально-двойная  $\delta$  Ori относится к массивным системам раннего спектрального класса. Согласно классификации МК, ее главный компонент имеет спектральный тип O9,5 II. Спектр вторичного компонента не



оценивается, поскольку он если и проявляется в сложном спектре, то очень слабо.

Спектральная переменность  $\delta$  Ori открыта в начале столетия [1]. С тех пор получено несколько определений элементов спектроскопической орбиты [2—5]. Последнее [5] является наиболее полным, в нем рассматриваются все предыдущие исследования и уточнен период. Орбитальный период равен 5,732357 дня.

Первые спектрофотометрические измерения  $\delta$  Ori принадлежат Вилсону [6]. Им оценены эквивалентные ширины 35 линий поглощения, наблюдаемых в видимом спектре, оценен спектральный класс как O9,5, и по линии водорода  $H_\gamma$  найдено, что  $M_V = -6^m0$ ; указано также на наличие слабой, но широкой эмиссии у  $\lambda 5696$  С III. И. М. Копыловым [7] приведена оценка спектра O9,75 и  $M_V = -5^m65$ .

Наиболее полное фотометрическое исследование  $\delta$  Ori проведено Стеббинсом [8] в 1915 г. Он установил, что  $\delta$  Ori является затменной системой с двумя минимумами, которые согласуются со спектроскопической орбитой. Кривая блеска имеет ряд особенностей. И в главном, и во вторичном минимумах уменьшение блеска происходит быстрее, чем увеличение. Блеск между минимумами оказывается переменным, замечено увеличение блеска вблизи периастрия. Общая амплитуда изменения блеска  $0^m15$ , из которых  $0^m08$ , по мнению автора, обусловлено затмениями. Минимумы не симметричны. Замечены также систематические различия в колебаниях блеска в несколько сотых звездной величины от ночи к ночи.

И спектрофотометрические, и фотометрические исследования  $\delta$  Ori в видимой области спектра, проведенные до настоящего времени, указывают на наличие нестационарных явлений в атмосфере этой системы. Но имеющийся наблюдательный материал еще недостаточен, чтобы сделать надежные заключения о свойствах системы и о физических условиях в атмосферах ее компонентов. Приведенные в каталоге А. М. Свечникова [9] численные параметры следует рассматривать как приближенные, так как вывод их основывается на многих допущениях.

Наиболее интересными представляются спектральные наблюдения  $\delta$  Ori в далеком ультрафиолете ( $\lambda\lambda 1160-1700 \text{ \AA}$ ) [10, 11], выполненные с помощью ракет. В этом спектре наряду с довольно многочисленными линиями поглощения ( $> 100$ ), возникающими, по-видимому, в фотосфере, наблюдаются профили типа P Cyg сильных резонансных линий дублета Si IV ( $\lambda 1393,76$ ,  $\lambda 1402,77$ ) и неразрешенного дублета C IV ( $\lambda 1594,48$ ). Абсорбционные компоненты резонансных линий дублетов Si IV, C IV наблюдаются смещенными в коротковолновую часть спектра на величину, соответствующую скорости расширения  $1400 \text{ км/сек}$ .

В связи с этим является интересным вопрос, как проявляются и проявляются ли вообще движения в наружных слоях атмосферы в видимом спектре?

По-видимому, наблюдаемые движения масс с большими скоростями могут влиять на структуру атмосферы, особенно на стабильность ее верхних слоев.

С другой стороны, интересно посмотреть, какую роль играют фотосферные движения в создании потоков вещества с большими скоростями.

Представляется важным путем исследования сложного спектра  $\delta$  Ori в видимой области выявить его особенности, а также получить такие физические параметры атмосферы, как скорости крупно- и мелкомасштабной турбулентции, электронные плотности, температуры ионизации и возбуждения и другие параметры.

### 1. Материал наблюдений и обработка

На 1,22-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с дифракционным спектрографом получены спектрограммы  $\delta$  Ori в два сезона: с ноября 1963 г. по февраль 1964 г. (22 спектрограммы) и с октября 1964 г.

Т а б л и ц а 1

| Дата                 | Л. Д. 2438000 ± | Фаза, в днях        | Фаза, в долях периода | Область спектра, в Å |
|----------------------|-----------------|---------------------|-----------------------|----------------------|
| 29/30.XI<br>1963 г.  | 363,436         | 1 <sup>d</sup> ,234 | 0 <sup>p</sup> ,215   | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 363,504         | 1,302               |                       |                      |
|                      | 363,451         | 1,249               |                       |                      |
|                      | 363,469         | 1,267               |                       |                      |
|                      | 363,483         | 1,281               |                       | 0,233                |
| 3/4.XII<br>1963 г.   | 367,336         | 5,134               | 0,895                 | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 367,338         | 5,136               |                       | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 367,358         | 5,156               | 0,900                 | H <sub>β</sub> —5650 |
| 6/7.I<br>1964 г.     | 401,385         | 4,788               | 0,835                 | 6800—5650            |
|                      | 401,398         | 4,801               |                       | 6800—5650            |
|                      | 401,408         | 4,811               |                       | 6800—5650            |
|                      | 401,417         | 4,820               | 0,840                 | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 401,421         | 4,824               |                       | H <sub>β</sub> —3900 |
|                      | 401,425         | 4,828               |                       | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 401,428         | 4,831               | 0,842                 | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 433,289         | 2,289               | 0,400                 | H <sub>β</sub> —3850 |
| 7/8.II<br>1964 г.    | 433,292         | 2,301               |                       | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 433,294         | 2,303               |                       | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 433,297         | 2,306               |                       | H <sub>β</sub> —3700 |
|                      | 433,314         | 2,323               |                       | 6800—5650            |
|                      | 433,326         | 2,335               |                       | 6800—5590            |
|                      | 433,335         | 2,344               | 0,410                 | 6800—5590            |
|                      | 691,542         | 2,595               | 0,453                 | 4250—3650            |
|                      | 691,545         | 2,598               |                       | 4250—3650            |
| 22/23.X<br>1964 г.   | 691,548         | 2,601               |                       | 4250—3650            |
|                      | 691,557         | 2,610               |                       | 4900—4400            |
|                      | 691,560         | 2,613               |                       | 4900—4400            |
|                      | 691,565         | 2,618               | 0,458                 | 4900—4400            |
|                      | 691,579         | 2,632               |                       | 6800—5590            |
|                      | 704,543         | 4,131               | 0,720                 | 4250—3650            |
|                      | 704,546         | 4,134               |                       | 4250—3650            |
|                      | 704,549         | 4,137               |                       | 4250—3650            |
|                      | 704,553         | 4,141               |                       | 4250—3650            |
|                      | 704,556         | 4,144               |                       | 4250—3650            |
| 8/9.XI<br>1964 г.    | 704,584         | 4,172               |                       | 4750—4300            |
|                      | 704,588         | 4,176               | 0,728                 | 4750—4300            |
|                      | 708,522         | 2,378               | 0,414                 | 4250—3650            |
|                      | 708,595         | 2,451               |                       | 4570—4300            |
|                      | 708,599         | 2,455               |                       | 4570—4300            |
|                      | 708,606         | 2,462               | 0,430                 | 4250—3650            |
|                      | 710,578         | 4,434               | 0,772                 | 4900—4650            |
| 10/11.XI<br>1964 г.  | 710,581         | 4,437               |                       | 4900—4650            |
|                      | 710,584         | 4,440               |                       | 4900—4650            |
|                      | 710,610         | 4,466               |                       | 6700—5800            |
|                      | 710,620         | 4,416               | 0,780                 | 6700—5800            |
|                      | 733,404         | 4,331               | 0,755                 | 4750—4300            |
| 3/4.XII<br>1964 г.   | 733,408         | 4,335               |                       | 4750—4300            |
|                      | 733,415         | 4,342               |                       | 4750—4300            |
|                      | 733,417         | 4,344               |                       | 4750—4300            |
|                      | 733,479         | 4,406               |                       | 6000—5590            |
|                      | 733,494         | 4,421               |                       | 6000—5590            |
| 11/12.XII<br>1964 г. | 741,389         | 0,851               | 0,148                 | 6800—5590            |
|                      | 741,399         | 0,861               | 0,150                 | 6800—5590            |

Таблица 1 (окончание)

| Дата                                  | J. D. 2438000+ | Фаза, в днях        | Фаза, в долях периода | Область спектра, в Å |
|---------------------------------------|----------------|---------------------|-----------------------|----------------------|
| 2/3.I<br>1965 г.                      | 741,407        | 0 <sup>d</sup> ,869 | 0 <sup>p</sup> ,151   | 6800—5590            |
|                                       | 763,319        | —0,148              | 0,975                 | 6800—5590            |
|                                       | 763,328        | —0,139              |                       | 6800—5590            |
|                                       | 763,336        | —0,131              |                       | 6800—5590            |
|                                       | 763,351        | —0,116              |                       | 4340—3650            |
|                                       | 763,354        | —0,113              |                       | 4340—3650            |
|                                       | 763,356        | —0,111              |                       | 4340—3650            |
|                                       | 763,359        | —0,108              |                       | 4340—3650            |
|                                       | 763,365        | —0,102              |                       | 4900—4300            |
|                                       | 763,367        | —0,100              |                       | 4900—4300            |
|                                       | 763,372        | —0,095              |                       | 4900—4300            |
|                                       | 763,381        | —0,086              | 0,985                 | 4900—4300            |
|                                       | 775,3..        | 0,4                 |                       | 6000—5600            |
|                                       | 787,227        | 0,830               | 0,145                 | 4800—4300            |
| 14/15.I 1965 г.<br>26/27.I<br>1965 г. | 787,233        | 0,836               |                       | 4800—4300            |
|                                       | 787,236        | 0,839               |                       | 4800—4300            |
|                                       | 787,239        | 0,842               |                       | 4800—4300            |
|                                       | 787,254        | 0,857               |                       | H <sub>γ</sub> —3650 |
|                                       | 787,258        | 0,861               | 0,150                 | H <sub>γ</sub> —3650 |
|                                       | 787,263        | 0,866               | 0,151                 | H <sub>γ</sub> —3600 |
|                                       | 787,265        | 0,868               |                       | H <sub>γ</sub> —3600 |
|                                       | 787,267        | 0,870               |                       | H <sub>γ</sub> —3600 |
|                                       | 787,289        | 0,892               |                       | 6000—5590            |
|                                       | 787,299        | 0,902               | 0,157                 | 6000—5590            |

по январь 1965 г. (55 спектрограмм). Первые получены с дисперсией 36 Å/мм в области  $\lambda\lambda 6700-5500$  Å, вторые — с дисперсией 15 Å/мм в области  $\lambda\lambda 4900-3650$  Å и с дисперсией 36 Å/мм в области H<sub>α</sub>. Экспозиция составляла 2—3 мин для области 4900—3650 Å и 4—6 мин для H<sub>α</sub>. Данные о наблюдениях приведены в табл. 1. Здесь в первом столбце указана дата, во втором — юлианский день, в третьем и четвертом — фазы орбитального периода в днях и в долях периода, соответственно, и в последнем столбце — область длин волн. Фазы наблюдений подсчитаны с элементами, данными в [5]:

$$T_{\Omega} = 2432509^d 466 + 5^d 732357 \times E.$$

Для обработки спектрограмм применялась методика, описанная ранее [12]. Анализ спектров проведен по записям, полученным в почернениях с помощью микрофотометра Молля, переведенным в интенсивности, отнесенные к единице непрерывного спектра.

## 2. Линии поглощения, наблюдаемые в спектре δ Ori

### 2.1. Эквивалентные ширины линий поглощения

Для всех фаз орбитального периода, в которые проводились наблюдения, были оценены эквивалентные ширины линий поглощения, видимых в спектре δ Ori. Эти данные приведены в табл. 2 и 3. В табл. 2 представлены  $W_{\lambda}$  (в Å) линий всех элементов, кроме водорода. Для линий водорода (табл. 3) кроме  $W_{\lambda}$  приведены глубины ( $r_0$ ) и полуширины ( $\Delta\lambda_D$ ) линий.

Проведенное сравнение эквивалентных ширин и глубин линий поглощения в моменты, соответствующие разным фазам, показало, что в фазах

Таблица 2

| $\lambda, \text{ \AA}$ | Переход | 1963 г.                                  |                                       |                                      |                                   | 1964 г.                           |                                      |                                   |                                      | 1965 г.                              |                                       |   |
|------------------------|---------|--|---------------------------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|---|
|                        |         | 29.XII                                   | 3.XII                                 | 6.I                                  | 7.II                              | 22.X                              | 4.XI                                 | 8.XI                              | 10.XI                                | 3.XII                                | 2.I                                   | 26.I  |
|                        |         | $0^p_{22}$<br>$1^d_{30}$<br>$v_T(I) = 0$ | $0^p_{90}$<br>$5^d_{16}$<br>$\pm 100$ | $0^p_{85}$<br>$4^d_{88}$<br>$\pm 75$ | $0^p_{42}$<br>$2^d_{30}$<br>$-85$ | $0^p_{45}$<br>$2^d_{60}$<br>$-90$ | $0^p_{72}$<br>$4^d_{15}$<br>$\pm 15$ | $0^p_{42}$<br>$2^d_{40}$<br>$-90$ | $0^p_{77}$<br>$4^d_{44}$<br>$\pm 40$ | $0^p_{76}$<br>$4^d_{34}$<br>$\pm 30$ | $0^p_{98}$<br>$5^d_{63}$<br>$\pm 115$ | $0^p_{15}$<br>$0^d_{84}$<br>$\pm 70 \text{ км/сек}$ |

He I

|      |               |          |      |                   |      |      |      |      |      |      |      |       |
|------|---------------|----------|------|-------------------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| 5876 | $2^2P^0-3^3D$ | 1,06     | 1,64 | 1,26              | 1,59 | 1,29 | —    | —    | 1,57 | 1,17 | 1,17 | 1,34  |
| 4471 | $2^2P^0-4^3P$ | 0,92     | 0,76 | 1,03              | 1,46 | —    | 0,74 | —    | —    | —    | —    | 1,15  |
| 4026 | $-5^3D$       | 0,65     | 1,01 | 0,87              | 0,86 | 0,92 | 0,77 | 0,77 | 0,77 | —    | —    | 0,87  |
| 3820 | $-6^3D$       | 0,79     | 0,79 | 0,62              | 0,76 | 0,53 | 0,57 | 0,57 | 0,81 | —    | —    | 0,78  |
| 3705 | $-7^3D$       | Блеска с | 3704 | He I <sub>6</sub> | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | 0,58  |
| 4713 | $2^2P^0-4^3S$ | 0,59     | 0,56 | 0,35              | 0,41 | 0,29 | 0,36 | 0,36 | 0,39 | 0,49 | 0,49 | 0,56; |
| 4121 | -5            | 0,48     | 0,38 | 0,60              | 0,39 | 0,35 | 0,28 | 0,28 | 0,39 | —    | —    | 0,37  |
| 3867 | -6            | 0,18     | 0,32 | 0,36              | —    | 0,12 | —    | —    | —    | —    | —    | 0,20  |
| 6678 | $2^1P^0-3D$   | 1,18     | 1,38 | 1,18              | 1,14 | —    | 0,06 | 0,06 | 1,25 | —    | —    | —     |
| 4922 | -4            | —        | 0,67 | 0,82              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —     |
| 4888 | -5            | 0,33     | 0,40 | 0,55              | 0,71 | —    | 0,19 | 0,19 | —    | —    | —    | —     |
| 4144 | -6            | 0,39     | 0,43 | 0,56              | 0,56 | 0,33 | 0,26 | 0,26 | 0,55 | 0,35 | 0,35 | 0,46  |
| 4009 | -7            | 0,30     | 0,33 | 0,50              | 0,44 | 0,26 | 0,22 | 0,22 | 0,47 | 0,28 | 0,28 | 0,45  |
| 3927 | $-8+He II$    | 0,38     | 0,21 | 0,69              | 0,32 | 0,10 | 0,11 | 0,11 | 0,18 | 0,19 | 0,19 | 0,28  |
| 3872 | -9            | —        | 0,30 | 0,30              | 0,11 | 0,11 | 0,14 | 0,14 | 0,37 | 0,14 | 0,14 | 0,13  |
| 3806 | $-11+Si III$  | 0,30     | 0,21 | 0,44              | 0,27 | 0,32 | 0,15 | 0,15 | 0,44 | 0,26 | 0,26 | 0,16  |
| 3785 | —             | —        | 0,09 | 0,26              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | 0,27  |
| 4438 | $2^1P-5^1S$   | —        | 0,22 | 0,21              | —    | —    | —    | —    | —    | 0,20 | 0,20 | 0,17  |
| 4169 | $-6+O II$     | 0,18     | 0,30 | 0,21              | 0,26 | 0,28 | 0,11 | 0,11 | 0,42 | —    | —    | 0,23  |
| 3965 | $2^1S$        | 0,12     | 0,12 | 0,18              | 0,15 | 0,22 | 0,06 | 0,06 | 0,22 | —    | —    | 0,15  |

| He II    |               |       |       |       |       |       |           |           |       |           |           |
|----------|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------|-----------|-------|-----------|-----------|
| 4686     |               | 0,56  | 0,66  | 0,76  | 0,49  | 0,36  | 0,55      | 0,56      | 0,53  | 0,38      | 0,69      |
| 4542     | $4^2F^0-9^2G$ | 0,48  | 0,67  | 0,39  | 0,41  | 0,46  | 0,46      |           | 0,38  | 0,28      | 0,50      |
| 4200     | -11           | 0,27  | 0,45  | 0,56  | 0,21  | 0,44  | 0,33      |           |       | 0,35      | 0,54      |
| 3923     | -15           |       |       |       |       | 0,17  | 0,15      |           |       | 0,18      | 0,18      |
| 3858     | -17           | 0,30  | 0,21  | 0,43  | 0,27  | 0,14  | 0,08      |           |       | 0,10      | 0,13      |
| 3814     | -19           | 0,26  | 0,23  | 0,30  | 0,17  | 0,06  | 0,08      |           |       | 0,14      | 0,12      |
| 3782     | -21           |       |       |       |       |       | 0,06      |           |       | 0,07      |           |
| C II     |               |       |       |       |       |       |           |           |       |           |           |
| 4267     |               |       | 0,29  | 0,15  | 0,30  |       | 0,05:     |           | 0,13  |           | 0,19      |
| C III    |               |       |       |       |       |       |           |           |       |           |           |
| 5696***  |               | $A+E$ | $A+E$ | $A+E$ | $A+E$ | $A+E$ |           | $A+E$     | $A+E$ | $A+E$     | $A+E$     |
| 4649     | C III+O II    | 1,64  | 1,32  | 1,23  | 1,60  | 1,17  | 1,02      | 1,01      | 1,44  | 1,25      | 1,32      |
| 4163     | C III         | 0,33  | 0,22  | 0,26  | 0,12  | 0,12  |           |           |       |           | 0,20      |
| 4187     | C III+O II    | 0,38  | 0,23  | 0,39  | 0,42  | 0,63  |           | 0,15:     |       | 0,29      | 0,28      |
| C IV     |               |       |       |       |       |       |           |           |       |           |           |
| 5801     |               | 0,40  | 0,36  | 0,39  | 0,57  | 0,60  |           |           | 0,32  | 0,42      | 0,59      |
| 5812     |               | 0,27  | 0,43  | 0,43  | 0,39  | 0,46  |           |           | 0,28  | 0,25      | 0,21      |
| Si II    |               |       |       |       |       |       |           |           |       |           |           |
| 4133--28 | Si II+O II    | 0,53  | 0,45  | 0,53  | 0,32  |       |           | 0,33      |       |           | 0,07+0,17 |
| Si III   |               |       |       |       |       |       |           |           |       |           |           |
| 4553     |               | 0,20  | 0,26  | 0,26  | 0,29  |       | 0,18      | 0,14+     | 0,50  | 0,25      | 0,19**    |
| 4567     |               | 0,32  | 0,26  | 0,28  | 0,25  |       | 0,14      | +0,16 A*  | 0,24  |           | 0,22**    |
| 4575     |               | 0,09: | 0,15: | 0,14  |       |       |           | 0,21+     |       |           | 0,14**    |
| 3806     | +O II         | 0,30  | 0,21  | 0,44  | 0,27  | 0,32  | 0,07+0,15 | +0,16 A*  |       | 0,22+0,26 | 0,16      |
| 3791     | O III, O II   | 0,23  | 0,21  | 0,18  | 0,35  | 0,26  | 0,40      | 0,44+0,22 |       | 0,31      | 0,19      |

Таблица 2 (продолжение)

| $\lambda, \text{Å}$ | 1963 г.                                |                                  |                                 |                                 | 1964 г.                         |                                 |                                 |                                 | 1965 г.                          |  |
|---------------------|--|----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|--|
|                     | 29.XII                                 | 3.XI                             | 7.II                            | 22.X                            | 4.XI                            | 8.XI                            | 10.XI                           | 3.XII                           | 2.I                              | 26.I   |
|                     | $0^p, 22$<br>$1^d, 30$<br>$r_r(I) = 0$ | $0^p, 90$<br>$5^d, 16$<br>$+100$ | $0^p, 82$<br>$2^d, 90$<br>$-85$ | $0^p, 45$<br>$2^d, 60$<br>$-90$ | $0^p, 72$<br>$4^d, 15$<br>$+15$ | $0^p, 42$<br>$2^d, 40$<br>$-90$ | $0^p, 77$<br>$4^d, 44$<br>$+40$ | $0^p, 76$<br>$5^d, 34$<br>$+30$ | $0^p, 98$<br>$5^d, 63$<br>$+115$ | $0^p, 15$<br>$0^d, 84$<br>$+70 \text{ км/сек}$ |

Si IV

|      |      |      |      |      |      |      |       |      |      |      |
|------|------|------|------|------|------|------|-------|------|------|------|
| 4654 | 0,16 | 0,27 | 0,20 | 0,23 | 0,08 | 0,08 | 0,08  | 0,24 | 0,23 | 0,15 |
| 4631 | 0,23 | 0,29 | 0,35 | 0,30 | 0,12 | 0,12 | 0,28: |      | 0,20 | 0,12 |
| 4212 | 0,39 | 0,42 | 0,74 | 0,48 | 0,54 | 0,61 | 0,61  |      | 0,32 | 0,16 |
| 4416 | 0,95 | 0,85 | 1,04 | 0,86 | 0,45 | 0,77 | 0,77  |      | 0,61 | 0,52 |
| 4089 |      |      |      |      |      |      |       |      | 0,61 | 0,48 |

Mg II

|      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 4481 | 0,17 | 0,26 | 0,34 | 0,29 | 0,19 | 0,38 | 0,38 | 0,25 | 0,30 | 0,29 |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|

O II

|         |      |      |      |      |      |       |  |  |      |  |
|---------|------|------|------|------|------|-------|--|--|------|--|
| 4701    | 0,42 | 0,21 | 0,39 | 0,23 | 0,22 |       |  |  | 0,20 |  |
| 4696    |      |      |      |      |      |       |  |  |      |  |
| 4676—74 |      |      |      |      |      |       |  |  |      |  |
| 4662    | 0,32 | 0,32 | 0,41 | 0,35 | 0,16 |       |  |  | 0,13 |  |
| 4650    | 0,34 | 0,20 | 0,25 | 0,24 | 0,25 | 0,18: |  |  | 0,12 |  |
| 4638    | 1,64 | 1,32 | 1,23 | 1,60 | 1,17 |       |  |  | 1,25 |  |
| 4465    | 0,33 | 0,27 | 0,53 | 0,47 | 0,22 | 0,17  |  |  | 0,17 |  |
|         | 0,20 | 0,12 |      | 0,26 | 0,20 |       |  |  | 0,22 |  |

|             |       |      |      |      |      |           |  |  |      |      |           |      |
|-------------|-------|------|------|------|------|-----------|--|--|------|------|-----------|------|
| 4415-17     |       |      |      |      |      |           |  |  |      |      |           |      |
| 4366,9      | 0,28  | 0,43 | 0,21 | 0,40 | 0,13 | 0,16      |  |  |      | 0,36 |           |      |
| 4351-47     | 0,33  | 0,45 | 0,51 | 0,58 | 0,42 | 0,12      |  |  |      |      |           |      |
| 4327-32     |       | 0,22 | 0,20 | 0,25 | 0,07 | 0,52      |  |  |      |      |           |      |
| 4317-20     | 0,27  | 0,45 | 0,57 | 0,36 | 0,30 | 0,38      |  |  |      |      |           |      |
| 4304        | 0,25  | 0,12 | 0,24 | 0,25 | 0,04 | 0,34      |  |  |      |      |           |      |
| 4276        | 0,29  | 0,27 | 0,30 | 0,28 | 0,08 | 0,14      |  |  |      |      |           |      |
| 4254        | 0,16  | 0,20 | 0,24 | 0,35 |      |           |  |  |      |      |           |      |
| 4187        | 0,38  | 0,23 | 0,39 | 0,42 | 0,46 | 0,13+0,29 |  |  |      |      |           |      |
| 4156-53     | 0,09: | 0,20 | 0,45 | 0,56 | 0,17 | 0,59      |  |  |      |      |           |      |
| 4085-83     |       | 0,30 | 0,36 | 0,27 | 0,32 | 0,30      |  |  |      |      |           |      |
| 4074-70     | 0,15  | 0,30 | 0,86 | 0,40 | 0,71 | 0,16      |  |  |      | 0,22 |           |      |
| 4072-68     | 0,44  | 0,80 | 0,27 | 0,35 | 0,07 | 0,40      |  |  |      | 0,45 |           |      |
| 4061        | 0,16  | 0,27 | 0,27 | 0,20 | 0,13 | 0,18      |  |  |      | 0,18 |           |      |
| 3912        | -0,09 | 0,21 | 0,26 | 0,20 | 0,06 | 0,14      |  |  |      | 0,14 |           |      |
| +C III      |       |      |      |      |      |           |  |  |      |      |           |      |
| O III       |       |      |      |      |      |           |  |  |      |      |           |      |
| 5593        |       |      |      |      |      |           |  |  | 0,60 |      | 0,32      | 0,24 |
| 3982        | 0,53  | 0,30 | 0,46 | 0,77 | 0,12 | 0,32      |  |  | 0,17 |      | 0,32      | 0,30 |
| 3791        | 0,23  | 0,21 | 0,18 | 0,35 | 0,20 | 0,40      |  |  | 0,40 | 0,42 | 0,31      | 0,19 |
| 3759,9-57,2 |       | 0,38 | 0,46 | 0,38 | 0,31 | 0,90      |  |  | 0,14 |      | 0,40+0,14 | 0,57 |
| 3654,7      |       | 0,26 | 0,38 | 0,38 | 0,21 | 0,22      |  |  | 0,36 |      | 0,16      | 0,27 |
| N II        |       |      |      |      |      |           |  |  |      |      |           |      |
| 4447        | 0,10  | 0,20 | 0,26 | 0,21 | 0,08 | 0,36      |  |  |      | 0,10 | 0,13      | 0,21 |
| 3995        | 0,14  | 0,23 | 0,12 | 0,24 | 0,15 | 0,22      |  |  |      |      |           | 0,20 |
| 3954-56     | 0,20  | 0,15 | 0,30 | 0,24 | 0,14 | 0,36      |  |  |      |      | 0,09      | 0,19 |
| 3947-45     |       |      |      |      |      | 0,22      |  |  |      |      | 0,12      | 0,14 |
| 3905        | 0,24  | 0,18 | 0,18 | 0,27 | 0,03 | 0,18      |  |  |      |      |           |      |

Т а б л и ц а 2 (окончание)

| $\lambda, \text{\AA}$ | 1963 г.         |                  |         |         |         |         |           |           |         |         | 1964 г. |           |         |         | 1965 г. |         |         |         |         |         |         |         |         |         |      |      |
|-----------------------|-----------------|------------------|---------|---------|---------|---------|-----------|-----------|---------|---------|---------|-----------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|------|------|
|                       | 29. XI          |                  | 3. XII  |         | 6. I    |         | 7. II     |           | 22. X   |         | 4. XI   |           | 8. XI   |         | 10. XI  |         | 3. XII  |         | 2. I    |         | 26. I   |         |         |         |      |      |
|                       | $\nu_p$ (I) = 0 | $\nu_p$ (II) = 0 | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$   | $\nu_d$   | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$   | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$ | $\nu_p$ | $\nu_d$ |      |      |
|                       | <b>N III</b>    |                  |         |         |         |         |           |           |         |         |         |           |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |      |      |
| 4634,2                | 0,46            | 0,09             | 0,18    | 0,17    | 0,46    | 0,16    | 0,46      | 0,36      | 0,28:   | 0,13    | 0,43    | 0,36      | 0,46    | 0,36    | 0,28:   | 0,43    | 0,36    | 0,28:   | 0,43    | 0,36    | 0,46    | 0,36    | 0,28:   | 0,43    | 0,36 |      |
| 4535,1                | 0,29            | 0,26             | 0,46    | 0,25    | 0,41    | 0,41    | 0,14      | 0,14      | 0,22    | 0,13    | 0,10    | 0,14      | 0,14    | 0,22    | 0,22    | 0,10    | 0,14    | 0,22    | 0,10    | 0,14    | 0,14    | 0,22    | 0,10    | 0,14    | 0,22 |      |
| 4523,6                | 0,28            | 0,32             | 0,65    | 0,89    | 0,17    | 0,17    | 0,65+0,46 | 0,65+0,46 | 0,20    | 0,13    | 0,12    | 0,65+0,46 | 0,20    | 0,20    | 0,24+   | 0,12    | 0,20    | 0,24+   | 0,12    | 0,20    | 0,24+   | 0,12    | 0,20    | 0,24+   | 0,12 |      |
| 4518—15               | 0,42            | 0,18             | 0,40    | 0,26:   | 0,16    | 0,16    | 0,15      | 0,15      | 0,16    | 0,13    | 0,12    | 0,15      | 0,16    | 0,16    | 0,16    | 0,12    | 0,15    | 0,16    | 0,16    | 0,12    | 0,15    | 0,16    | 0,16    | 0,12    | 0,15 |      |
| 4379—77               | 0,13            | 0,18             | 0,15    | 0,25    | 0,09    | 0,10    | 0,26      | 0,26      | 0,21    | 0,13    | 0,09    | 0,26      | 0,26    | 0,21    | 0,21    | 0,09    | 0,26    | 0,21    | 0,09    | 0,10    | 0,09    | 0,26    | 0,21    | 0,09    | 0,10 |      |
| 4195                  | 0,08            | 0,13             | 0,27    | 0,15    | 0,08    | 0,08    | 0,08      | 0,08      | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08      | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08    | 0,08 |      |
| 4097                  |                 |                  |         |         |         |         |           |           |         |         |         |           |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |      |      |
| 4003                  |                 |                  |         |         |         |         |           |           |         |         |         |           |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |         |      |      |
| 3933                  | Межзвездн.      | 0,09             | 0,36    | 0,18    | 0,24    | 0,12    | 0,21      | 0,21      | 0,10    | 0,10    | 0,12    | 0,21      | 0,10    | 0,10    | 0,12    | 0,21    | 0,10    | 0,10    | 0,12    | 0,21    | 0,10    | 0,10    | 0,12    | 0,21    | 0,10 |      |
| 5895,92               | Межзвездн.      | 0,23             | 0,26    | 0,21    | 0,24    | 0,24    | 0,49      | 0,49      | 0,49    | 0,99:   | 0,21    | 0,49      | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49    | 0,49 | 0,49 |
| 5875,99               | »               | 0,26             | 0,50    | 0,36    | 0,29    | 0,43    | 0,43      | 0,43      | 0,43    | 0,89:   | 0,36    | 0,43      | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43    | 0,43 | 0,43 |

\* Видны узкие линии на расстоянии 1,5 А от центра линии.

\*\* Видны узкие линии на расстоянии 2,1—2,6 А от центра линии.

\*\*\* На абсорбцию накладывается эмиссионное ядро, отмечено как (А + Е).



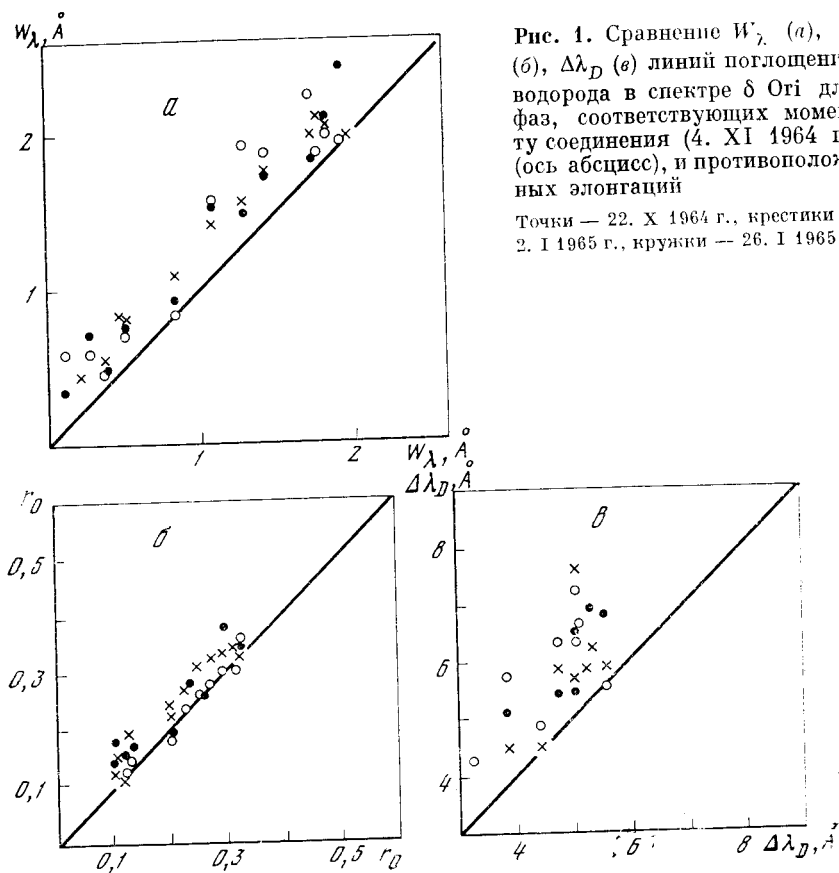


Рис. 1. Сравнение  $W_\lambda$  (а),  $r_0$  (б),  $\Delta\lambda_D$  (в) линий поглощения водорода в спектре  $\delta$  Ori для фаз, соответствующих моменту соединения (4. XI 1964 г.) (ось абсцисс), и противоположных элонгаций  
 Точки — 22. X 1964 г., крестики — 2. I 1965 г., кружки — 26. I 1965 г.

соответствующих элонгациям (22.X 1964 г., 2.I 1965 г., фазы 0<sup>h</sup>45 и 0<sup>h</sup>99) и близких к шим (26.I 1965 г., фаза 0<sup>h</sup>15)  $W_\lambda$ , глубины и полуширины линий водорода заметно усилены в сравнении с фазой, соответствующей соединению (4.XI 1964 г., фаза 0<sup>h</sup>72). На рис. 1 показано сравнение  $W_\lambda$ , глубин  $r_0$  и полуширин  $\Delta\lambda_D$  для момента, соответствующего соединению, с соответствующими значениями для моментов элонгаций. Следует заметить, что аналогичные изменения эквивалентных ширин, глубин и полуширин линий наблюдались нами ранее [13] в спектре сверхмассивной спектрально-двойной системы HD 47129. Возможно, в какой-то степени здесь сказывается влияние вторичного компонента, но, как будет показано ниже, влияние спектра вторичного компонента на сложный спектр не должно быть большим.

## 2.2. Оценка спектрального класса и светимости главного компонента $\delta$ Ori

Поскольку линии поглощения не только водорода, но и других ионов показывают переменность с фазой орбитального периода, были оценены спектральный класс и светимость  $M_V$  для всех наблюдаемых фаз. Для оценок были использованы критерии двумерной спектральной классификации, разработанные И. М. Копыловым [7] и А. А. Боярчуком [14]. Для исследуемого спектрального интервала оказалось возможным в качестве критериев использовать отношение интенсивностей линий He I к He II (их мы назовем первой группой критериев) и отношения Si IV к He II, Si III к He II, Si III к Si IV и Si III к C III + O II (вторая группа критериев). В результате оказалось, что первая группа дает более ранний

Таблица 3

| $\lambda, \text{Å}$ | Идентификация          | 29.XI 1963 г.           |                      |                             | 3.XII 1963 г.           |       |                             | 6.I 1964 г.             |       |                             | 7.II 1964 г.            |       |                             |
|---------------------|------------------------|-------------------------|----------------------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|
|                     |                        | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$                | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ |
|                     |                        | 6562                    | $H_{\alpha} + He II$ | 2,61                        | 0,27                    | 9,0   | 3,25                        | 0,32                    | 7,8   | 2,73                        | 0,29                    | 7,8   | 3,00                        |
| 4861                | $H_{\beta} + He II$    | 2,37                    | 0,36                 | 5,6                         | 2,02                    | 0,32  | 5,6                         | 1,80                    | 0,29  | 5,6                         | 3,03                    | 0,28  | 9,8                         |
| 4340                | $H_{\gamma} + He II$   | 1,82                    | 0,33                 | 4,4                         | 1,82                    | 0,31  | 4,2                         | 2,28                    | 0,35  | 4,5                         | 2,17                    | 0,29  | 6,7                         |
| 4102                | $H_{\delta} + He II$   | 2,34                    | 0,31                 | 7,3                         | 2,34                    | 0,32  | 6,4                         | 2,82                    | 0,34  | 8,3                         | 2,34                    | 0,30  | 7,6                         |
| 3970                | $H_{\epsilon} + He II$ | 1,86                    | 0,31                 | 5,8                         | 1,93                    | 0,30  | 5,9                         | 2,31                    | 0,33  | 5,8                         | 1,71                    | 0,30  | 4,5                         |
| 3889                | $H_{\delta} + He II$   | 1,97                    | 0,31                 | 4,5                         | 2,26                    | 0,29  | 6,1                         | 1,49                    | 0,28  | 4,6                         | 1,76                    | 0,26  | 6,1                         |
| 3835                | $H_{\theta}$           | 1,67                    | 0,31                 | 5,2                         | 1,90                    | 0,26  | 5,9                         | 1,90                    | 0,29  | 5,9                         | 1,53                    | 0,22  | 6,8                         |
| 3798                | $H_{10}$               | 1,94                    | 0,26                 | 7,3                         | 1,60                    | 0,25  | 6,1                         | 1,60                    | 0,28  | 5,3                         | 1,33                    | 0,21  | 6,0                         |
| 3771                | $H_{11}$               |                         |                      |                             | 1,50                    | 0,22  | 6,0                         | 1,26                    | 0,20  | 4,0                         | 1,44                    | 0,22  | 6,0                         |
| 3750                | $H_{12}$               |                         |                      |                             | 0,91                    | 0,20  | 6,0                         | 0,82                    | 0,20  | 3,8                         | 0,85                    | 0,16  | 4,5                         |
| 3734                | $H_{13}$               |                         |                      |                             | 0,88                    | 0,15  | 6,0                         | 0,76                    | 0,14  | 5,3                         | 0,49                    | 0,14  | 3,0                         |
| 3722                | $H_{14}$               |                         |                      |                             | 0,52                    | 0,12  |                             | 0,41                    | 0,11  |                             | 0,42                    | 0,08  |                             |
| 3712                | $H_{15}$               |                         |                      |                             | 0,58                    | 0,10  |                             | 0,23                    |       |                             | 0,49                    | 0,12  |                             |
| 3704                | $H_{16} + He I$        |                         |                      |                             | 0,44                    | 0,11  |                             | 0,30                    |       |                             | 0,58                    | 0,11  |                             |
| 3697                | $H_{17} + O III$       |                         |                      |                             |                         |       |                             |                         |       |                             |                         |       |                             |

спектральный класс: спектральный класс оценивается в интервале O8,4 — O9,4. По второй группе спектральный класс оценивается более поздним: O8,8—O9,6. Полученные оценки спектрального класса приведены в табл. 4 (столбцы 3 и 4 соответственно) по первой и второй группе критериев. Среднее из этих значений для каждой даты приведено в столбце 5. Как видно из таблицы, спектральный класс главного компонента изменяется с фазой в пределах O8,5—O9,6, ошибка определения спектрального класса не превышает 0,15 спектрального подкласса. Для наглядности изменения спектрального класса с фазой периода показаны на рис. 2. На этом рисунке внизу приведена кривая лучевых скоростей  $v_r$ , оценки спектрального класса с ошибками их определения (вертикальные черточки), светимости для разных фаз и далее кривая блеска из [8]. Вертикальными штрихами на кривой  $v_r$  отмечены фазы наших наблюдений. Как видно из рисунка, ход изменения спектрального класса, оцененного по первой группе критериев (кружки) и по второй группе (крестики), одинаков. Обращает на себя внимание резкое изменение спектрального класса (от O9,5 до O8,5) у фазы, близкой к O $\phi$ 5 (в момент элонгации).

Отношение Si III к Si IV, согласно критериям А. А. Боярчука [14], дает спектральный класс в среднем по всем фазам O9,5, а интенсивность

Таблица 4

| Дата          | Фаза<br>(в долях $p$ ) | Sp'  | Sp'' | $\bar{Sp}$       | $M_V (H I)$ |
|---------------|------------------------|------|------|------------------|-------------|
| 29.XI 1963 г. | 0,22                   | O8,9 | O9,5 | $O9,2 \pm 0,16$  | $-5^m,25$   |
| 3.XII         | 0,90                   | O8,1 | O8,9 | $O8,5 \pm 0,43$  | $-5,20$     |
| 6.I 1964 г.   | 0,85                   | O8,6 | O9,4 | $O9,0 \pm 0,27$  | $-5,00$     |
| 7.II          | 0,42                   | O9,6 | O9,7 | $O9,6 \pm 0,08$  | $-5,25$     |
| 22.X          | 0,45                   | O8,6 | —    | O8,6—            | $-5,25$     |
| 4.XI          | 0,72                   | O8,5 | O9,1 | $O8,8 \pm 0,25$  | $-5,68$     |
| 8.XI          | 0,42                   | O8,3 | O8,6 | $O8,45 \pm 0,22$ | $-5,28$     |
| 2.I 1965 г.   | 0,98                   | O9,1 | O9,2 | $O9,2 \pm 0,13$  | $-5,32$     |
| 26.I          | 0,15                   | O8,5 | O8,8 | $O8,6 \pm 0,15$  | $-5,15$     |

| 22.X 1964 г.            |       |                             | 4.XI 1964 г.            |       |                             | 8.XI 1964 г.            |       |                             | 2.I 1965 г.             |       |                             | 26.I 1965 г.            |       |                             |
|-------------------------|-------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|-------------------------|-------|-----------------------------|
| $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ | $W_{\lambda}, \text{Å}$ | $r_0$ | $\Delta\lambda_D, \text{Å}$ |
| 1,90                    | 0,28  | 6,5                         |                         |       |                             |                         |       |                             |                         |       |                             | 2,52                    | 0,27  | 6,6                         |
| 2,54                    | 0,34  | 6,5                         |                         |       |                             |                         |       |                             |                         |       |                             | 2,03                    | 0,43  | 5,4                         |
| —                       | —     | —                           | 1,77                    | 0,32  | 5,2                         | 1,87                    | 0,36  | 4,1                         | 2,09                    | 0,33  | 5,8                         | 1,86                    | 0,32  | 5,8                         |
| 1,82                    | 0,34  | 5,4                         | 1,73                    | 0,32  | 5,0                         | 2,20                    | 0,38  | 4,85                        | 1,97                    | 0,32  | 7,6                         | 2,23                    | 0,30  | 6,6                         |
| 2,41                    | 0,38  | 6,8                         | 1,93                    | 0,29  | 5,5                         | 2,49                    | 0,35  | 6,2                         | 1,94                    | 0,33  | 5,8                         | 1,94                    | 0,29  | 5,5                         |
| 2,09                    | 0,32  | 5,4                         | 1,83                    | 0,27  | 4,7                         | 1,83                    | 0,32  | 5,0                         | 2,04                    | 0,32  | 5,8                         | 1,98                    | 0,27  | 6,3                         |
| 1,72                    | 0,26  | 6,2                         | 1,43                    | 0,25  | 5,3                         | 1,75                    | 0,31  | 5,6                         | 1,76                    | 0,31  | 6,2                         | 1,87                    | 0,26  | 6,2                         |
| 1,48                    | 0,28  | 5,35                        | 1,28                    | 0,23  | 5,0                         | 1,17                    | 0,26  | 4,8                         | 1,56                    | 0,27  | 5,6                         | 1,77                    | 0,23  | 7,2                         |
| 1,53                    | 0,22  | 6,3                         | 1,08                    | 0,20  | 5,0                         | 1,86                    | 0,24  | 6,8                         | 1,21                    | 0,24  | 4,0                         | 1,57                    | 0,22  | 6,3                         |
| 0,91                    | 0,19  | 5,1                         | 0,83                    | 0,20  | 3,8                         | 0,83                    | 0,21  | 4,0                         | 1,08                    | 0,22  | 4,4                         | 0,82                    | 0,18  | 5,7                         |
| 0,75                    | 0,17  | 4,4                         | 0,50                    | 0,13  | 4,4                         | 0,83                    |       |                             | 0,80                    | 0,19  | 4,4                         | 0,69                    | 0,14  | 4,8                         |
| 0,47                    | 0,15  | 3,1                         | 0,38                    | 0,12  | 3,2                         | 0,83                    |       |                             | 0,54                    | 0,11  |                             | 0,46                    | 0,12  | 4,2                         |
| 0,35                    | 0,14  |                             | 0,11                    | 0,10  |                             | 0,86                    |       |                             | 0,24                    | 0,12  |                             | 0,58                    | 0,12  |                             |
| 0,72                    | 0,18  |                             | 0,27                    | 0,12  |                             | 0,89                    |       |                             | 0,42                    | 0,15  |                             | 0,58                    | 0,12  |                             |
| 0,18                    | 0,09  |                             |                         |       |                             |                         |       |                             |                         |       |                             | 0,33                    | 0,07  |                             |

линии He II  $\lambda$  4542 соответствует спектральному классу примерно O8,0.

Значения  $M_V$ , которые приведены в последнем столбце табл. 4 определялись по линиям водорода. Найденные значения показывают неправильные флуктуации с фазой, значительно превышающие изменения блеска.

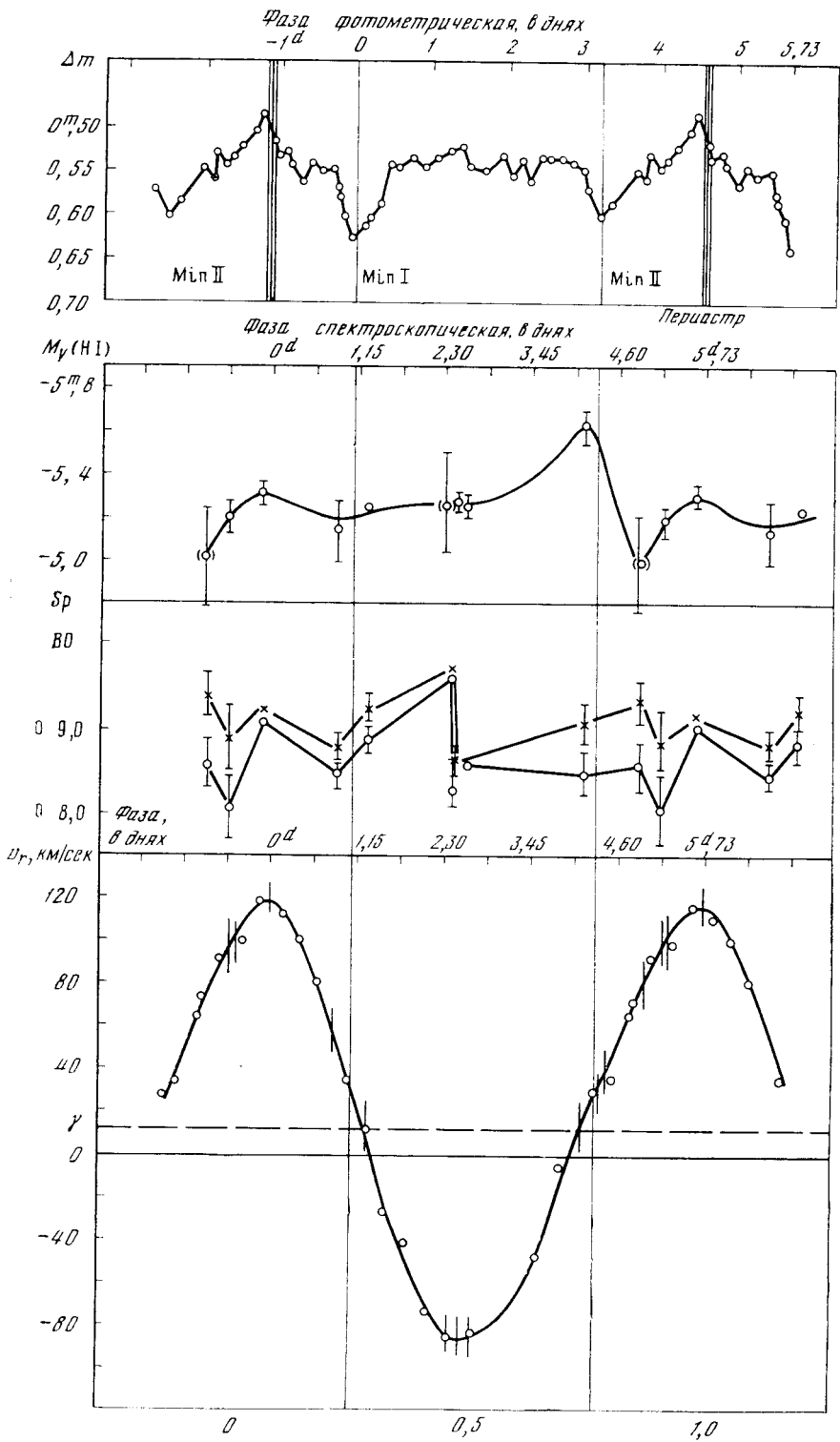
### 2.3. Анализ профилей наиболее характерных линий и участков спектра $\delta$ Ori

Как уже отмечалось выше, и линии водорода, и наиболее сильные линии He I показывают переменность со временем как общего вида контура, так и эквивалентных ширин, полуширин и глубин. Эти изменения трудно объяснить чисто орбитальным движением.

На рис. 3 и 4 показаны профили линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и прилегающих к ним участков спектра в единицах непрерывного спектра. Здесь можно видеть, что в отдельных элонгациях линии водорода  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  как будто показывают намек на присутствие линий вторичного компонента. В этом смысле заслуживают внимания контуры  $H_{\alpha}$  2.I 1965 г., 7.II 1964 г.;  $H_{\beta}$  2.I 1965 г. Линия He I  $\lambda$  5876 (рис. 5) также асимметрична; линии He I  $\lambda$  4471 и 4026 (рис. 6) имеют довольно сложную структуру. Так, например, в элонгации, когда главный компонент приближается ( $v_r(1) = -90$  км/сек, 8.XI 1964 г.) и у  $\lambda$  4471 He I, и у  $\lambda$  4026 заметны довольно сильные линии с длинноволновой стороны, на расстоянии  $\sim 325$  км/сек. В противоположной же элонгации ( $v_r(1) = -115$  км/сек, 2.I 1965 г.) у  $\lambda$  4471 усилено коротковолновое крыло. Пока трудно сделать утвердительные заключения, чем обусловлены выступы в том и другом случаях.

В сложном спектре  $\delta$  Ori помимо линий водорода и нейтрального и ионизированного гелия наблюдаются линии ионов C III, C IV, Si III, Si IV, многочисленные, но довольно слабые линии иона O II и некоторые другие, возникающие с возбужденных уровней. Наиболее сильными из этих линий являются линии Si IV  $\lambda$  4089 и  $\lambda$  4116, бленда C III - O II  $\lambda$  4650.

В исследуемой нами области спектра не обнаружено сдвигов абсорбционных компонент, подобно найденным, как упоминалось выше, в резонансных линиях в ультрафиолете. Однако заметны различия в дифферен-



**Рис. 2.** Изменение спектрального класса и светимости главного компонента  $\delta$  Ori с фазой орбитального периода  
Внизу кривая  $v_r$  (1) [5]. Вертикальные черточки — моменты наших наблюдений. В верхней части рисунка — кривая блеска [8]

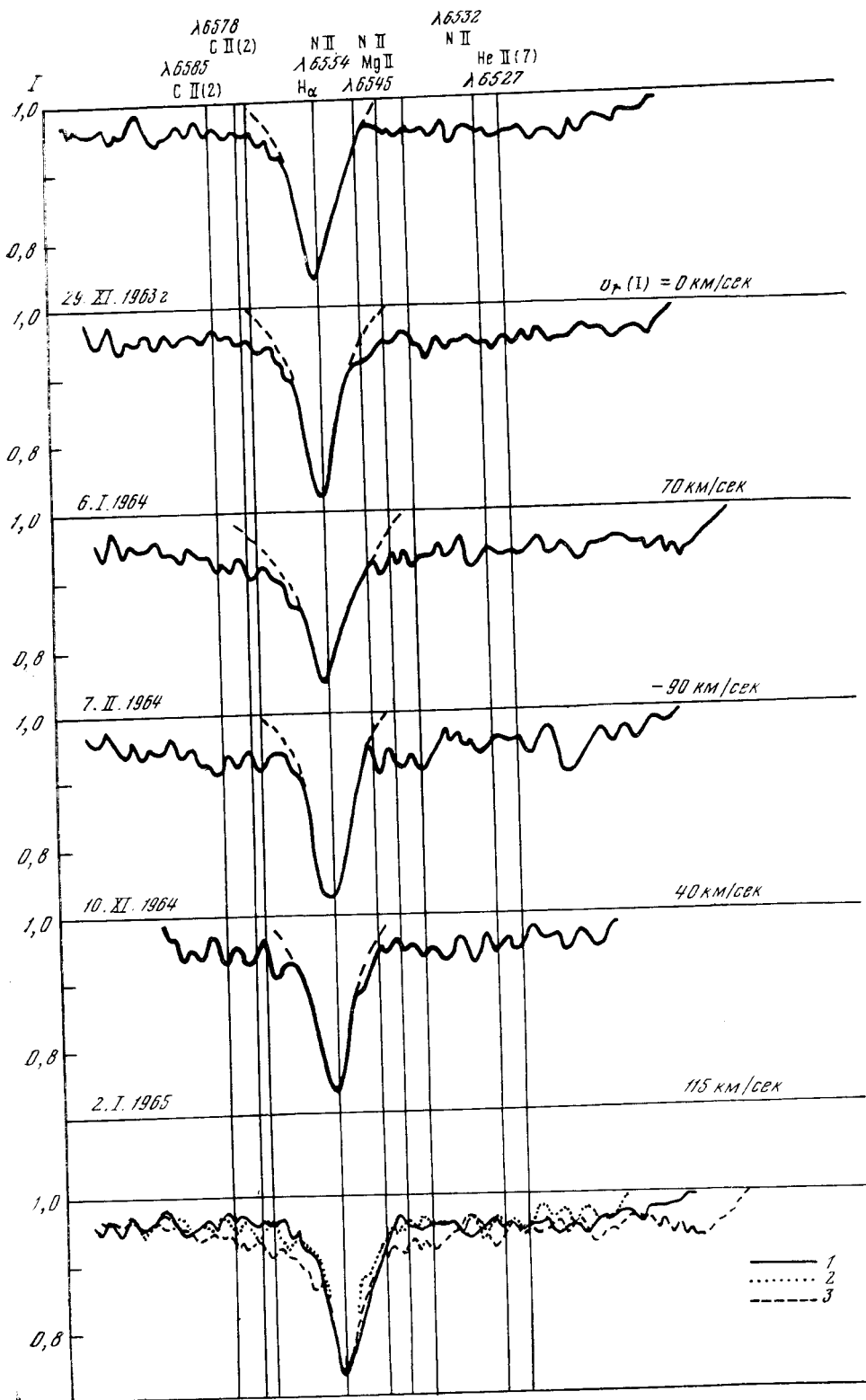


Рис. 3. Контуры линии  $H\alpha$  (в единицах непрерывного спектра) для разных фаз орбитального периода

В нижней части рисунка сравниваются путем совмещения центра линии  $H\alpha$ , приведенные выше контуры за три фазы, соответствующие: соединению (1) и двум противоположным элонгациям (2 и 3). 1 — 29. XI 1963 г.,  $v_r(I) = 0$  км/сек; 2 — 2. I 1965 г.,  $v_r(I) = +115$  км/сек; 3 — 7. II 1964 г.,  $v_r(I) = -90$  км/сек

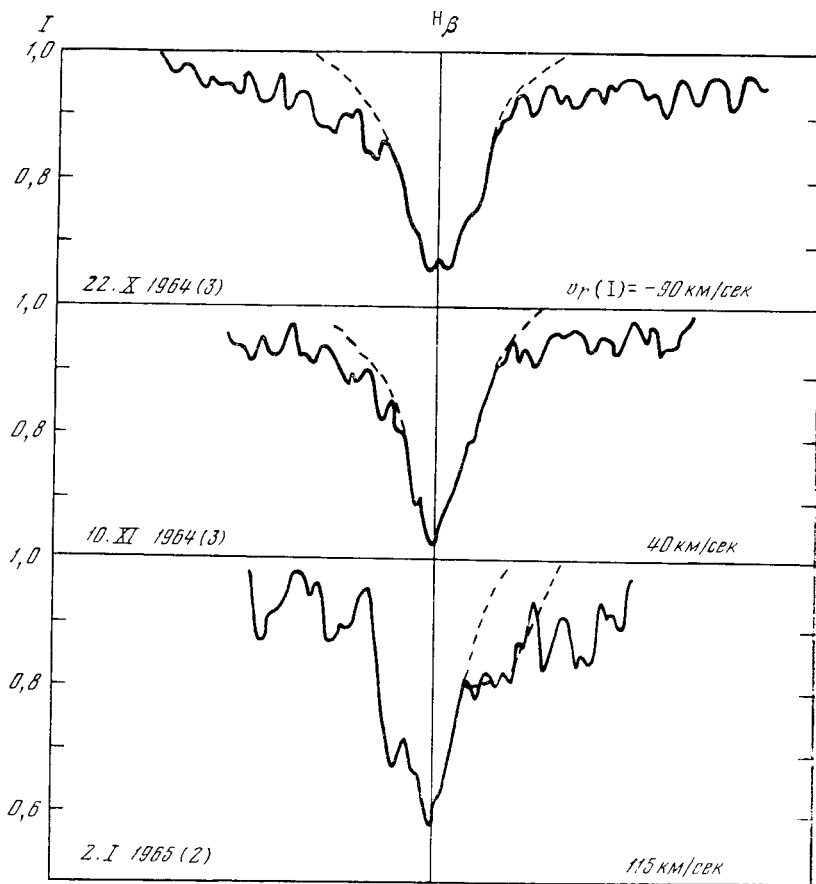


Рис. 4. Контур линии Н для трех разных фаз

циальных сдвигах линий разных ионов. Наличие различных дифференциальных сдвигов линий в атмосферах гигантов и сверхгигантов уже отмечалось ранее. Можно полагать, что эти различия в дифференциальных сдвигах линий являются следствием стратификации вещества в протяженной атмосфере и, как можно полагать, немалую роль здесь играют движения с большими скоростями, найденными по резонансным линиям.

В исследуемой нами области спектра на наличие протяженной оболочки в системе  $\delta$  Ori указывает профиль линии C III  $\lambda 5696$ , который показан на рис. 7. Здесь приведен участок спектра в единицах непрерывного спектра от  $\lambda 5876$  до  $\lambda 5590$  для различных фаз наблюдений. Линия поглощения C III  $\lambda 5696$  заполнена эмиссией, хотя и слабой, но с заметными крыльями. Эмиссионное ядро почти попадает на центр  $\lambda 5696$ , и слабые крылья простираются примерно на  $10 \text{ \AA}$ , что соответствует скорости расширения  $500\text{--}600 \text{ км/сек}$ . Вилсон [6] выделял здесь эмиссию несколько большей интенсивности. Возможно, это есть результат различного проведения непрерывного спектра или мы имеем дело с явной переменностью эмиссии. Этот факт заслуживает внимания и дальнейшего изучения.

Как было сказано выше, обнаруженные в ультрафиолетовом спектре смещенные абсорбционные компоненты резонансных линий дублетов Si IV, C IV показывают скорости расширения  $\sim 1400 \text{ км/сек}$ . То, что линия C III  $\lambda 5696$  дает меньшее значение скорости расширения,  $\sim 550 \text{ км/сек}$ , не находится в противоречии с вышеприведенным значением  $1400 \text{ км/сек}$ . В ультрафиолетовом спектре линии C II, C III, N V, возникающие с воз-

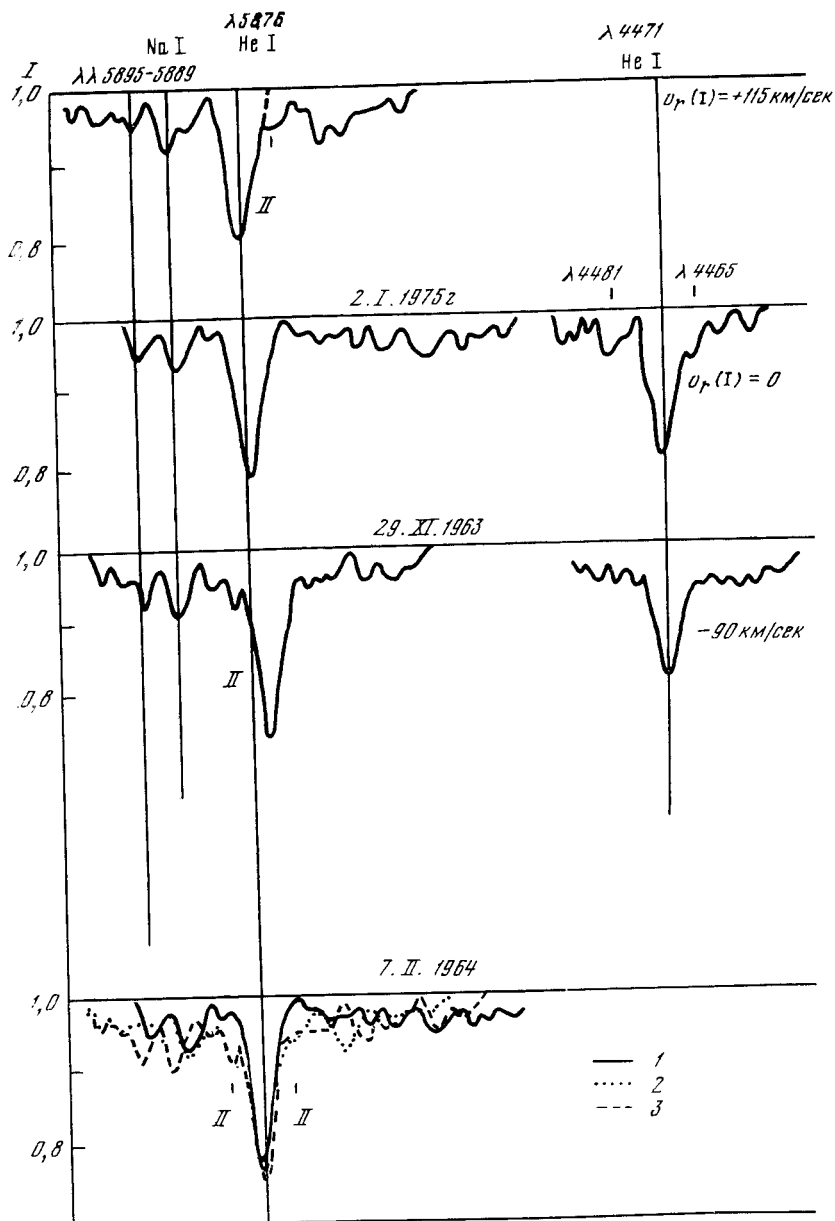


Рис. 5. Контуры линий He I  $\lambda 5876$  и  $\lambda 4471$  (дисперсия  $37 \text{ \AA}/\text{мм}$ ) для моментов: соединения ( $v_r(I) = 0$ ) и двух противоположных элонгаций  
 В нижней части рисунка три вышеприведенных контура  $\lambda 5876$  совмещены  
 1 — 29. XI 1963 г., 2 — 2. I 1965 г., 3 — 7. II 1964 г.

бужденных уровней, также показывают более низкие скорости (порядка  $600 \text{ км/сек}$ ).

В ультрафиолетовом спектре обнаружено также много линий поглощения, не показывающих никаких смещений. Это линии C II, O II, N III и другие, которые возникают с возбужденных уровней и, по мнению авторов, принадлежат фотосфере.

Обнаруженное различие в скоростях расширения по разным линиям, можно полагать, является следствием ускоренного движения вещества от звезды к наружным слоям оболочки. Резонансные линии возникают в

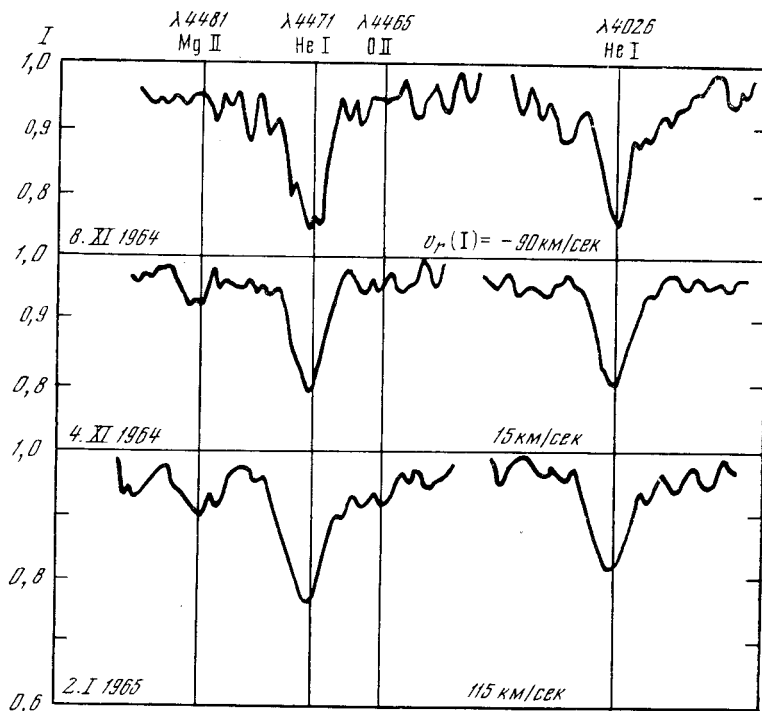


Рис. 6. Контурсы линий He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$  (дисперсия  $15 \text{ \AA}/\text{мм}$ ) в три разные фазы

быстро расширяющейся оболочке низкой плотности, где возбужденные уровни заселены мало, линии же с возбужденных уровней возникают в более глубоких и плотных слоях.

Поскольку наиболее вероятные состояния ионов в спектре  $\delta$  Ogi имеют все свои резонансные линии в далеком ультрафиолете, мы не наблюдаем таких больших смещений (сдвигов) линий в видимой области спектра. Небольшие сдвиги, как уже отмечалось выше, по-видимому, присутствуют.

#### 2.4. Поиски линий вторичного компонента

По записям спектра в интенсивностях был проведен тщательный анализ профилей линий водорода и He I для выявления линий вторичного компонента. Как уже отмечалось, в элонгациях, соответствующей удалению главного компонента ( $v_r(I) = 115 \text{ км/сек}$ , фаза 0.99) и противоположной ( $v_r(I) = -90 \text{ км/сек}$ , фаза 0.45) у линии He I  $\lambda 5876$  можно заподозрить присутствие линий вторичного компонента (см. рис. 5). Если принять отмеченные на рис. 3 и 5 детали контуров  $\lambda 5876$  и  $H_{\alpha}$  за линии вторичного компонента, то измерения относительных смещений этих компонент дают для  $K$  (амплитуды кривых лучевых скоростей) значение  $300 \text{ км/сек}$ , и отношение полуамплитуд  $K_2/K_1$  получается равным  $1.6-1.7$ , а не  $2.6$ , как дано В. Лейтеном и др. [4].

Далее была оценена эквивалентная ширина этих линий вторичного компонента и найдено отношение  $W_{\lambda}(II)/W_{\lambda}(I)$ . Так, 7.II.1964 г.  $W_{\lambda}(II) \lambda 5876$  равна  $0.17 \text{ \AA}$ ,  $W_{\lambda}(I) \lambda 5876$  составляет  $1.40 \text{ \AA}$  и отношение  $W_{\lambda}(II)/W_{\lambda}(I) = 0.12$ , а 2.I.1965 г.  $W_{\lambda}(II) \lambda 5876$  равна  $0.24 \text{ \AA}$ ,  $W_{\lambda}(I) \lambda 5876$  равна  $1.17 \text{ \AA}$  и  $W_{\lambda}(II)/W_{\lambda}(I) = 0.20$ .

Отношение наблюдаемых эквивалентных ширин  $W_{\lambda}(II)/W_{\lambda}(I)$  связано с отношением интенсивностей непрерывных спектров в данной длине волн следующим соотношением:

$$\left[ \frac{W_{\lambda}(II)}{W_{\lambda}(I)} \right]_{\text{набл}} = \left[ \frac{W_{\lambda}(II)}{W_{\lambda}(I)} \right]_{\text{ист}} \cdot \frac{I_2}{I_1} \quad (1)$$



Поскольку в спектре вторичного компонента подозреваются линии He I, то они являются наиболее сильными, и поэтому можно полагать, что спектральный класс вторичного компонента не раньше спектрального класса главного компонента, а может быть и более поздним.

При небольшом различии спектральных подклассов в области O9 — B3 интенсивность линий He I примерно одинакова. В таком случае, можно считать, что профили линий в спектре главного и вторичного компонентов идентичны и  $[W_\lambda(\text{II})/W_\lambda(\text{I})]_{\text{ист}} = 1$ , а найденное отношение  $[W_\lambda(\text{II})/W_\lambda(\text{I})]_{\text{набл}}$  будет определять отношение интенсивностей непрерывных спектров  $I_2/I_1$  и, следовательно,  $\Delta m$ . В таком случае  $\Delta m$  оказывается равной  $2^m3$  и  $1^m7$  для первой и второй дат соответственно. При такой разности величин ( $\Delta m = 2^m0$ ) спектр вторичного компонента проявится лишь очень слабо, и влияние его на спектр главного будет незначительным. В самом деле,  $[W_\lambda(\text{II})]_{\text{ист}}$  оказывается равной  $1.45 \text{ \AA}$ ,  $[W_\lambda(\text{II})]_{\text{набл}} = 0.20$ , тогда как  $[W_\lambda(\text{I})]_{\text{ист}} = 1.50 \text{ \AA}$  при  $[W_\lambda(\text{I})]_{\text{набл}} = 1.29 \text{ \AA}$ , т. е. составляет 13%, что немного превышает точность определения.

Можно считать, что наблюдаемый спектр характеризует атмосферу главного компонента  $\delta \text{ Ori}$ .

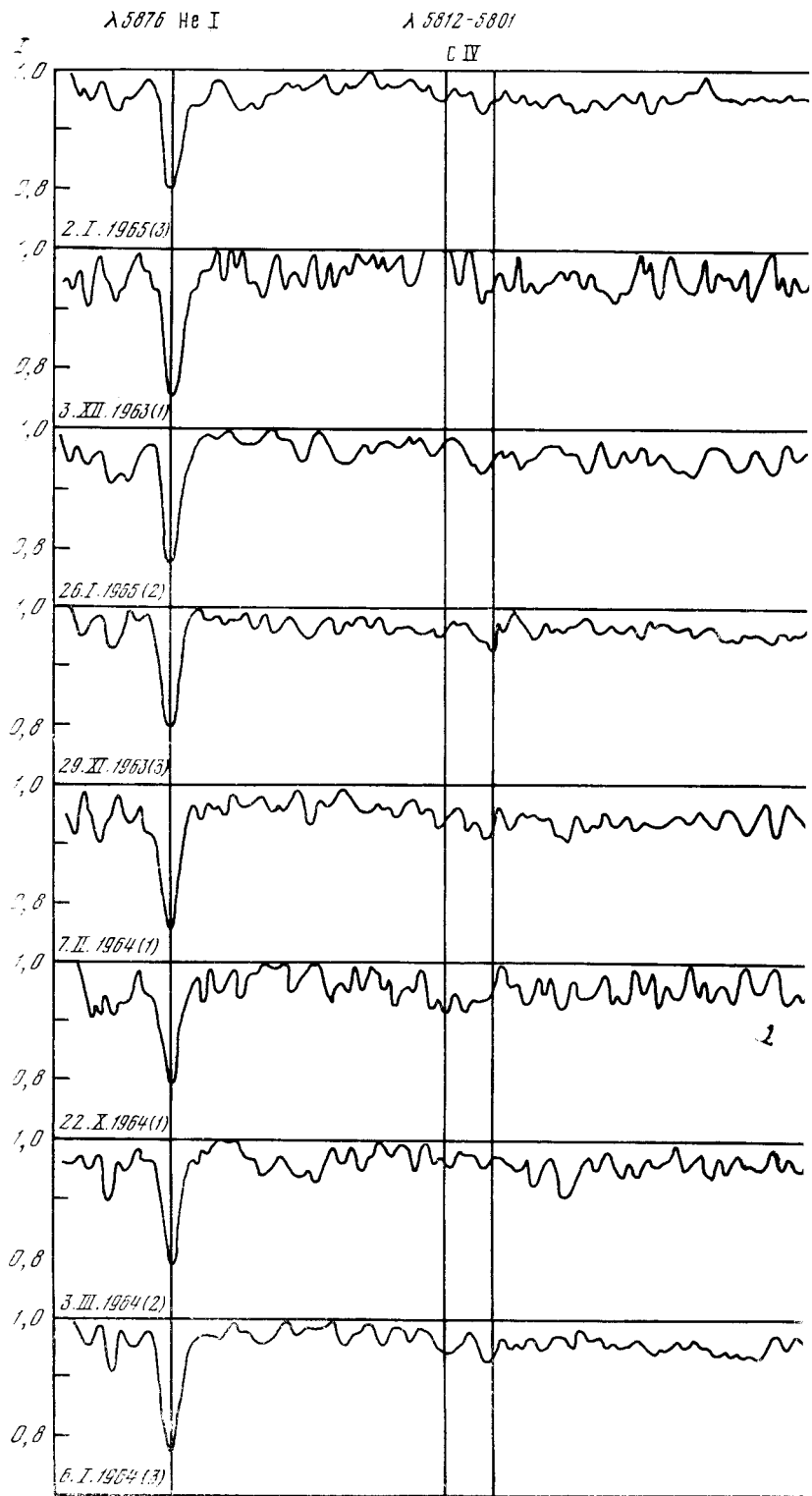
Относительно спектрального класса вторичного компонента заметим следующее. Исходя из положения главного компонента на диаграмме Гернпрунга — Рессела (рис. 8), можно полагать, что спектральный класс вторичного компонента B1. И, следовательно, действительное различие блесков компонентов будет больше  $2^m0$ , примерно  $2^m5$ .

### 3. Кривая блеска и ее особенности

Как было уже отмечено, единственная кривая блеска  $\delta \text{ Ori}$  была получена Стеббинсом [8] по наблюдениям 1910—1912 гг. Других полных рядов фотометрических наблюдений  $\delta \text{ Ori}$  с тех пор не было. Лишь в 1966 г. А. Каусинсом [15] получен ряд оценок блеска  $\delta \text{ Ori}$  с фотометром Фабри, которые показали колебания в пределах  $(1^m76-1^m84) \pm 0^m012$ .

Как видно на рис. 2, кривая блеска  $\delta \text{ Ori}$  имеет два несимметрично расположенных минимума. Между минимумами блеск также меняется, заметно увеличение блеска вблизи периастрия. Стеббинс пытался объяснить колебания блеска между минимумами, но удовлетворительного объяснения не нашел. Высказано предположение, что поверхностная яркость каждого видимого диска неоднородна и что каждое тело ярче на передней стороне своего движения по орбите.

Ввиду того, что остается много неясного в поведении блеска  $\delta \text{ Ori}$  (в частности, флуктуации блеска между минимумами), нами была предпринята попытка наблюдать блеск  $\delta \text{ Ori}$  с помощью 64-см менискового телескопа Крымской астрофизической обсерватории в сезоне 1973/74 гг. Но из-за неблагоприятных погодных условий удалось пронаблюдать лишь небольшую часть кривой блеска между вторичным и главным минимумами (фазы — 3—5.5 дня). Эти наблюдения, выполненные в фильтрах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ , показывают флуктуации блеска между минимумами в несколько сотых звездной величины. Причем замечены колебания блеска и в течение ночи. Возможно, здесь имеют место короткопериодические пульсации с периодом в несколько часов, как скажем, у  $\alpha \text{ Vir}$ . Для выяснения природы фотометрической переменности  $\delta \text{ Ori}$  необходимы дальнейшие наблюдения блеска. Следует отметить, что при наблюдении блеска  $\delta \text{ Ori}$  мы сталкиваемся с трудностью выбора звезды сравнения и контрольной звезды. Во всех до сих пор проведенных наблюдениях в качестве звезды сравнения выбирались  $\epsilon \text{ Ori}$  или  $\zeta \text{ Ori}$  как близко расположенные. Но каждая, по-видимому, имеет собственную переменность. Во всяком случае, колебания блеска в 2—4-х сотых звездной величины наблюдаются у  $\epsilon \text{ Ori}$ . Этот вопрос заслуживает тщательного изучения.



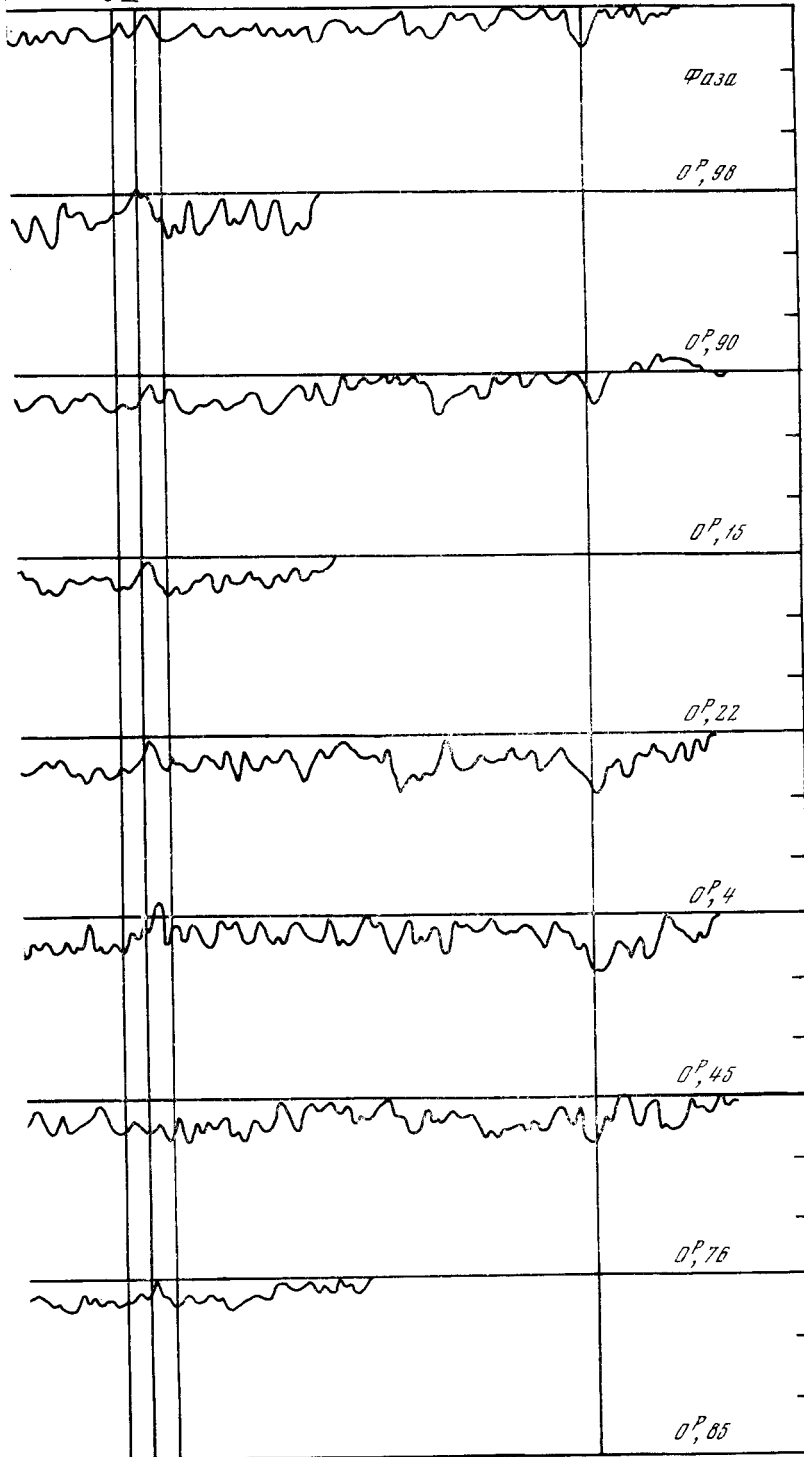
**Рис. 7.** Область спектра от  $\lambda 5876$  до  $\lambda 5590$  Å для разных фаз периода

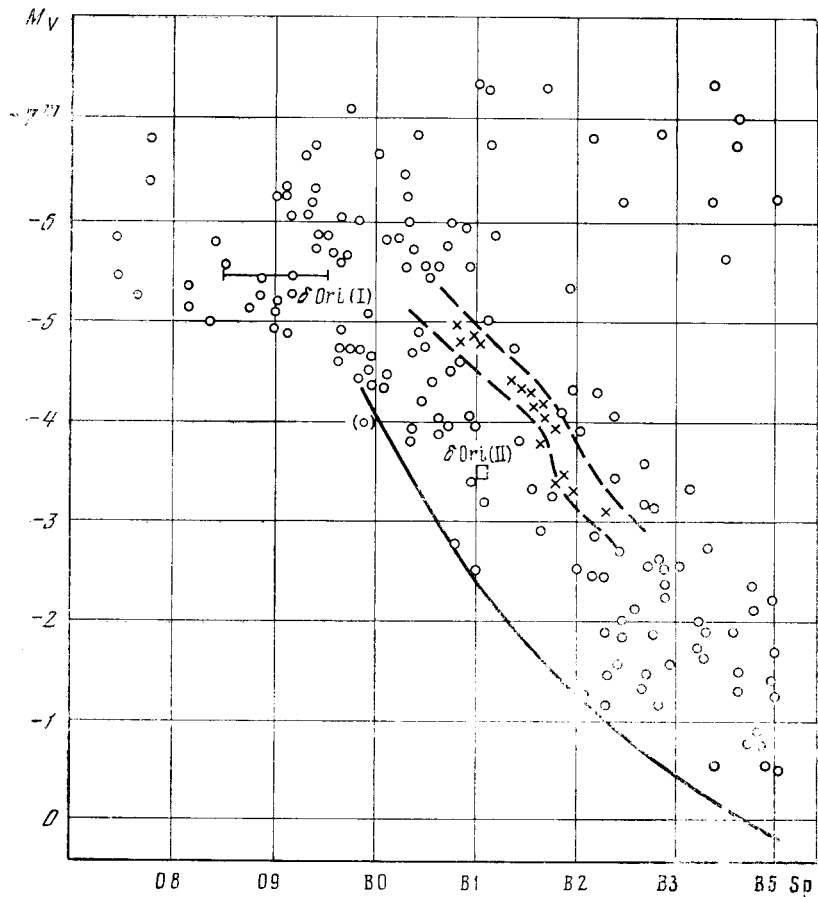
$\lambda 5696$

$\lambda 5592$

C III

O III





**Рис. 8.** Положение главного и вторичного компонентов  $\delta$  Ori на диаграмме H — R. Для главного компонента  $\delta$  Ori показаны (горизонтальной чертой) пределы изменения спектрального класса. Штриховыми линиями выделена зона нестабильности звезд типа  $\beta$  CMa. Сплошная линия — исходная главная последовательность

Но, тем не менее, и из переменности спектрального класса и переменности блеска в максимуме кривой, можно предполагать, что эта переменность обусловлена непрозрачной оболочкой вокруг всей системы, а не индивидуальных компонент, поскольку оболочки вокруг индивидуальных компонент должны искажать кривую блеска только во время затмений. Для уяснения типа, а также структуры оболочки необходимы дальнейшие и не только спектральные и фотометрические, а и поляриметрические наблюдения, и наблюдения в разных областях спектра.

#### 4. Параметры атмосферы главного компонента $\delta$ Ori

##### 4.1. Линии водорода и гелия

Эквивалентные ширины линий водорода и гелия были использованы для определения полного числа атомов водорода на втором уровне, нейтрального гелия на уровнях  $2^3P^0$  и  $2^1P^0$ , ионизированного гелия на уровне  $4^3F$  над  $1 \text{ см}^2$  атмосферы, а также электронной концентрации в атмосфере звезды.

Для определения полного числа атомов H I, He I, He II применялась формула для оптически тонкого слоя

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 k^2}{m c^2} f N_{0,2} H(\text{H I}), \quad (2)$$

Полные числа атомов находились как предельные максимальные значения на кривых зависимости числа атомов на возбужденных уровнях, оцененного по  $W_\lambda$  от номера линии  $n_m$  (для Н I) и от  $\lg f$  (силы осцилляторов) для He I и He II. Такие определения были сделаны для следующих фаз: 0 $\phi$ 72 (4.XI 1964 г.), 0 $\phi$ 99 (2.I 1965 г.), 0 $\phi$ 15 (26.I 1965 г.), 0 $\phi$ 45 (22.X 1964 г.) и 0 $\phi$ 41 (7.II 1964 г.). Найденные таким образом значения  $\lg N_{0,2}H$  (Н I), которые являются нижним пределом величины, приведены в последнем столбце табл. 5. Величины  $\lg N_{0,2}H$  (Н I), полученные для различных фаз, мало различаются, поэтому было взято среднее из всех определений (нижняя строчка). Это среднее оказалось равным 15,58.

Т а б л и ц а 5

| Дата         | Фаза<br>(в долях $p$ ) | $\lg n_e^* (n_m)$ | $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)$ | $\lg N_{0,2}H$ (Н I) |
|--------------|------------------------|-------------------|--------------------------------|----------------------|
| 4.XI 1964 г. | 0,725                  | 13,54             | 14,47                          | 15,50                |
| 2.I 1965 г.  | 0,99                   | 13,50             | 14,51                          | 15,60                |
| 26.I 1965 г. | 0,15                   | 13,60             | 14,68                          | 15,64                |
| 22.X 1964 г. | 0,45                   | 13,43             | 14,34                          | 15,60                |
| 7.II 1964 г. | 0,41                   | 13,60             | 14,73                          | 15,55                |
|              |                        | —                 | —                              | —                    |
|              |                        | 13,53             | 14,55                          | 15,58                |

Следует заметить, что это нижний предел величины  $\lg N_{0,2}H$  (Н I) И. М. Копыловым [16] для этой величины получено несколько более высокое значение — 15,85.

Уместно привести данные, полученные Д. Мортонем и др. [11] по резонансным линиям N V ( $\lambda 1240,1$ ) и Si IV ( $\lambda 1393,8$ ) аналогичным методом, используя формулу для оптически тонкого слоя. Для расстояния от звезды  $R_* = 2 \cdot 10^{12}$  см, где, как полагают авторы [11], начинается постоянная скорость расширения, равная 1400 км/сек, для  $\lg NH$  (N V) и  $\lg NH$  (Si IV) найдены значения 14,90 и 14,68 соответственно.

Д. Мортонем и др. [11] оценены также величины  $\lg NH$  (Н I) и  $\lg NH$  (C IV) для того же расстояния. При этом была принята электронная плотность  $n_e = 5 \cdot 10^9$  см $^{-2}$  и  $T_{эфф} = 10^4$  К. Оказалось, что число атомов водорода остается очень мало  $\lg NH$  (Н I) = 13,04, что может дать для  $W_\lambda$  ( $L_\alpha$ ) значение 0,06 Å (т. е. на пределе видимости), а число ионов C IV на 1 см $^2$  оказывается очень большим,  $\lg NH$  (C IV) = 18,58. Но это последнее значение не достаточно велико, чтобы затухание вследствие излучения давало значительный вклад в расширение линии.

Оценки населенностей уровней  $2^3P$ ,  $2^1P$  He I и  $4^2F$  He II приведены в табл. 6. Величины  $\lg N_{2^1P}H$  (He I) были сведены к величинам  $\lg N_{2^3P}H$  (He I) прибавлением к первым  $\lg (g_{2^3P}/g_{2^1P})$ .

Как видно из таблицы, заметно некоторое различие в населенностях уровней  $2^3P$  и  $2^1P$ . Относительная населенность уровня  $2^1P$  несколько выше населенности уровня  $2^3P$ . Этот результат мы будем обсуждать одновременно с данными, полученными по кривой роста. Электронная плотность по линиям водорода оценивалась двумя способами:

- по последнему номеру бальмеровской линии  $n_m$  из формулы Д. Инглиса и Э. Теллера  $\lg n'_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m$ , где  $n'_e$  — ионная плотность;
- по методу Унзольда из соотношения

$$W_\lambda^{3/2} = KN_{0,2}H (Н I) n_e (R_c 0,45)^{3/2}, \quad (3)$$

примененного к линиям  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ .

Номер последней наблюдаемой линии определялся графической экстраполяцией зависимости между центральной глубиной бальмеровских линий

Т а б л и ц а 6

| Дата          | Фаза<br>(в до-<br>лях $p$ ) | Метод Унзольда            |                           |                            | Метод кривой роста        |                           |                            |
|---------------|-----------------------------|---------------------------|---------------------------|----------------------------|---------------------------|---------------------------|----------------------------|
|               |                             | $\lg N_{2^3P}H$<br>(He I) | $\lg N_{2^1P}H$<br>(He I) | $\lg N_{4^2F}H$<br>(He II) | $\lg N_{2^3P}H$<br>(He I) | $\lg N_{2^1P}H$<br>(He I) | $\lg N_{4^2F}H$<br>(He II) |
| 4.XI 1964 г.  | 0,72                        | 14,50                     | 14,75                     | 14,85                      | 14,63                     | 14,58                     | 14,98                      |
| 2.I 1965 г.   | 0,99                        | 14,65                     | 15,00                     | 15,00                      | 14,90                     | 14,98                     | 14,99                      |
| 27.I 1965 г.  | 0,15                        | 14,80                     | 15,00                     | 14,90                      | 15,29                     | 15,28                     | 15,09                      |
| 22.X 1964 г.  | 0,45                        | 14,70                     | 14,92                     | 14,85                      | 14,89                     | 14,71                     | 15,06                      |
| 7.II 1964 г.* | 0,41                        | 14,75                     | 15,00                     | 15,00                      | 15,01                     | 15,08                     | 15,23                      |

\* Дисперсия  $36 \text{ \AA}_{\text{дсм}}$ .

$r_0$  и номером верхнего уровня. Электронная плотность, найденная этим методом, относится к верхним слоям атмосферы, она приведена в третьем столбце табл. 5.

Второй метод определения электронной плотности дает верхнюю границу  $n_e$ , поскольку используемое в формуле Унзольда значение  $\lg N_{0,2}H$  (He I) представляет собой лишь нижний предел. Найденные значения приведены в четвертом столбце табл. 5. Средние, по всем фазам, значения получаются равными: для  $\lg n_e (n_m) = 13,53$  и  $\lg n_e (N_\gamma, N_\delta) = 14,55$ .

#### 4.2. Кривые роста

Поскольку, как мы видели выше, влияние спектра вторичного компонента на спектр главного незначительно, для анализа атмосферы главного компонента был применен метод кривой роста.

В видимом спектре главного компонента  $\delta$  Ogi кроме линий водорода, нейтрального и ионизованного гелия наблюдаются линии ионов O II, O III, C III, C IV, Si III, Si IV, Mg II и N III. Кривые роста были построены как по синглетным и триплетным линиям He I, так и по линиям He II и отдельно по линиям O II и прочих элементов.

**Линии He I и He II.** Эмпирические кривые роста строились как обычно, в координатах  $\lg [(W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6]$  и  $\lg gf/\lambda$  раздельно по линиям He I, возникающим с уровней  $2^3P$  и  $2^1P$  и по линиям He II для фаз, соответствующих моменту соединения (4.XI 1964 г.) и противоположных элонгаций (2.I 1965 г., 22.X 1964 г., 7.II 1964 г.). На рис. 9, *a* и *б* приведены кривые роста для фаз:  $0^{\circ}72$  (4.XI 1964 г.), и  $0^{\circ}99$  (2.I 1965 г.), построенные по линиям He I, на рис. 10, *a* и *б* — кривые роста по линиям He II. Сплошные линии соответствуют теоретической кривой роста. В качестве последней была взята кривая роста для однородной модели Милна — Эддингтона, рассчитанная К. Хунгером [17] для случая  $\lg a = -\infty$ .

В результате совмещения наблюдаемой и теоретической кривых роста были определены числа атомов на уровнях  $2^3P$  и  $2^1P$  He I,  $4^2F$  He II и турбулентные скорости в атмосфере главного компонента  $\delta$  Ogi. Найденные значения  $\lg N_{2^3P}H$  (He I),  $\lg N_{2^1P}H$  (He I) и  $\lg N_{4^2F}H$  (He II) были при-

Т а б л и ц а 7

| Элемент           | 4.XI 1964 г. | 2.I 1965 г. | 26.I 1965 г. | 22.X 1964 г. | 7.II 1964 г. |
|-------------------|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|
| He I ( $2^3P^0$ ) | 58           | 50          | 53           | 62           | 79           |
| He I ( $2^1P^0$ ) | 46           | 40          | 42           | 39           | 79           |
| He II             | 26           | 26          | 28           | 24,5         | 27           |
| O II              | 29           | 29          | 29           | —            | 29           |

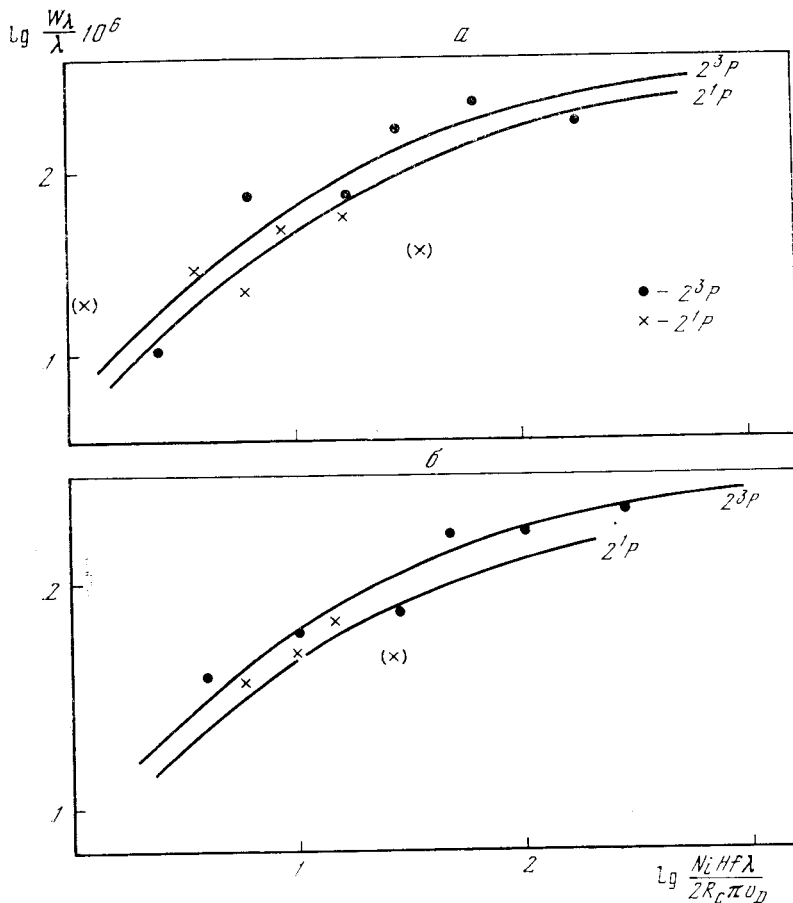


Рис. 9. Кривые роста по линиям He II с уровнями  $2^3P^o$  и  $2^1P^o$  для двух фаз  
 а — 4. XI 1964 г., б — 2. I 1965 г.

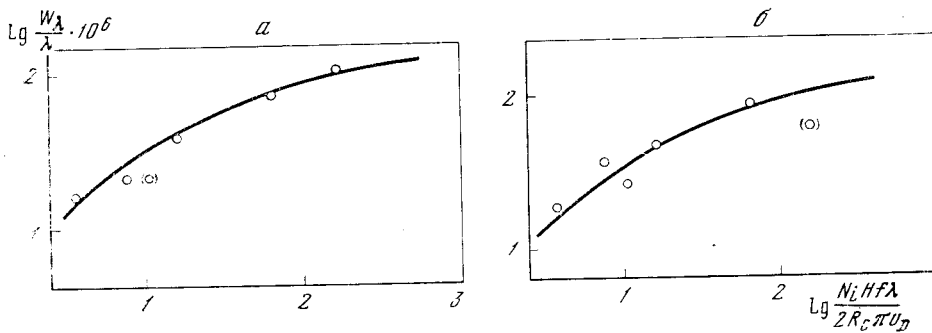


Рис. 10. Кривые роста по линиям He II для тех же фаз, что и на рис. 9

ведены в табл. 6 (столбцы 6, 7, 8 соответственно). Сравнение  $\lg N_i H$  (He I) и  $\lg N_k H$  (He II), полученных двумя методами, показывает, что различия между соответствующими значениями находятся в пределах ошибок их определений. Следует заметить, что для момента соединения (4. XI 1964 г.) значение  $\lg N_i H$  (He I) и в первом и во втором методах определения оказывается несколько меньше, чем в другие даты.

Турбулентные скорости, найденные по кривым роста, приведены в табл. 7. Как видно из таблицы, скорости, найденные по триплетным линиям, несколько выше, чем по синглетным, за исключением одной даты, 7. II 1964 г., где кривые роста по синглетам и триплетам совпали. Найден-

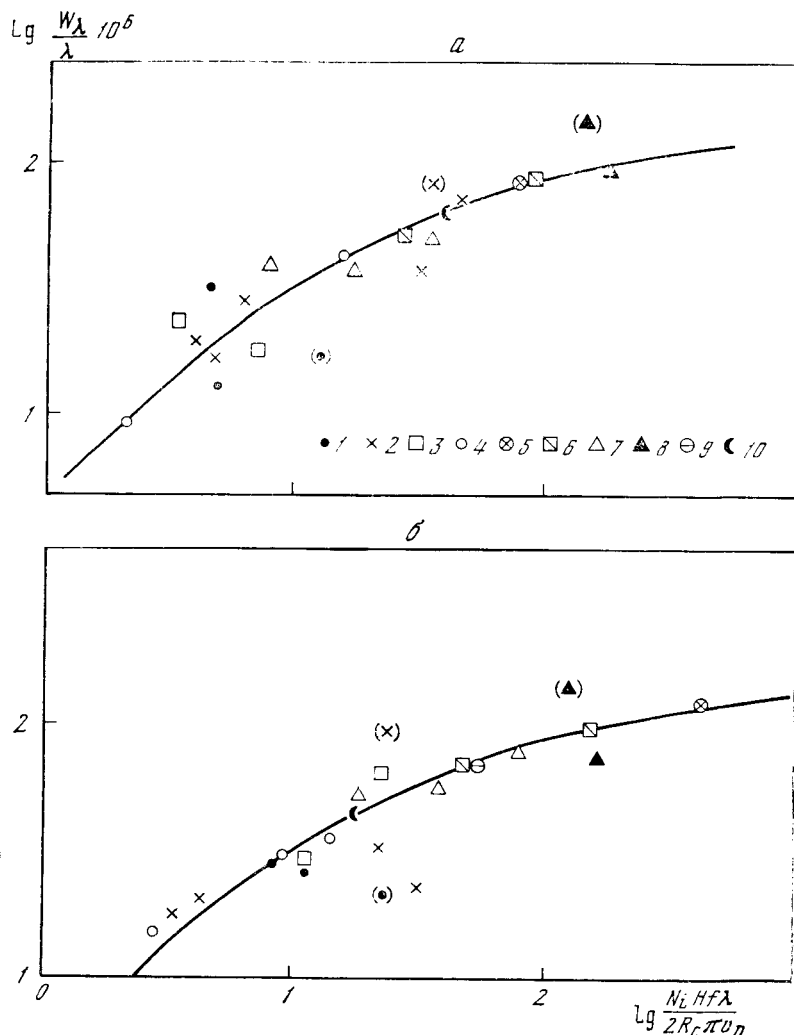


Рис. 11. Кривые роста по линиям O II и прочих элементов для тех же фаз, что и на рис. 9

1 — O II, мультиплет 1; 2 — O II, мультиплет 10; 3 — O II, мультиплет 12; 4 — O II, прочие мультиплеты; 5 — O III; 6 — C III; 7 — Si III; 8 — Si IV; 9 — Mg II; 10 — N III

ные различия как в населенностях уровней  $2^3P$  и  $2^1P$  He I, так и в турбулентных скоростях, по-видимому, обусловлены различием эффективных глубин формирования триплетных и синглетных линий.

Исходя из предположения, что в атмосфере  $\delta$  Ori, как и в случае сверхгигантов спектральных классов O9 — B5 [48], скорости микротурбулентных движений убывают с глубиной в атмосфере, из анализа микротурбулентных скоростей, определенных по синглетным и триплетным линиям, мы приходим к выводу, что у синглетных линий эффективная глубина формирования (образования) больше, чем у триплетных, а глубина формирования линий He II больше, чем у линий He I.

**Линии O II и прочих элементов.** Поскольку наиболее многочисленными линиями в спектре  $\delta$  Ori являются линии O II, они и были взяты за основу при построении кривой роста. В результате мы получили, для избранных нами фаз, по одной кривой роста по всем элементам. В качестве иллюстрации на рис. 11, а, б показаны наблюдаемые кривые роста для двух фаз: O9.72 (дата 4.XI 1964 г.) и O9.99 (2.I 1965 г.). Как и в случае



гелия, сплошная кривая есть теоретическая кривая роста. Как обычно, по разности наблюдаемой и теоретической кривых роста были найдены величины  $v_D$ . Скорость мелкомасштабных турбулентных движений  $v_t$  определялась по соотношению  $v_t = \sqrt{v_D^2 - v_{\text{тепл}}^2}$ , где  $v_{\text{тепл}}$  — тепловая скорость. Найденные значения  $v_t$  для разных фаз приведены в нижней строчке табл. 7. Как видно из таблицы, эти значения скоростей значительно меньше соответствующих значений, найденных по линиям He I, и примерно равны скоростям, найденным по линиям He II. Это может говорить о том, что линии O II формируются примерно на одинаковых эффективных глубинах с линиями He II. К сожалению, мы не смогли учесть влияние эффекта Штарка на расширение линий He I, чтобы получить  $v_t$  по линиям He I в чистом виде. Но, по-видимому, оно не настолько большое, чтобы дать такие значительные различия в микротурбулентных скоростях.

Из кривых роста были найдены также величины  $\lg(N_i H/g_i)$  для разных ионов. Эти значения, усредненные по нескольким линиям, приведены ниже, в табл. 9 (столбцы 5 и 8).

#### §4.3. Замечания о микро- и макротурбулентных движениях в атмосфере $\delta$ Ori

Как уже отмечалось выше, ионы разных элементов показывают разные скорости микротурбулентных движений. Скорости, определенные по линиям He I, значительно выше скоростей, определенных по линиям He II и прочим ионам. Этот факт, являющийся следствием стратификации в атмосфере звезды, как уже отмечалось ранее [18, 12], характерен для атмосфер ранних гигантов и сверхгигантов. Как и в других подобных атмо-

Т а б л и ц а 8

| Линия         | 4.XI 1964 г., фаза $0^m 72$ |                     | 2.I 1965 г., $0^p 99$ |                     | 26.I 1965 г., $0^p 15$ |                     | 8.XI 1964 г., $0^p 42$ |                     |
|---------------|-----------------------------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------------------|---------------------|------------------------|---------------------|
|               | $V_T$ , км/сек              | $v \sin i$ , км/сек | $V_T$ , км/сек        | $v \sin i$ , км/сек | $V_T$ , км/сек         | $v \sin i$ , км/сек | $V_T$ , км/сек         | $v \sin i$ , км/сек |
| <b>He I</b>   |                             |                     |                       |                     |                        |                     |                        |                     |
| 4471          | 136                         | 199                 | 146                   | 199                 | 178                    | 228                 | 135                    | 191                 |
| 4026          | 167                         | 235                 | 167                   | 245                 | 165                    | 264                 | 142                    | 216                 |
| 3820          | 171                         | 225                 | 171                   | 255                 | 230                    | 294                 |                        |                     |
| <b>He II</b>  |                             |                     |                       |                     |                        |                     |                        |                     |
| 4686          | 156                         | 190                 | 130                   | 173                 | 134                    | 200                 |                        |                     |
| 4542          | (:)                         | (:)                 | 93(:)                 | 115(:)              | 195                    | 221                 | 139                    | 172                 |
| 4200          | 174                         | 203                 | 174                   | 193                 | 247(:)                 | 286(:)              |                        |                     |
| <b>Si IV</b>  |                             |                     |                       |                     |                        |                     |                        |                     |
| 4116,1        | 164                         | 204                 | 113                   | 142                 | 166                    | 219                 | 165                    | 208                 |
| 4089          | 164                         | 204                 | 153                   | 204                 | 121                    | 188                 | 157                    | 208                 |
| <b>Si III</b> |                             |                     |                       |                     |                        |                     |                        |                     |
| 4552          | 96                          | 155                 | 109                   | 142                 |                        |                     |                        |                     |
| <b>Mg II</b>  |                             |                     |                       |                     |                        |                     |                        |                     |
| 4481          | 109                         | 136                 | 136                   | 154                 | 171                    | 190                 |                        |                     |
| <b>O III</b>  |                             |                     |                       |                     |                        |                     |                        |                     |
| 3759          | 151                         | 187                 | 151                   | 201                 | 175                    | 250                 |                        |                     |

Примечание. Ошибка не превышает  $\pm 15$  км/сек.

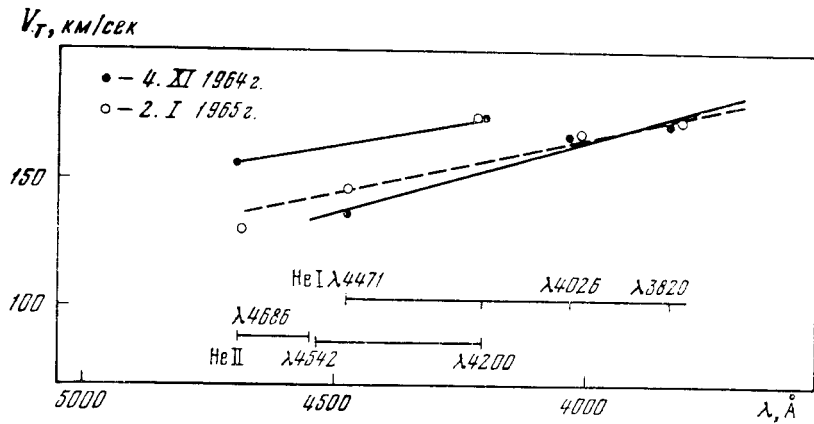


Рис. 12. Зависимость скорости крупномасштабных движений от длины волны для атмосферы  $\delta$  Ori

сферах, в случае  $\delta$  Ori имеет место увеличение скорости к внешним слоям атмосферы, что находится в согласии с большими скоростями, найденными по резонансным линиям и указывающими на истечение вещества из звезды, которое может привести к образованию оболочки вокруг звезды или системы в целом. В согласии со сказанным находятся и скорости крупномасштабных турбулентных движений, которые мы оценили по контурам линий в спектре  $\delta$  Ori, согласно методике Г. А. Шайна и О. Струве [19]. Для измерения были выбраны линии He I с уровня  $2^3P^o$   $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$ ,  $\lambda 3820$ ; He II —  $\lambda 4686$ ,  $\lambda 4542$ ,  $\lambda 4200$ , Si III —  $\lambda 4553$ , Si IV —  $\lambda 4089$ ,  $\lambda 4116$ ; O III —  $\lambda 3759$  и Mg II  $\lambda 4481$ . Но для анализа поведения макротурбулентных движений было отдано предпочтение измерениям следующих линий: He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$  и Si IV  $\lambda 4089$ ,  $\lambda 4116$  из-за того, что  $\lambda 4553$  Si III часто бывает видна размытой;  $\lambda 4481$  Mg II в данном спектре довольно слаба и трудно измерима. К линиям He II  $\lambda 4686$ ,  $\lambda 4200$  следует также относиться с осторожностью, поскольку они часто видны размытыми; кроме того, линия  $\lambda 4686$  может быть задета эмиссией.

В табл. 8 приведены результаты измерений  $V_T$  — скоростей крупномасштабных движений, соответствующих большим размерам турбулентных вихрей и  $v \sin i$  для всех фаз орбитального движения.

Поскольку имеется заметный ход  $\Delta\lambda_D$  с  $\lambda$  (рис. 12), то можно сравнивать между собой лишь значения  $V_T$  для разных элементов, определенные по  $\Delta\lambda_D$ , находящихся в близких областях длин волн. Как видно из таблицы, полуширины контуров наиболее характерных линий, а следовательно, и соответствующие им скорости макротурбулентных движений и  $v \sin i$  (скорости вращения) различны для разных линий. Найденные по разным линиям скорости крупномасштабных движений:  $(100-170) \pm 15$  км/сек (4.XI 1964 г., 2.I 1965 г.) и  $(130-180) \pm 15$  км/сек (26.I 1965 г.).

Следует заметить, что найденные нами  $V_T$  и  $v \sin i$  значительно превышают соответствующие значения, полученные ранее Слететбаком [20]: 110 и 140 км/сек для  $V_T$  и  $v \sin i$  соответственно по линиям He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$ ; Si IV  $\lambda 4089$ ,  $\lambda 4116$ ; He II  $\lambda 4542$  и  $\lambda 4200$ .

Скорости макротурбулентных движений, определенные по линиям He I, He II, Si III, Si IV, O III, не показали заметных различий, подобно найденным для микротурбулентных скоростей (см. табл. 7).

Скорости макротурбулентных движений, найденные по линиям He I, He II, значительно превышают (более чем в три раза) скорости микротурбулентных движений, найденные по кривым роста. Различие микро- и макротурбулентных скоростей является характерным для атмосфер гигантов и сверхгигантов ранних спектральных классов. Оно обусловлено

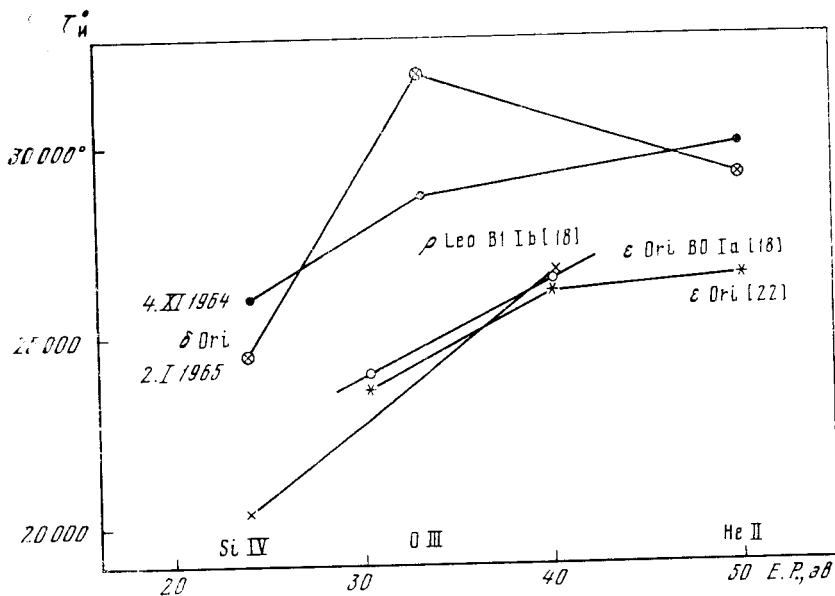


Рис. 13. Зависимость температуры ионизации от потенциала возбуждения (и ионизации) для атмосферы  $\delta$  Ori (для двух фаз)  
 Для сравнения приведены аналогичные зависимости для  $\rho$  Leo B1 Ib (крестики),  $\epsilon$  Ori B0 Ia (светлые кружки [18]) и для  $\epsilon$  Ori B0 Ia (звездочки [22])

различием величин турбулентных ячеек, соответствующих скоростям, определенным по кривой роста и по контурам линий. Как уже отмечалось ранее [21], размеры ячеек, где создаются макротурбулентные скорости, по-видимому, сравнимы с толщиной атмосферы, а размеры вихрей, определяющих микротурбулентные движения (которые влияют на  $W_\lambda$ ), значительно меньше.

#### 4.4. О температурах возбуждения и ионизации

Как уже отмечалось выше, из кривых роста были оценены  $\lg(N_i/g_i)$ . Температуру возбуждения определить надежно не удалось, поскольку наблюдаемый диапазон потенциалов возбуждения для ионов данного элемента, скажем O II — O III, очень небольшой. Лишь для одной фазы (4.XI 1964 г.) можно было примерно оценить  $T_v^0$ . Она оказалась близкой к 20 600°.

Но поскольку в данном спектре наблюдаются атомы в двух последующих стадиях ионизации He I — He II, O II — O III, Si III — Si IV и иногда C II — C III, то для трех фаз для  $\lg n_e = 13.70$  удалось оценить температуру ионизации по линиям этих ионов. Полученные значения приведены в табл. 9 и на рис. 13. Значения  $T_i^0$ , найденные по линиям разных ионов, заметно различаются. Линии Si III — Si IV показывают более низкие (на несколько тысяч градусов) значения  $T_i^0$ , чем O II — O III и He I — He II. На рисунке показаны зависимости температуры ионизации, найденной для  $\delta$  Ori для двух фаз 4.XI 1964 г. и 2.I 1965 г., от потенциала возбуждения (и ионизации). Для сравнения на этом же рисунке приведены аналогичные данные для сверхгигантов  $\rho$  Leo B1 Ib и  $\epsilon$  Ori B0 Ia из [18] и для  $\epsilon$  Ori B0 Ia из [22]. Как видно из рисунка, и для  $\delta$  Ori, и для названных сверхгигантов имеют место аналогичные зависимости температуры ионизации от потенциала возбуждения (или ионизации).

Это различие в температурах ионизации, определенных по линиям разных ионов, обусловлено также различием эффективных глубин образова-

Таблица 9

| Дата и фаза                          | Элемент и номер мультиплета               | $\epsilon_i P_i, \text{эВ}$ | $\chi_i, \text{эВ}$ | $\frac{N_i}{1\mu \kappa_i}$ | Элемент и номер мультиплета | $\epsilon_k P_k, \text{эВ}$ | $\frac{N_k}{1\mu \kappa_k}$ | $T_{\text{H}}^0$ | $T_{\text{H}}^0$ |
|--------------------------------------|---|-----------------------------|---------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------|------------------|
| 4.XI<br>1964 г.<br>0 <sup>p</sup> 72 | O II (1)                                  | 22,90                       | 34,93               | 12,21                       | O III (2)                   | 33,04                       | 12,82                       | 27 800°          | 28 650°          |
|                                      | O II (10)                                 | 22,55                       | 34,93               | 11,93                       | O III (2)                   | 33,04                       | 12,82                       | 29 500           |                  |
|                                      | Si III (2)                                | 18,92                       | 33,35               | 11,92                       | Si IV (1)                   | 23,95                       | 13,04                       | 26 000           |                  |
|                                      | He I (2 <sup>3P</sup> , 2 <sup>1P</sup> ) | 21,10                       | 24,46               | 13,65                       | He II (4 <sup>2F</sup> )    | 50,8                        | 14,68                       | 30 000           |                  |
|                                      | Mg II (4)                                 |                             |                     | 13,30                       |                             |                             |                             | 30 000           |                  |
|                                      | N II                                      |                             |                     |                             | N III                       |                             | 11,92                       |                  |                  |
| 2.I<br>1965 г.<br>0 <sup>p</sup> 99  | C II (6)                                  | 17,97                       | 24,27               |                             | C III (18,16)               | 39,79                       | 11,55                       |                  |                  |
|                                      | O II (1)                                  | 22,90                       | 34,93               | 11,90                       | O III (2)                   | 33,04                       | 13,37                       | 30 800           | 31 750           |
|                                      | O II (10)                                 | 25,55                       | 34,93               | 11,65                       | O III (2)                   | 33,04                       | 13,37                       | 32 700           |                  |
|                                      | Si III (2)                                | 18,92                       | 33,35               | 12,16                       | Si IV (1)                   | 23,95                       | 12,74                       | 24 400           | 24 400           |
|                                      | He I (2 <sup>3P</sup> , 2 <sup>1P</sup> ) | 21,0                        | 24,46               | 13,98                       | He II (4 <sup>2F</sup> )    | 50,8                        | 14,69                       | 29 100           | 29 100           |
|                                      | Mg II (4)                                 |                             |                     | 11,75                       |                             |                             |                             |                  |                  |
| 26.I<br>1965 г.<br>0 <sup>p</sup> 15 | N II                                      |                             |                     |                             | N III                       |                             | 11,60                       |                  |                  |
|                                      | C II (6)                                  | 17,97                       | 24,27               |                             | C III (18,16)               | 39,79                       | 11,82                       |                  |                  |
|                                      | O II (1)                                  | 22,90                       | 34,93               | 12,23                       | O III (2)                   | 33,04                       | 13,91                       | 31 700           | 32 650           |
|                                      | O II (10)                                 | 25,55                       | 34,93               | 12,03                       | O III (2)                   | 33,04                       | 13,91                       | 33 600           |                  |
|                                      | Si III (2)                                | 18,92                       | 33,35               | 11,92                       | Si IV (1)                   | 23,95                       | 13,60                       | 28 300           | 28 300           |
|                                      | He I (2 <sup>3P</sup> , 2 <sup>1P</sup> ) | 21,0                        | 24,46               | 14,33                       | He II (4 <sup>2F</sup> )    | 50,8                        | 14,79                       | 28 500           | 28 500           |
|                                      | Mg II (4)                                 |                             |                     | 11,69                       |                             |                             |                             |                  |                  |
|                                      | C II (6)                                  | 17,97                       | 24,27               | 11,38                       | C III (18,16)               | 39,79                       | 11,63                       | 27 800           | 27 800           |
|                                      | N II                                      |                             |                     |                             | N III                       |                             | 11,56                       |                  |                  |

ния линий. Как уже отмечалось О. П. Голландским и И. М. Копыловым [18], температура ионизации, определенная методом грубого анализа, характеризует те слои, в которых данные линии формируются.

Таким образом, оценка температуры ионизации  $\delta$  OгI снова указывает на стратификацию вещества в атмосфере, на то, что линии Si IV формируются в более высоких слоях, чем линии He II, O III. Линии же O III, He II формируются примерно в слоях одинаковой температуры.

### Заключение

Проведенный анализ линейчатого спектра спектрально-двойной системы  $\delta$  OгI показал, что видимый спектр ее является спектром главного компонента. Спектр вторичного компонента если и проявляется, то очень слабо. Заподозренные при некоторых элонгациях линии  $\lambda 5876$  He I и  $\text{H}_{\alpha}$ , принадлежащие вторичному компоненту, дают разность блесков компонент больше  $2^m 0$ , что говорит о слабом влиянии спектра вторичного компонента на видимый спектр. Спектральный класс вторичного компонента можно оценить как V1.

Измеренные дифференциальные смещения компонентов линий  $\lambda 5876$  и  $\text{H}_{\alpha}$ , принадлежащих вторичному компоненту, приводят к заключению, что отношение полуамплитуд  $K_2/K_1$ , а следовательно, масс  $M_1/M_2$  равно 1,6. Это значение существенно меньше приведенного В. Лейтенем и др. [4].

Оценки спектрального класса главного компонента, полученные для разных фаз, показывают его переменность. Причем, по отношению линий He I/He II спектральный класс оценивается более высоким, чем из отношений эквивалентных ширин линий Si III и Si IV к He II и Si III к C III + O II.

Оценки абсолютной величины  $M_V$ , полученные по линиям водорода, также показывают флуктуации с фазой периода. Причем, эти флуктуации

значительно превышают переменность видимого блеска. Следовательно, изменения  $W_\lambda$  линий водорода обусловлены причинами, не связанными с переменностью абсолютной светимости звезды.

Наблюдения блеска  $\delta$  Ori, проведенные нами, подтверждают отмечавшиеся ранее флуктуации блеска между минимумами и показывают колебания блеска в пределах нескольких (2—4) сотых звездной величины в течение ночи. Для уточнения причины переменности блеска  $\delta$  Ori необходимы дальнейшие наблюдения блеска как в разных фазах периода, так и в течение ночи.

Выявлена переменность эквивалентных ширин линий поглощения с фазой, которая сопровождается изменениями полуширин и глубин линий.

Скорость расширения оболочки, окружающей  $\delta$  Ori, оценена равной 500—600 км/сек.

Оценены некоторые физические параметры атмосферы главного компонента  $\delta$  Ori: населенности основных уровней водорода, нейтрального и ионизованного гелия, турбулентные скорости, температуры ионизации и некоторые другие.

Найдено небольшое различие в населенности уровней  $2^3P$  и  $2^1P$  He I и в турбулентных скоростях по триплетным и синглетным линиям, а также и по линиям разных элементов. Скорости, найденные по триплетным линиям, оказались несколько больше соответствующих значений по синглетным линиям. Турбулентные скорости, полученные по линиям He I, значительно превышают найденные по линиям He II, O II и прочих элементов, что, по-видимому, обусловлено различием эффективных глубин формирования названных линий.

Скорости макротурбулентных движений, найденные по линиям He I, He II, значительно (более чем в три раза) превышают скорости микротурбулентных движений, найденных по кривым роста. Это различие, по-видимому, связано с различием величин турбулентных ячеек, соответствующих скоростям, определенным по контурам линий и по кривой роста. Первые, очевидно, сравнимы с толщиной атмосферы.

Величина скорости расширения оболочки, найденная по линии C III  $\lambda 5696$ , возникающей с возбужденного уровня в атмосфере, является промежуточной между скоростями микро- и макротурбулентных движений в атмосфере и скоростью расширения оболочки, найденной по резонансным линиям дублетов C IV и Si IV.

Найдены различия в температурах ионизации, определенных по линиям разных ионов. Линии Si III—Si IV показывают значения  $T_{и}^0$ , на несколько тысяч градусов более низкие, чем по линиям He I—He II и O II — O III. Можно полагать, что линии Si III — Si IV формируются в более высоких слоях атмосферы, чем линии He II и O III. Эти последние образуются в слоях с примерно одинаковой температурой ионизации.

Исходя из приведенных выше фактов, можно полагать, что  $\delta$  Ori имеет весьма протяженную, сильно стратифицированную атмосферу, окруженную расширяющейся непрозрачной в линиях оболочкой. Сопоставление с данными исследования ультрафиолетового спектра  $\delta$  Ori [11] приводит к заключению, что скорость расширения оболочки увеличивается наружу.

Пока трудно построить конкретную модель атмосферы  $\delta$  Ori, необходимы более точные фотометрические и спектрофотометрические исследования, в частности изучение контуров линий по материалу с более высокой дисперсией для оценок как микро- и макротурбулентных скоростей, так и эффективных глубин формирования отдельных линий.

Для уточнения причины фотометрической переменности  $\delta$  Ori необходим новый, достаточно полный ряд фотоэлектрических наблюдений ее.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить А. А. Боярчука за ценные замечания при обсуждении рукописи статьи.

Ноябрь 1974 г.

## Л и т е р а т у р а

1. *J. Hartman*. *Astrophys. J.*, 1904, 19, 268.
2. *J. Stebbins*. *Astrophys. J.*, 1911, 34, 111.
3. *F. C. Jordan*. *Publ. Allegheny Observ.*, 1914, 3, 125.
4. *W. Luyten, O. Struve, W. W. Morgan*. *Publ. Yerkes Observ.*, 1939, 7, pt IV.
5. *P. Pismis, G. Haro, O. Struve*. *Astrophys. J.*, 1950, 111, 509.
6. *R. Wilson*. *Publ. Edinburgh Observ.*, 1958, 2, N 3.
7. *И. М. Копылов*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1958, 20, 156.
8. *J. Stebbins*. *Astrophys. J.*, 1915, 42, 133.
9. *М. А. Свечников*. Каталог «Орбитальные элементы, массы, светимости тесных двойных звезд». 1969.
10. *D. C. Morton*. *Astrophys. J.*, 1967, 150, 535.
11. *D. C. Morton, E. B. Jenkins, R. C. Bohlin*. *Astrophys. J.*, 1968, 154, 661.
12. *Т. С. Галкина*. Дис. ГАИШ МГУ, 1972.
13. *Т. С. Галкина*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1967, 36, 175.
14. *А. А. Боярчук*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1957, 17, 89.
15. *A. W. J. Cousins*. *Roy. Observ. Bull.*, 1966, N 122.
16. *И. М. Копылов*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1961, 26, 232.
17. *K. Hunger*. *Z. Astrophys.*, 1956, 39, 1.
18. *О. П. Голландский, И. М. Копылов*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1962, 28, 3.
19. *G. Sajn, O. Struve*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1929, 39, 222.
20. *A. Slettebak*. *Astrophys. J.*, 1956, 124, 173.
21. *S. S. Huang, O. Struve*. *Astrophys. J.*, 1952, 116, 410.
22. *H. J. Lamers*. *Astron. and Astrophys.*, 1972, 17, 34.

## ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНЕ 1,35 см

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

Приведены плотности потоков 39 дискретных радиоисточников (галактик, квазаров и галактических объектов), измеренные на  $\lambda = 1,35$  см с помощью РТ-22 КАО АН СССР в июне 1973 г. и марте-апреле 1974 г. Получены радиоизображения источников Sgr A и Sgr B<sub>2</sub> с угловым разрешением 2',5.

Отмечается монотонное увеличение плотности потока излучения источника 3С 274 ~ на 20% в течение 15 дней наблюдений, а также уменьшение потока излучения от квазара 3С 273 за 9 месяцев в 1,3 раза.

С привлечением известных данных построены спектры излучения для источников ОQ 208, 3С 348, 3С 58, G 0.7—0.0, G 0.5—0.0, определены их спектральные индексы.

THE FLUX DENSITIES OF RADIO-SOURCE EMISSION AT WAVELENGTH 1,35 cm, by V.A. Efanov, I.G. Moiseev, N.S. Nesterov. — The flux densities of 39 radio-sources (galaxies, quasars and galactic objects) measured at wavelength 1,35 cm with Crimean radiotelescope RT-22 in June 1973 and March-April 1974 are presented. Radiomaps of Sgr A and Sgr B<sub>2</sub> have been got with the angular resolution of 2,5 min of arc.

The continuous increasing (~ 20% in course of 15 observational days) of 3C 274 flux density and 1,3 times decreasing of flux density of 3C 273 for the period of 9 months are pointed out. With known results OQ 208, 3C 348, 3C 58, G 0.7—0.0, G 0.5—0.0 spectra were composed and their spectral indexes were determined.

В июне 1973 г. и марте-апреле 1974 г. с помощью 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были измерены плотности потоков в континууме ряда радиоисточников на длине волны 1,35 см. Угловое разрешение радиотелескопа составляло 2',5 по углу места и 2',6 по азимуту. Флуктуационная чувствительность приемника с мазером на входе равнялась 0,04 °К (при постоянной выходя радиометра  $\tau = 1^s$  и полосе пропускания  $\Delta f = 25$  МГц) [1, 2].

Значения измеренных плотностей потоков приведены в табл. 1, где указаны: номер источника (по известным каталогам), тип объекта (К — квазар, Г — галактика, Н II — зона ионизованного водорода и ОСИ — остаток сверхновой звезды), а в двух последних колонках — плотности потоков и ошибки их определения в единицах потока (1 ед. потока =  $10^{-26}$  вт/м<sup>2</sup>·Гц) на соответствующие моменты наблюдений.

Плотности потоков W 38, Sgr A, Sgr B<sub>2</sub>, 3С 461 в 1974 г. и 3С 144 в 1973 г. получены интегрированием их радиоизображений, а для других источников определены согласно выражению

$$S_{\text{и}} = S_{\text{к}} \frac{T_{\text{аи}}}{T_{\text{ак}}} \frac{A_{\text{к}}}{A_{\text{и}}} \frac{g_{\text{и}}}{g_{\text{к}}} e^{\gamma \Delta \sec z},$$

где  $S$  — плотность потока радиоизлучения,  $T_{\text{а}}$  — антенная температура,  $A$  — эффективная площадь радиотелескопа,  $g$  — коэффициент, учитывающий соразмерность телесных углов главного лепестка диаграммы направ-

Т а б л и ц а 1

| Источник  | Тип объекта | Плотность потока,<br>$10^{-26}$ вт/м <sup>2</sup> ·Гц |            | Источник           | Тип объекта | Плотность потока,<br>$10^{-26}$ вт/м <sup>2</sup> ·Гц |            |
|-----------|-------------|---|------------|--------------------|-------------|---|------------|
|           |             | 1973,5 г.   | 1974,25 г. |                    |             | 1973,5 г.   | 1974,25 г. |
| 3C 84     | Г           | 50 ± 5  | 44 ± 5     | W 10 (M 42)        | Н II        | 290 ± 40  |            |
| 3C 120    | Г           |   | 4,2 ± 0,6  | W 10 (M 43)        | Н II        |   |            |
| 3C 273    | К           | 59 ± 6  | 39 ± 4     | W 12               | Н II        |   | 36 ± 4     |
| 3C 274    | Г           |   | 20 ± 2     | W 29               | Н II        |   | 57 ± 6     |
| 3C 279    | К           | 9,4 ± 0,9   | 9,2 ± 0,9  | W 31               | Н II        |   | 39 ± 4     |
| 3C 286    | К           |   | 2,0 ± 0,4  | W 38               | Н II        |   | 400 ± 40   |
| 3C 345    | К           |   | 9,4 ± 0,9  | W 43               | Н II        |   | 68 ± 7     |
| 3C 348    | Г           |   | 2,2 ± 0,3  | W 49A              | Н II        | 48 ± 8  |            |
| 3C 405    | Г           | 58 ± 6  | 59 ± 5     | W 51B              | Н II        |   |            |
| 3C 454.3  | К           |   | 11,4 ± 1,1 | W 58               | Н II        | 66 ± 8  | 9,1 ± 0,9  |
| 4C 39.25  | К           | 6,9 ± 0,7   | 6,8 ± 0,7  | Mi 1-19            | Н II        |   |            |
| P 1055+01 | К           |   | 3,8 ± 0,7  | G 76,3+0,3         | Н II        |   | 9,8 ± 0,9  |
| P 1127-14 | К           |   | 6,3 ± 1,0  | W 24 (Sgr A)       | Н II        |   | 162 ± 24   |
| P 1510-08 | К           |   | 4,0 ± 0,8  | Sgr B <sub>2</sub> | Н II        |   | 92 ± 14    |
| P 2134+00 | К           |   | 6,5 ± 0,7  | W 49B              | ОСН         |   | 18,9 ± 1,9 |
| OQ 208    | Г           |   | 1,4 ± 0,3  | 3C 58              | ОСН         |   | 22 ± 2     |
| OI 287    | К           |   | 4,4 ± 0,4  | 3C 144             | ОСН         | 422 ± 40  | 415 ± 40   |
| BL Lac    |             | 12,7 ± 1,3  | 6,2 ± 0,6  | 3C 461             | ОСН         | 263 ± 30  | 265 ± 30   |
| DR 21     | Н II        | 18,7 ± 1,9  | 18,3 ± 1,8 |                    |             |   |            |

ленности и источника,  $\gamma$  — оптическая толщина атмосферы Земли в зените,  $z$  — зенитное расстояние ( $\Delta \sec z = \sec z_{\text{и}} - \sec z_{\text{к}}$ ) (индексом «и» отмечены величины, соответствующие исследуемому, а «к» — калибровочному источнику). В качестве калибровочных источников использовались планеты Юпитер и Сатурн, для которых были приняты яркостные температуры 138 и 128°K соответственно [3].

При определении  $g$  для всех источников конечных размеров принималось гауссово распределение радиояркости, а для 3C 405 и 3C 348 — в виде двух точечных источников, расположенных на угловом расстоянии  $\sim 2'$  [4, 5]. Относительные изменения эффективной площади антенны определялись по относительным изменениям антенной температуры одного и того же радиоисточника малых угловых размеров при изменении его зенитного расстояния. Такой метод не требует знания плотности потока радиоизлучения источника и точной абсолютной калибровки. Оказалось (рис. 1), что эффективная площадь постоянна и максимальна при зенитных расстояниях от 10 до 30°, а к  $z \sim 80^\circ$  уменьшается до 0,77 от своего максимального значения  $A_{\text{max}} = 163 \pm 10 \text{ м}^2$ , определенного по наблюдениям Юпитера и Сатурна.

Приведенные в табл. 1 плотности потоков радиоизлучения 3C 405, 3C 461, 3C 144, W 10 и DR 21 отличаются от абсолютных измерений на  $\lambda = 1,31 \text{ см}$  [6] и относительных на  $\lambda = 1,38 \text{ см}$  [7] не более чем на 5%, а результаты двух циклов наблюдений этих источников и W 51B, имеющих, как известно, постоянные во времени плотности потоков, практически совпадают.

Плотность потока от 3C 84 в июне 1973 г. в 1,5 раза превышала ожидаемую на  $\lambda = 1,35 \text{ см}$  на основании спектра, приведенного в [8], что подтверждает вспышку в радиоизлучении этого источника, наблюдавшуюся на  $\lambda = 3,3 \text{ мм}$  в марте 1973 г. [9]. Зарегистрированное нами некоторое уменьшение плотности потока от 3C 84 в период с июня 1973 г. по апрель 1974 г., возможно, связано с угасанием вспышки.



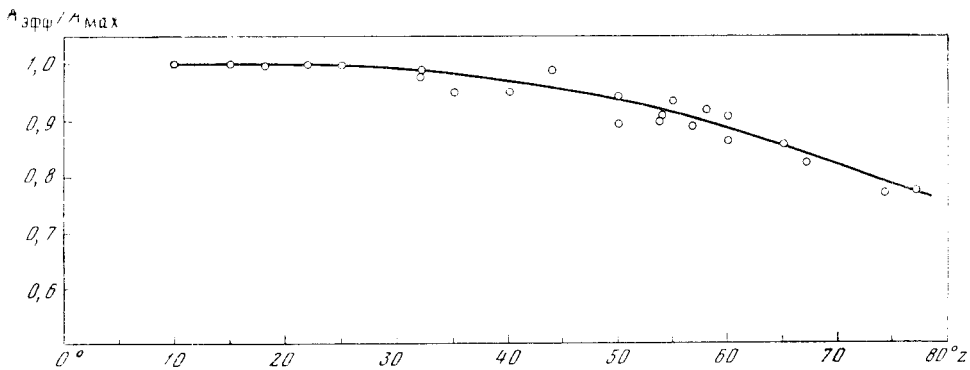


Рис. 1. Зависимость эффективной площади радиотелескопа от зенитного расстояния

Плотность потока от ЗС 273 за 9 месяцев уменьшилась в 1,3 раза. Такое же быстрое уменьшение потока наблюдалось в 1968 г. на  $\lambda = 8$  мм [10], только меньшей амплитуды. Источник наблюдался дважды в 1973 г. и семь раз в 1974 г. Быстрых изменений, превышающих ошибки измерений, отмечено не было.

Плотность потока от ЗС 274 в течение 15 дней в 1974 г. монотонно возрастала с 18,2 до 21,9 ед. потока, что превышает ошибки наших измерений. Так как источник является переменным в сантиметровом диапазоне [11], то он, по-видимому, является переменным и на более коротких волнах.

Плотности потоков от источников ЗС 279 и 4С 39.25, соответствующие двум периодам наблюдений, практически совпадают, хотя они несколько меньше ожидаемых на  $\lambda = 1,35$  см из спектров в [8]. Аналогичные сравнения показывают, что плотности потоков от ЗС 120, Р 2134 + 00, Р 1055 + 01, Р 1127 - 14 и ЗС 454.3 существенно отличаются от ожидаемых на этой волне на основании спектров из [8], а от ЗС 286, Р 1510-08 и ЗС 345 они совпадают с точностью до ошибок измерений.

На рис. 2, а, б представлены спектры излучения галактик OQ 208 и ЗС 348. Для их построения были использованы результаты наших измерений (отмечены крестиками) и данные из [12-14] для OQ 208 и из [4-16] для ЗС 348. Вид спектра OQ 208, возможно, искажен, так как источник оказался переменным в оптическом диапазоне. Спектр ЗС 348 характеризуется постоянным спектральным индексом  $\alpha = -1,02$  (прямая на рис. 2, а) вплоть до частоты  $f = 22$  Гц.

Приведенные в табл. 1 плотности потоков галактических источников согласуются с измерениями на близких длинах волн [17, 18] за исключением W 29. Источник W 29 является сложным, и в [17] приводится плотность потока компактной части на  $\lambda = 1,95$  см, к которой, по-видимому, относится и плотность потока на 8 мм [18]. Измеренные здесь размеры и плотность потока этого источника лучше согласуются с измерениями на 5 Гц [19], которые, по-видимому, относятся ко всему источнику, как и наши. В этом случае для всего источника получен спектральный индекс  $\alpha = +0,0$  в диапазоне 5-22 Гц, который удовлетворяет тепловому характеру излучения оптически тонкого радиоисточника.

Определенная нами плотность потока источника Mi 1-19 с учетом измерения на 7,5 Гц [20] дает  $\alpha = -0,76 \pm 0,22$ , хотя в [20] отмечалось, что спектр его в интервале 2,7-7,5 Гц близок к тепловому.

При наблюдениях W 10 и W 49 A в 1974 г. в полосу пропускания приемника попали линии источников H<sub>2</sub>O, имеющихся в них. Измеренные плотности потоков (включая излучение в линии) от W 10 и W 49A при  $\Delta f = 25$  МГц оказались равными 370 и 1180 ед. потока соответственно, что согласуется с потоками от них в линии, приведенными в [21].

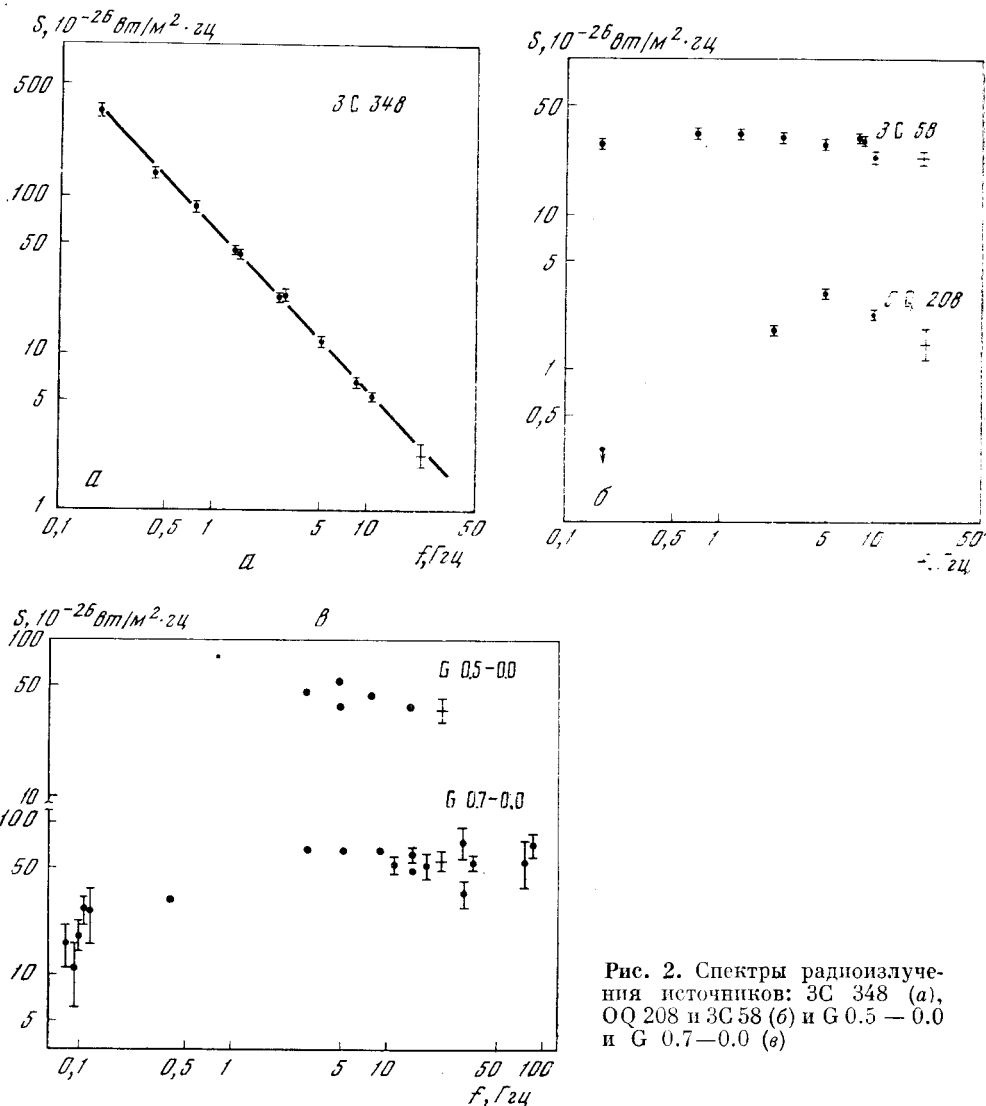


Рис. 2. Спектры радиоизлучения источников: 3C 348 (а), OQ 208 и 3C 58 (б) и G 0.5 — 0.0 и G 0.7—0.0 (в)

Наши наблюдения позволили уточнить спектр источника 3C 58 до 22 Гц (рис. 2, б). Спектральный индекс его, полученный методом наименьших квадратов с использованием данных из [15, 16, 22] в диапазоне 1—22 Гц, равен  $\alpha = -0,13 \pm 0,03$ , что согласуется с приведенным в [15].

На рис. 3, а, б приведены полученные распределения радиояркости основных радиоисточников около центра Галактики Sgr A и Sgr B<sub>2</sub>, исправленные за постоянную времени и поглощение в атмосфере. Около каждой изотермы указана ее антенная температура. Выделенные источники отмечены стрелками с указанием галактических координат и пиковой антенной температуры, а в табл. 2 приведены основные параметры этих радиоисточников: координаты  $\alpha$  и  $\delta$  на эпоху 1950,0, размеры на уровне половинной мощности и плотности потоков с ошибками их определения в единицах потока. Распределение радиояркости и координаты источников согласуются с результатами, полученными на близких длинах волны [23, 24].

В [25] приводится спектр источника G 0.0—0.0 на частотах меньше 100 Гц, который характеризуется индексом  $\alpha = -0,39$  в интервале 1 Гц — 100 Гц. Измеренная нами плотность потока этого источника удовлетворяет указанной зависимости, а полученные размеры его подтверждают изменение их с длиной волны [24].

Т а б л и ц а 2

| Источник | $\alpha$ (1950,0)  | $\delta$ (1950,0)         | Размеры          | Плотность потока,<br>$10^{-26}$ вт/м <sup>2</sup> ·Гц |
|----------|--|---------------------------|------------------|---|
| G0.0—0.0 | $17^{\text{h}}42^{\text{m}}29^{\text{s}}$                  | $-28^{\circ}58'48''$      | $1'4 \times 1'9$ | $66 \pm 6$  |
| G0.1+0.0 | $17^{\text{h}}42^{\text{m}}32^{\text{s}} \pm 2^{\text{s}}$ | $-28^{\circ}49'0 \pm 0'8$ | —                | $> 8$   |
| G0.5—0.0 | $17^{\text{h}}43^{\text{m}}49^{\text{s}} \pm 2^{\text{s}}$ | $-28^{\circ}30'0 \pm 0'5$ | $3'7 \times 6'5$ | $34 \pm 5$  |
| G0.7—0.0 | $17^{\text{h}}44^{\text{m}}09^{\text{s}} \pm 2^{\text{s}}$ | $-28^{\circ}21'3 \pm 0'3$ | $2'1 \times 2'8$ | $55 \pm 5$  |

Тепловой характер радиоизлучения источников G 0.5—0.0 и G 0.7—0.0 подтверждается наличием в нем молекулярных и водородных линий. Однако наблюдения G 0.7—0.0 в радиоконтинууме имеют большой разброс, что затрудняет определение точного вида спектра на высоких частотах. Так, в [26] определен спектральный индекс  $\alpha = -0,2$ , а в [23] —  $\alpha = -0,09$  для  $f > 1$  Гц.

На рис. 4 размеры G 0.7—0.0 ( $R_{\text{H}} = (\varphi_{0,5}\theta_{0,5})^{1/2}$ , где  $\varphi_{0,5}$  и  $\theta_{0,5}$  — максимальный и минимальный размеры источника на уровне половинной мощности) нанесены в зависимости от частоты, согласно измерениям [23, 24, 27, 28] и нашим. Так как угловые разрешения при указанных выше наблюдениях отличались не очень существенно, то изменение угловых размеров источника G 0.7—0.0 при изменении длины волны является, по-видимому, реальным. На рис. 2, в приведены спектры радиоизлучения G 0.7—0.0 и G 0.5—0.0, заимствованные из [24] с использованием данных из [29—31], пересчитанных, где необходимо, с учетом изменения угловых

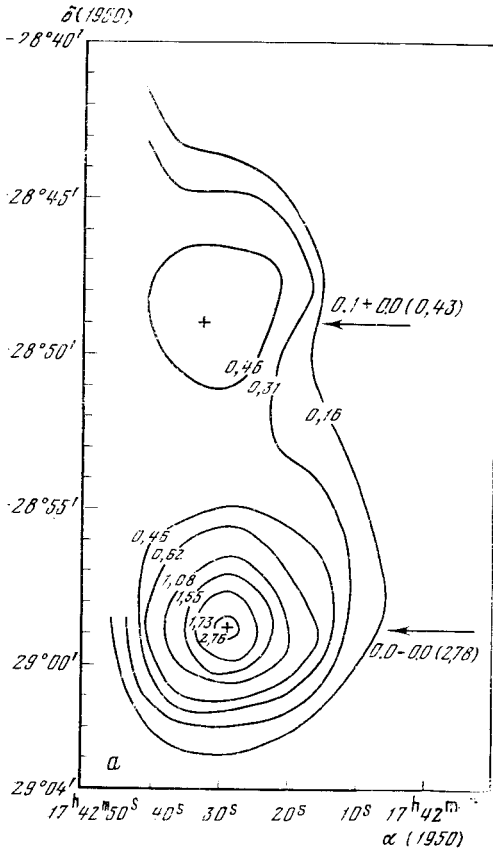
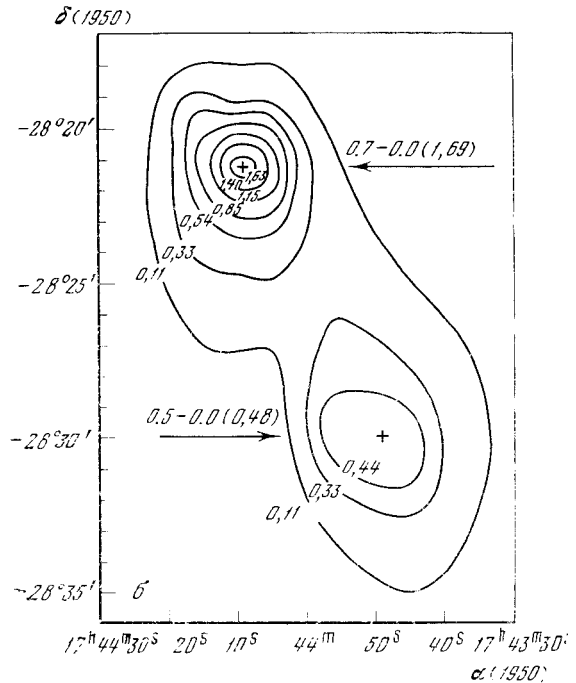


Рис. 3. Контурные карты областей Sgr A (a) и Sgr B<sub>2</sub> (б)



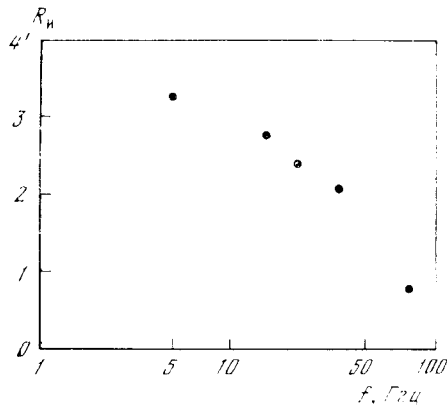


Рис. 4. Зависимость размеров источника G 0.7—0.0 от частоты

размеров для G 0.7—0.0. Методом наименьших квадратов получены спектральные индексы  $\alpha = -0,03$  и  $\alpha = -0,2$  для G 0.7—0.0 и G 0.5—0.0 соответственно, что удовлетворительно согласуется с моделями тепловых оптически тонких радиисточников.

В заключение выражаем глубокую благодарность И. Д. Стрелко за участие в наблюдениях.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. А. Ефанов, В. П. Загитин, И. Г. Моисеев, И. С. Нестеров, Р. Л. Сороченко, В. Б. Штейншлегер. Материалы 2-й Всесоюзной школы по СВЧ. Ереван, 1974.
2. В. А. Ефанов, В. П. Загитин, И. Г. Моисеев, И. С. Нестеров, В. Б. Штейншлегер. Астрон. цирку., 1974, № 842, 1.
3. В. А. Ефанов, В. П. Загитин, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, И. С. Нестеров, В. Б. Штейншлегер. Астрон. вестник.
4. Ka Bing W Yip, G. A. Seielstad. *Astrophys. J.*, 1972, 177, 291.
5. A. H. Bridle, M. M. Davis, E. B. Formalont, I. Lequeux. *Astron. J.*, 1972, 77, 405.
6. M. A. Ianssen, L. M. Golden, W. I. Welch. *Astron. and Astrophys.*, 1974, 33, 373.
7. M. J. Klein. *Astron. J.*, 1974, 79, 139.
8. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth. *Astrophys. Lett.*, 1971, 8, 153.
9. Circ. Centr. Bur. Astron. Telegrams IAU, 1973, N 2519.
10. В. А. Ефанов, В. П. Загитин, И. Г. Моисеев, Г. М. Товмасян, В. Б. Штейншлегер. Изв. Крымской астрофиз. об., 1972, 45, 172.
11. D. S. de Young, D. E. Hogg. *Astrophys. J. Lett.*, 1973, 180, L61.
12. G. M. Blake. *Astrophys. Lett.*, 1970, 6, 201.
13. K. I. Kellermann, B. G. Clark, D. L. Jancey, M. H. Cohen, D. B. Shaffer, A. T. Moffet, S. Gulkis. *Astrophys. J.*, 1970, 161, 803.
14. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth. *Astron. J.*, 1973, 78, 828.
15. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, P. I. S. Williams. *Astrophys. J.*, 1969, 157, 1.
16. А. Е. Андриеский и др. Астрон. цирку., 1969, № 494.
17. P. G. Mezger, J. Shraml. *Astrophys. J.*, 1969, 156, 269.
18. И. Н. Берулиц, Р. Л. Сороченко. Астрон. ж., 1973, 50, 270.
19. W. M. Goss, P. A. Shaver. *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 1970, 14, 1.
20. Ю. Н. Паруйский. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 1973, 16, 778.
21. А. Б. Акелилоова и др. Астрон. ж., 1972, 49, 102.
22. M. R. Kundu, T. Velusamy. *Astron. and Astrophys.*, 1972, 20, 237.
23. Y. E. Kapitzky, W. A. Dent. *Astrophys. J.*, 1974, 188, 27.
24. В. И. Аришкин и др. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 1973, 16, 1334.
25. T. W. Jones. *Astron. and Astrophys.*, 1974, 30, 37.
26. D. Downes, A. Maxwell. *Astrophys. J.*, 1966, 146, 653.
27. E. C. Reifenstein, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mozger, W. J. Altenhoff. *Astron. and Astrophys.*, 1970, 4, 357.
28. R. W. Hobbs, S. B. Modaly, S. P. Maran. *Astrophys. J. Lett.*, 1971, 165, L87.
29. R. W. Hobbs, K. J. Jonston. *Astrophys. J.*, 1971, 163, 229.
30. D. Downes, A. Maxwell, R. Reinhart. *Astrophys. J. Lett.*, 1970, 161, L123.
31. В. А. Ефанов, И. П. Зивченко, А. Г. Кисляков, И. В. Кузнецов, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов. Препринт НИРФИ, № 55. Горький, 1974.

## О ГАЗОВОЙ СТРУКТУРЕ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. П. Проник

Высказывается предположение, что наблюдаемый в ядрах сейфертовских галактик плотный газ, ответственный за излучение широких крыльев водородных линий, представляет собой устойчивое образование, не связанное с наличием вокруг него обширной массивной зоны, светящейся в запрещенных линиях. Приводятся аргументы в пользу того, что зона разреженного газа не могла образоваться ни в результате длительного спокойного истечения газа, ни в результате многочисленных (рекуррентных) взрывов, во время которых из ядра выбрасываются облака плотного газа со скоростью несколько тысяч километров в секунду.

ON THE NUCLEAR STRUCTURE OF SEYFERT GALAXIES, by V. I. Pronik. — It is supposed that a dense gas in Seyfert nuclei responsible for emitting broad wings of hydrogen lines is a stable formation not connected with a large massive [O III] and [O II] zones. The attempt is made to show that the origin of such zones can not be due neither to a long outflow of gas nor to the numerous explosions and ejections of gas clouds with the velocity about 3—5 thousands km/sec.

Решение проблемы ядер сейфертовских галактик в значительной степени продвинулось бы, если бы удалось объяснить большие ширины эмиссионных линий. В настоящее время неизвестен такой механизм, который, не встречая существенных трудностей, смог бы дать удовлетворительное объяснение контурам водородных линий в спектрах ядер сейфертовских галактик. Хорошее согласие теоретического контура с наблюдаемым для механизма, предложенного Птаком и Стопером [1] (перезарядка быстрых протонов, испускаемых ядром) еще несколько не означает, что этот механизм действительно имеет место в силу его чрезвычайно малой эффективности.

Поскольку контур линии является результатом действия по крайней мере двух факторов: распределений массы и скоростей газа в оболочке ядра, то, вообще говоря, неизвестно, можно ли *однозначно* подобрать эти распределения таким образом, чтобы получить наблюдаемые контуры разрешенных и запрещенных линий. В связи с этим представляет интерес другой подход к решению проблемы, а именно поиски таких наблюдательных фактов, которые косвенным образом указывали бы на характер поля скоростей или структуру газа в ядре независимо от механизма расширения линий. Такими фактами, на наш взгляд, являются:

1) большая ширина всех разрешенных линий (H, He I, He II, Fe II, Mg II);

2) дискретность наблюдаемой плотности газа в ядре ( $n_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$  и  $n_e \lesssim 10^6 \text{ см}^{-3}$ );

3) существование центрального плотного газового образования (или образований) независимо от того, имеется вокруг него обширная массивная зона более разреженного газа или нет. Последние два обстоятельства дают основание предполагать отсутствие генетической связи между разреженным газом (зона [O III]) и плотным центральным образованием.

## 1. Связь между большой шириной разрешенных линий и высокой плотностью излучающего газа

Предположение о том, что в ядрах сейфертовских галактик все без исключения разрешенные линии являются широкими с протяженными крыльями (в отличие от узких запрещенных линий), до недавнего времени базировалось на сравнении контуров водородных линий бальмеровской серии и линии He II 4686 с контурами запрещенных линий разных элементов, чаще всего с линиями [O III]. Саржент [2] впервые привел сведения о ширине других разрешенных линий (He I, Fe II) с целью обоснования предположения о том, что большие ширины линий в ядрах сейфертовских галактик свойственны всем разрешенным линиям.

Наблюдая компактные галактики Цвикки, Саржент обратил внимание на спектры двух объектов: I Zw 0051 + 12 и II Zw 2130 + 09, содержащие много разрешенных линий Fe II. Наиболее интересным оказался объект I Zw 0051 + 12 [3]. В спектре этого объекта имеются только разрешенные линии H, He I и Fe II. Линии Fe II и бальмеровские линии имеют одну и ту же ширину — примерно 3000 км/сек на половине интенсивности. Ни одна из запрещенных линий, в том числе и запрещенные линии [Fe II] (хорошо наблюдаемые в спектрах медленных новых, симбиотических, долгопериодических и спектрах других звезд), не наблюдается в спектре I Zw 0051 + 12. Спектр второй галактики II Zw 2130 + 09 менее экзотичен, кроме широких линий H I, He I и Fe II в нем присутствуют узкие слабые запрещенные линии N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> [O III]. Ширина водородных линий и линий Fe II одинакова. В этом отношении спектр галактики II Zw 2130 + 09 весьма похож на спектр квазара 3C 273, в котором небулярные линии N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> существенно слабее H<sub>β</sub>, а широкие разрешенные линии Fe II сливаются и образуют сплошную полосу в области  $\lambda\lambda$  4500—4650 Å [4]. Аналогичный спектр имеет и ядро галактики Маркарян 9: ширина линий Fe II 4560 Å и 4640 Å в нем такая же, как и ширина H<sub>β</sub>, а линии N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> узкие и слабые [5].

Широкая эмиссия He I 5876 наблюдалась в спектрах только двух объектов. В спектре I Zw 0051 + 12 она была обнаружена Оуком по фотоэлектрическим сканам (см. [2]). Очень широкая линия He I 5876 отмечена Арпом [6] в спектре III Zw 0008 + 10, содержащем аномально широкие водородные линии.

Широкая линия He II 4686 определенно наблюдается в спектре NGC 4151 (Оук и Саржент [7]), а также в спектрах галактик Маркарян 1, 9 и 10, водородные линии которых тоже очень широкие [5].

Широкие контуры, как известно, имеют все ультрафиолетовые резонансные линии, наблюдаемые в видимой области спектра квазаров благодаря большому красному смещению. Так, в спектре объекта PKS 1217 + 02 линия Mg II 2797 имеет такую же ширину, как и водородные линии [8]. Спектр этого объекта интересен еще и тем, что запрещенная линия  $\lambda$ 4363 [O III] по ширине и интенсивности также близка к H<sub>β</sub>, в то время как линии N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> узкие и слабые. Если большая относительная яркость линии  $\lambda$ 4363 [O III] может быть результатом как большой плотности, так и высокой температуры газа, то различие контуров линий  $\lambda$ 4363 [O III] и N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> [O III] однозначно указывает на большую плотность газа, в котором образовалась линия  $\lambda$ 4363 [O III]; излучение в линиях N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> при плотности  $n_e > 10^7$  уже не возникает из-за дезактивации верхнего уровня ударами второго рода. Плотность газа, излучающего  $\lambda$ 4363 в PKS 1217 + 02 не может превышать  $10^9$  атом/см<sup>3</sup>, так как в этом случае линия  $\lambda$ 4363 вообще не будет наблюдаться; с другой стороны, она не ниже  $10^7$  см<sup>-3</sup>, иначе линии N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> также были бы широкими.

Таким образом, тот факт, что большая ширина контура свойственна только разрешенным линиям, а в одном случае (PKS 1217 + 02) широкий

контур имеет также линия  $\lambda 4363$  [O III]<sup>1</sup>, однозначно указывает на то, что широкие контуры линий в ядрах сейфертовских галактик образуются в условиях, в которых запрещенные линии не могут возникать. Таким условием является большая плотность газа ( $n_e > 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Ранее, когда имелись сведения только о ширинах линий водорода и He II, такое объяснение постулировалось [9, 10], сейчас его можно считать доказанным.

Ограничение, накладываемое этим обстоятельством на функцию распределения плотности и скорости газа в ядре (если механизм расширения линий считать чисто доплеровским), очевидно: очень плотный газ может иметь только большую скорость, а разреженный — только малую. Отсюда следует, что если в ядре, в пределах зоны [O III] имеет место истечение газа или расширение газовой оболочки как целого с градиентом скорости, то градиент должен быть отрицательным по направлению от ядра (расширение с торможением). Увеличение плотности газа по направлению к центру ядра в такой модели естественно, однако увеличение скорости разлета или расширения по мере приближения к ядру нетривиально. К этому можно добавить, что существование в ядрах NGC 1068 [11], 1275 [12] и 4151 [13] протяженных дискретных облаков, движущихся с заметными относительными скоростями, также не согласуется с представлением об устойчивом стационарном истечении газа.

То обстоятельство, что широкие крылья линий образуются в очень плотном газе, можно рассматривать также и как довод в пользу электронного рассеяния как основного механизма расширения линий.

## 2. Зависимость характера спектра от плотности газа в ядрах галактик

Малая интенсивность по отношению к  $H_\beta$  или полное отсутствие линий  $N_1$ ,  $N_2$  [O III] и  $\lambda 3727$  [O II] свидетельствуют либо о большой плотности газа ( $n_e \gtrsim 10^8 \text{ см}^{-3}$ ), либо о малых размерах зон свечения [O III], [O II] (3C 273, NGC 3516). Если же одновременно со слабыми линиями  $N_1$ ,  $N_2$  в спектре присутствует яркая линия [O II] 3727, то это свидетельствует о низкой плотности газа и о его низкой степени возбуждения. Эта типичная для H II областей ситуация часто встречается в ядрах компактных галактик [14, 15] и в ядрах галактик, морфологически похожих на сейфертовские, но с узкими водородными линиями [16]. Широкие разрешенные линии свидетельствуют о наличии в ядре плотного газа ( $n_e > 10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Дополнительную информацию о плотности газа можно получить из контура линии  $\lambda 4363$  [O III]. Если в контуре этой линии имеются детали, которые не видны, либо видны слабо в  $N_1$ ,  $N_2$ , то газ, ответственный за излучение таких деталей, имеет плотность большую, чем  $10^6 \text{ см}^{-3}$ , но меньшую, чем  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . В случае радиативного возбуждения газа, при  $T_e \sim 20\,000^\circ$  и  $n_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ , отношение  $I_{4363}/I_{N_1N_2} \sim 2$ , а  $I_{4363}/I_{H_\beta} \sim [n(\text{O III})/n(\text{H}^+)] \cdot 4 \cdot 10^3$ . Если принять нормальное содержание кислорода  $O/H \sim 10^{-3}$  и учесть, что при тех условиях, которые имеют место в ядрах сейфертовских галактик, в стадии O III должно находиться не менее четверти всех его атомов, то  $I_{4363}/I_{H_\beta} \sim 1$ .

Таким образом, по одному только виду спектра практически всегда можно сказать, какой диапазон плотности газа имеется в ядре.

Анализ многочисленных запрещенных линий [17, 18] показывает, что разреженный газ, в котором эти линии возникают, весьма неоднородный по плотности ( $10^5$ — $10^3 \text{ см}^{-3}$ ) и ионизации (одновременно присутствуют в спектре линии [O III] и [O II]). Однако размеры неоднородностей не могут быть сравнимы с размерами оболочки, иначе контуры линий отличались бы. Истечение газа из ядра с торможением легко могло бы объяс-

<sup>1</sup> Объясняется это тем, что вероятность спонтанного перехода для  $\lambda 4363$  максимальна среди наблюдаемых запрещенных линий.

пить весь набор плотностей от  $10^9$  до  $n_e < 10^2$ , если бы не то обстоятельство, что в спектрах ядер сейфертовских галактик практически нет признаков, указывающих на присутствие газа с промежуточной плотностью  $n_e \approx 10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Таким признаком могли бы быть детали контура, наблюдаемые с примерно одинаковой интенсивностью как в линиях  $N_1$ ,  $N_2$ , так и в линии  $\lambda 4363$  [O III]. Независимым аргументом, свидетельствующим об отсутствии газа, имеющего промежуточную плотность (или промежуточную скорость), является контур водородных линий. При установившемся стационарном истечении газа из ядра, скорость и плотность газа не могут меняться с расстоянием скачкообразно, поэтому контур линии  $H_3$  в такой модели должен иметь плавный переход от центрального максимума к крыльям. Между тем хорошо известно, что наблюдаемый контур линии  $H_3$  состоит из широкого стогообразного основания (излучение плотного газа) с узким сравнительно слабым максимумом в центре. Поэтому мы приходим к выводу, что общепринятую в настоящее время газовую модель ядра, состоящую из двух компонентов — очень плотного газа и разреженного, нужно рассматривать не как упрощенную схему, а как модель, в которой действительно имеется резкий скачок плотности при переходе от плотного газа к разреженному.

### 3. Связь между зонами плотного и разреженного газа

Поскольку нет плавного перехода между зонами, сильно отличающимися плотностью газа, то и отток газа от области с высокой плотностью к области разреженного газа должен быть незначительный. В связи с этим возникает вопрос: играет ли плотный газ сколько-нибудь существенную роль в эволюции и самом факте существования обширной массивной зоны разреженного газа (зоны [O III], [O II])?

Казалось бы, аргументом против генетической связи между областью плотного газа и зонами [O III], [O II] может служить то, что наряду с сейфертовскими существуют компактные звездообразные ядра галактик с одной только узкой эмиссией в спектре. М. Е. Бербидж [16], например, приводит целый ряд случаев, когда морфология галактик ничем не отличается от сейфертовских вплоть до иррегулярного спутника, который имеется у всех классических сейфертовских галактик, тем не менее эмиссионные линии у них узкие, хотя и очень яркие. Однако М. Е. Бербидж не исключает возможности, что эти галактики являются сейфертовскими, только в настоящий момент они находятся в такой фазе, когда плотный газ уже рассеялся, а выброс новой порции плотного газа еще не начался. Гипотеза взрывов ядра является сейчас наиболее распространенной, так как она естественно и непринужденно объясняет существование в ядрах галактик больших скоростей. Поскольку определяемые по ширинам линий скорости газа на порядок превышают параболическую скорость для ядра и, следовательно, время пребывания плотного газа в ядре невелико ( $\sim 10^4$  лет), то явление «галактика Сейферта» в смысле наличия широких линий должно быть рекуррентно [16]. Такая гипотеза высказывалась неоднократно [10, 19]; в ней автоматически предполагается генетическая связь между газом разной плотности: облака плотного газа, попадая в зоны [O II], [O III], тормозятся и «растворяются» в них, энергия движения уходит на нагрев газа в зонах [O II], [O III]. Эта гипотеза казалась весьма правдоподобной, особенно после того, как Андрия и Суфрен [19] обнаружили сильное изменение интенсивности широкой линии  $H_3$  в ядре NGC 3516.

Однако дальнейшие наблюдения [20, 21] показали, что изменения широких эмиссионных линий в ядрах сейфертовских галактик происходят настолько быстро (характерное время несколько месяцев), что единственной причиной их могут быть только вариации ионизирующего потока центрального теплевого источника. Аналогичные соображения полностью



относятся и к абсорбционным деталям в контуре линий  $H\beta$  и He I  $\lambda 3889$  в спектре ядра NGC 4151, переменность которых наблюдали Кромвель и Вейман [22]. По мнению этих авторов, абсорбции в линиях — явление чрезвычайно кратковременное, так как время жизни поглощающих облаков должно быть меньше или порядка одного года. Между тем абсорбционные компоненты в линии He I 3889 наблюдались Мейолом [23] еще в 1934 г., и с теми же лучевыми скоростями, которые они имели в 1969 г. (Андерсон и Крафт [24]). Учитывая тот факт, что Кромвель и Вейман наблюдали абсорбцию в тот период, когда ядро находилось в глубоком минимуме, можно предложить альтернативное объяснение причин ее появления: увеличение контраста линий над непрерывным спектром и увеличение количества нейтральных атомов водорода и гелия из-за падения ионизации.

Несостоятельность гипотезы генетической связи между зонами плотного и разреженного газа, на наш взгляд, заключается в том, что облака плотного газа, двигаясь со скоростями 2—3 тыс. км/сек, не только не смогут подпитывать газом зоны [O III] и [O II], а, наоборот, сгребая по пути газ, будут увеличивать количество плотного газа. Чем больше плотность газа в разлетающихся облаках, тем труднее им затормозиться в зоне [O III]. Таким образом, гипотеза рекуррентных взрывов исключает эволюционную связь между плотным газом и зонами [O III], [O II] по чисто динамическим причинам. Об этом же говорит и то, что в ядрах галактик не наблюдается разреженный газ, имеющий скорости больше 1 тыс. км/сек. Наблюдаемые в ядрах NGC 1068 [11], NGC 1275 [12] и NGC 4151 [13] газовые облака большой массы ( $\sim 10^5 M_\odot$ ) с низкой плотностью и относительными скоростями, достигающими 300—500 км/сек, нельзя интерпретировать как результат длительного накопления газа в процессе многочисленных слабых взрывов. Такие облака могли образоваться только одновременно в результате одного акта.

Поэтому естественнее считать, что существование галактик, морфологически похожих на галактики Сейферта, но не имеющих широкой водородной эмиссии, указывают не на рекуррентность явления «галактика Сейферта», а на отсутствие связи между газом в зонах [O III], [O II] и плотным газом, ответственным за излучение широкой водородной эмиссии. В пользу такой гипотезы говорит и то, что существуют объекты противоположного типа, в спектрах которых наблюдаются только широкие разрешенные линии, а узкие запрещенные линии либо очень слабы, как в II Zw 2130 + 09, 3C 273, NGC 3516, либо совсем отсутствуют, как в I Zw 0051 + 12. По крайней мере, о NGC 3516 можно с уверенностью сказать, что слабость запрещенных линий в ее спектре связана с общей низкой светимостью зон [O III], [O II], а не с большой плотностью газа в этих зонах, в противном случае центральный максимум в  $H\beta$  был бы хорошо заметен и сравним с  $N_1$ ,  $N_2$ .

### Заключение

Все три вывода: о возникновении широких линий в очень плотном газе, о том, что этот газ не имеет плавного перехода в обширную массивную зону разреженного газа и поэтому не связан с ней эволюционно, — сделаны независимо от того, каков механизм расширения линий. Эти обстоятельства должны быть учтены при построении модели ядра и расчете контуров линий. Поскольку построение динамически устойчивой модели, в которой скорости движения плотного газа достигали бы нескольких тыс. км/сек, не тривиально и связано с известными трудностями, то факт возникновения широких линий в очень плотном газе можно рассматривать как довод в пользу существования электронного рассеяния [25]. Однако при одном только электронном рассеянии контуры линий должны быть гладкими и симметричными. В действительности, они как правило

асимметричны (депрессия в красном крыле) и часто изрезаны отдельными мелкими деталями. Для NGC 5548 реальность этих деталей не вызывает сомнений [26]. Реальны также дополнительные максимумы в синем крыле водородных линий галактик Маркарян 6 [27], 3С 390.3 и 3С 227 [8]. Поэтому доплеровское расширение линий в ядрах галактик также должно иметь место. По всей вероятности, наблюдаемый контур есть результат наложения большого количества расширенных электронным рассеянием контуров, сдвинутых друг по отношению к другу из-за движения. Естественно, что скорости движения газа при этом требуются не столь большие, как без электронного рассеяния. Наличие отдельных сравнительно узких деталей в контуре может свидетельствовать о том, что не во всех конденсациях имеет место электронное рассеяние ( $\tau_e \ll 1$  из-за того, что недостаточно велика плотность или размер конденсации). Асимметрия контура в сферически симметричной модели может возникнуть только из-за экранировки непрозрачным центральным телом. Предлагаемая модель допускает наблюдательную проверку: мелкая структура и детали линий должны наблюдаться на внутренних частях контура недалеко от центра линии, наружные части крыльев должны быть гладкими.

Выражаю благодарность академику А. Б. Северному и Н. М. Шаховскому за ценные замечания и обсуждение вопросов затронутых в работе.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. R. Ptak, R. E. Stoner. *Astrophys. J.*, 1973, 185, 121.
2. W. L. W. Sargent. *Nuclei of Galaxies*. D. O'Connell (Ed.). Study Week, Pontifical Acad. Sci., 1971, p. 81.
3. W. L. W. Sargent. *Astrophys. J. Lett.*, 1968, 152, L31.
4. E. J. Wampler, J. B. Oke. *Astrophys. J.*, 1967, 148, 695.
5. E. Ye. Khachikian. *Astron. J.*, 1968, 73, 891.
6. H. C. Arp. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 1101.
7. J. B. Oke, W. L. W. Sargent. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 807.
8. C. R. Lynds. *Astron. J.*, 1968, 73, 888.
9. L. Woltjer. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 38.
10. Э. А. Дубай, В. И. Проник. *Астрон. ж.*, 1967, 44, 952.
11. М. Ф. Уокер. *Нестационарные явления в галактиках*. Под ред. М. А. Аракельяна. Ереван, 1966.
12. Э. А. Дубай, В. Ф. Есунос. *Астроном. циркул.*, 1968, № 467.
13. M. F. Walker. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 71.
14. W. L. W. Sargent. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 765.
15. W. L. W. Sargent. *Astrophys. J.*, 1970, 160, 405.
16. M. E. Burbidge. *Astron. J.*, 1968, 73, 890.
17. D. E. Osterbrock. *Nuclei of Galaxies*. D. O'Connell (Ed.). Study Week, Pontifical Acad. Sci., 1971.
18. E. M. Burbidge. *External galaxies and QSS objects*. Sympos. N 44. Uppsala, Aug., 1970, p. 109.
19. Y. Andrillat, S. Souffrin. *Astrophys. Lett.*, 1968, 1, 111.
20. S. Collin-Souffrin, D. Alloin, Y. Andrillat. *Astron. and Astrophys.*, 1973, 22, 343.
21. A. M. Cherepashchuk, V. M. Lyutyi. *Astrophys. Lett.*, 1973, 13, 165.
22. R. Cromwell, R. J. Weymann. *Astrophys. J. Lett.*, 1970, 159, L147.
23. N. U. Mayall. *Publs Astron. Soc. Pacif.*, 1934, 46, 134.
24. K. S. Anderson, R. P. Kraft. *Astrophys. J.*, 1969, 158, 859.
25. R. J. Weymann. *Astrophys. J.*, 1970, 160, 31.
26. K. S. Anderson. *Astrophys. J.*, 1971, 169, 449.
27. В. И. Проник, К. К. Чуваев. *Астрофизика*, 1972, 8, 187.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЯРКИХ ОБРАЗОВАНИЙ  
В СПИРАЛЬНЫХ ВЕТВЯХ ГАЛАКТИКИ NGC 2903**

**Н. Б. Григорьева**

Для выявления комплексов H II областей в спиральных ветвях галактики NGC 2903 была проведена фотометрия снимков этой галактики, полученных в КАО И. И. Проник и К. К. Чуваевым для 8 областей спектра ( $\lambda\lambda$  3680, 3730, 4680, 5090, 5280, 6100, 6600 и 7400 Å) с интерференционными фильтрами и электронно-оптическим преобразователем в прямом фокусе телескопа Шайна ( $D = 2,6$  м). Для абсолютных измерений с той же аппаратурой получены внефокальные изображения звезды 76 Com.

Выяснено 28 деталей, находящихся на расстоянии от 1,22 до 5,0 кпс от центра галактики, оценено их излучение в  $H_{\alpha}$  ( $I_{H_{\alpha}}$  от  $0,2 \cdot 10^{-16}$  до  $34 \cdot 10^{-16}$  эрг·см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>·Å<sup>-1</sup>) и масса ( $M/M_{\odot}$  от 0,2 до  $20,0 \cdot 10^4$ ). Для 25 деталей получено распределение энергии в спектре. Все результаты приведены в таблице.

INVESTIGATION OF BRIGHT PATCHES IN SPIRAL BRANCHES OF NGC 2903, by N. B. Grigorieva.— A photometry study of NGC 2903 spiral branches has been carried out to detect the H II complexes. Photographs have been taken by I. I. Pronik and K. K. Chuvaev using the prime-focus image-converter on 2,6-meter Schajn telescope combined with the 8 colour filters ( $\lambda_{\text{eff}}$  3680, 3730, 4680, 5090, 5280, 6100, 6600 and 7400 Å). 76 Com has been used for absolute calibrations.

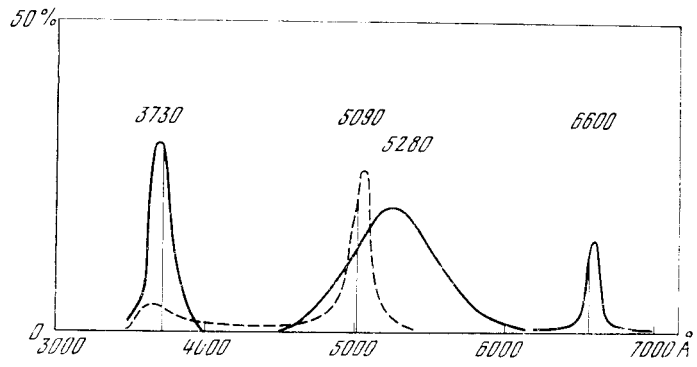
Twenty eight bright patches at the distances between 1.22 and 5.0 kpc from the galaxy center having  $H_{\alpha}$  intensities  $(0,2-34) \times 10^{-16}$  erg/cm<sup>2</sup> sec Å and gaseous masses  $(0,2 \div \div 20) \times 10^4$  have been found. Energy distribution in continuum of 25 spiral arm patches has been obtained. Results are given in Table.

В ряде Sc-галактик исследованы яркие области H II. Представляло интерес выявить их существование и изучить характеристики в галактике NGC 2903 ( $\alpha = 9^{\text{h}}29^{\text{m}}3, \delta = +21^{\circ}44'$ ,  $m = 10^{\text{m}}3$ ,  $B - V = 0^{\text{m}}67$ ,  $U - B = 0^{\text{m}}04$ ,  $V_0 = 507$  км·сек<sup>-1</sup> при  $H = 50$  км/сек·Mпс,  $R = 10^7$  пс, Sc).

Основой для исследования служили снимки этой галактики, полученные К. К. Чуваевым и И. И. Проник в Крымской астрофизической обсерватории в прямом фокусе телескопа им. Шайна ( $D = 2,6$  м) и любезно предоставленные автору. Снимки сделаны с интерференционными фильтрами (8 областей) и электронно-оптическим преобразователем. Эффективные длины волн соответствуют 3680, 3730, 4680, 5090, 5280, 6100, 6600 и 7400 Å. Фильтры с  $\lambda$  3730, 5090 и 6600 Å центрированы на эмиссионные линии (кривые пропускания фильтров приведены на рис. 1). Для абсолютных измерений с теми же фильтрами и аппаратурой снимались внефокальные изображения звезды 76 Com ( $V = 9^{\text{m}}1$ ,  $B - V = +0^{\text{m}}547$ ,  $U - B = +0^{\text{m}}028$ , G0 V). Масштаб изображения 1 мм = 21".

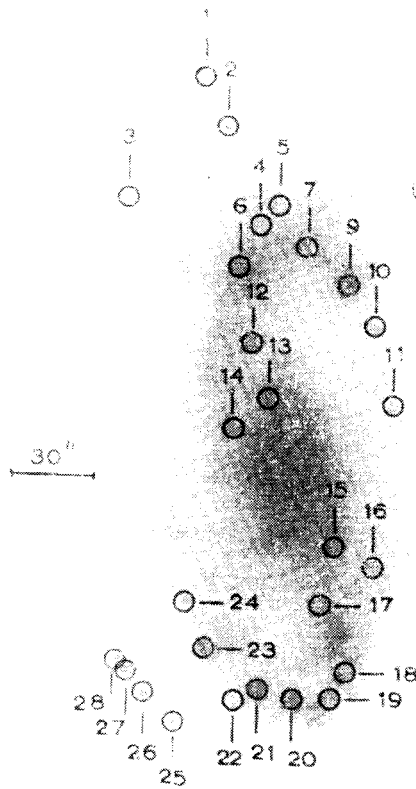
Все использованные снимки были получены в 1968 г. с экспозицией от 0<sup>m</sup>52<sup>s</sup> до 7<sup>m</sup>00<sup>s</sup>: 24—25.II (7 снимков), 27—28.III (6), 26—27.IV (8), 30.IV—1.V (8).

Не все снимки одинакового качества. Наилучшие изображения были на снимках 24—25.II. Измерениям, сделанным по этим снимкам при выводе среднего, придавался двойной вес.

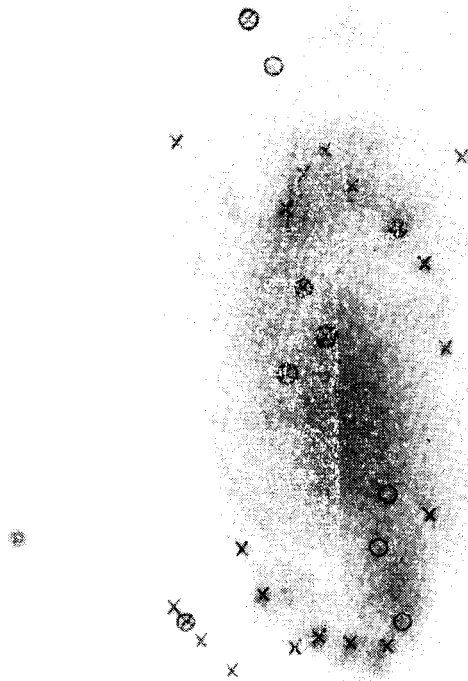


**Рис. 1.** Кривые пропускания фильтров

Вертикальными линиями показаны положения эмиссионных линий 3727 Å [O II], 5007 Å [O III] и H $\alpha$  с учетом красного смещения



**Рис. 2.** Фотография NGC 2903 с номерами деталей (получена по снимку в фильтре 6600 Å)



**Рис. 3.** Фотография галактики

Значки показывают особенности распределения энергии в спектре детали: кружок — максимум в красной части (6100 Å), крестик в кружке — максимум в синей части (4600 Å), крестик — распределение параллельно оси абсцисс

Весь материал (снимки галактики, шкалка и внефокальные изображения звезды) промерялся на микрофотометре МФ-2 с диафрагмой, площадь которой соответствует 4 кв.сек. При сравнении с внефокальным изображением звезды учитывалась разность зенитных расстояний. При этом брался средний коэффициент прозрачности для КАО, полученный Е. Б. Костяковой [1]. Методика измерений и обработки та же, что у И. И. Проник и К. К. Чуваева [2].

После предварительного просмотра нескольких десятков деталей спиральных ветвей на снимках в разных фильтрах для измерения были выбраны только те, которые четко выделялись на снимках в  $H_{\alpha}$ . Центральная часть галактики не измерялась. Все измеренные области находились на расстоянии от 1,22 до 5 *кпс* от центра галактики. При принятом значении постоянной Хаббла  $H = 50 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}^{-1}$  соответствует 48,8 *пс*. Карта галактики с номерами деталей представлена на рис. 2.

Всего было измерено 28 деталей. Для 25 деталей получено распределение энергии в спектре, для 3 деталей — только оценки излучения в  $H_{\alpha}$ . Данные о распределении энергии в основном получены из независимых измерений, сделанных по снимкам для трех дней, а для части деталей по всему материалу. Графики распределения энергии для деталей даны в относительных единицах, после того как их яркость была выражена в яркости внефокального изображения звезды, учитывая распределение

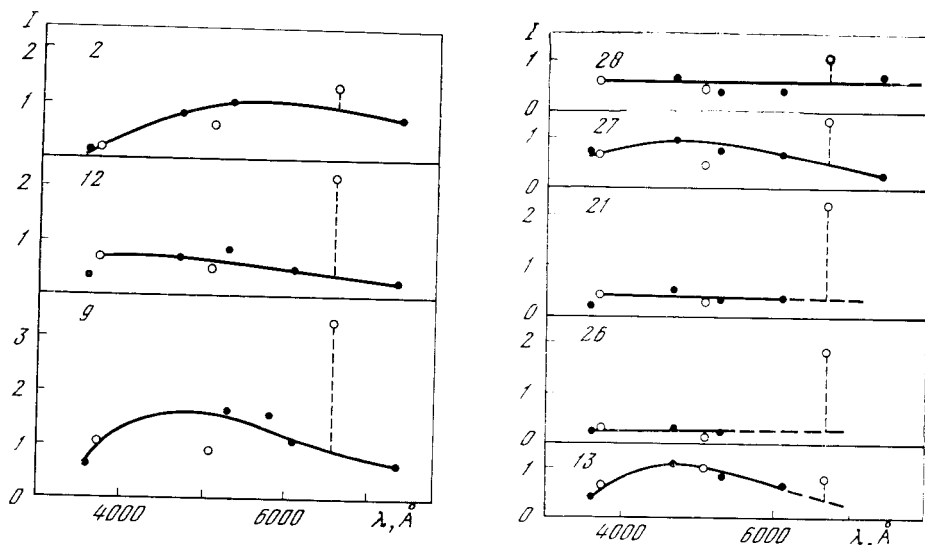


Рис. 4. Распределение энергии в спектре некоторых типичных деталей (цифры обозначают номера деталей)

Светлые кружки — интенсивности в тех фильтрах, где возможно излучение водорода или кислорода

энергии в ее спектре. Средняя квадратичная ошибка была получена для всех областей спектра, кроме 7400 Å (где снимки были для одного дня). Во всех случаях она оказалась порядка 25%.

| $\lambda$      | 3600 | 3727 | 4680 | 5090 | 5280 | 6100 | 6600 |
|----------------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\epsilon, \%$ | 28   | 21   | 23   | 24   | 25   | 23   | 26   |

Для характеристики распределения энергии в спектре деталей были вычислены отношения  $I_{3727}/I_{4680}$  и  $I_{4680}/I_{6100}$ . Все детали по распределению энергии можно разделить на три группы:

1. Распределение энергии не зависит от  $\lambda$  — прямая, параллельная оси абсцисс, 9 деталей.
2. Максимум распределения приходится на область около 4600 Å, 7 деталей.
3. Максимум сдвигается к красной части примерно около 6100 Å, 5 деталей.

Следовательно, большинство деталей дают избыточное свечение в голубой области спектра. Эти детали как будто показывают тенденцию к концентрации в одной ветви спирали, в то время как детали более красные и показывающие наибольшее излучение в  $H_{\alpha}$  концентрируются в другой спиральной ветви (рис. 3). На рис. 4 приводится распределение энергии для деталей с наибольшим излучением в  $H_{\alpha}$ , а также для деталей с характерным спектром 1, 2 и 3-й групп, указанных выше.

Все полученные сведения даны для каждой детали в таблице: номер детали по рис. 2, площадь, расстояние от центра галактики ( $r''$ ), видимая звездная величина  $B$  (4680 Å), абсолютная звездная величина  $M_B$ , излучение в  $H_{\alpha}$  ( $I_{H_{\alpha}}$ ),  $M/M_{\odot}$ ,  $I_{3727}/I_{4680}$ ,  $I_{4680}/I_{6100}$ . Величина кружков на карте не соответствует площади деталей.

Масса деталей вычислялась по формуле, приведенной в книге С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера [3]. Отношение  $I_{H_{\alpha}}/I_{H_{\beta}}$  может изменяться от 3/1 до 10/1. Нами принято последнее значение. Принятие любого из этих значений существенно не изменит результатов, так как полученные значения масс можно считать лишь оценками в связи с тем, что неизвестно какую долю объема детали занимают зоны интенсивного свечения водорода.

| Номер детали | Площадь, кв. сек. дуги | Расстояние от центра Галактики, сек. дуги | $V_{4550}$         | $M_B$              | $I_{H\alpha} \cdot 10^{16}$ , $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1}$ | $M/M_{\odot} \times 10^{-4}$ | $\frac{I_{3727}}{I_{4550}}$ | $\frac{I_{4550}}{I_{4100}}$ |
|--------------|------------------------|---|--------------------|--------------------|--|------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 1            | 2,0×2,0                | 132                                       | 20 <sup>m</sup> ,1 | -9 <sup>m</sup> ,9 | 0,21   | 0,2                          | 1,00                        | 1,43                        |
| 2            | 3,0×3,0                | 109                                       | 18,3               | 11,8               | 1,01   | 0,8                          | 0,22                        | 0,77                        |
| 3            | 3,0×3,0                | 104                                       | 19,6               | 10,4               | 0,90   | 0,8                          | 1,00                        | —                           |
| 4            | 2,0×2,0                | 79  | —                  | —                  | 0,28   | 0,2                          | —                           | —                           |
| 5            | 3,0×3,0                | 73  | 18,6               | 11,4               | 0,70   | 0,2                          | 0,30                        | —                           |
| 6            | 3,2×4,0                | 67  | 17,6               | 12,4               | 3,24   | 2,0                          | 1,00                        | 1,00                        |
| 7            | 10,0×10,0              | 71  | 15,7               | 14,3               | 8,94   | 15,0                         | 0,55                        | 1,30                        |
| 8            | 2,4×2,4                | 99  | 20,0               | 10,0               | 0,32   | 0,31                         | 0,64                        | —                           |
| 9            | 5,7×8,0                | 63  | 15,4               | 14,4               | 34,0   | 20,0                         | 0,65                        | 1,47                        |
| 10           | 4,0×4,0                | 50  | 18,6               | 11,4               | 4,0  | 2,6                          | 0,60                        | —                           |
| 11           | 4,0×2,0                | 40  | —                  | —                  | 1,2  | 2,0                          | —                           | —                           |
| 12           | 5,0×4,0                | 44  | 17,4               | 12,6               | 10,0   | 1,1                          | 1,00                        | 1,38                        |
| 13           | 4,0×2,0                | 29  | 18,0               | 12,0               | 0,94   | 0,8                          | 0,61                        | 1,61                        |
| 14           | 3,6×3,6                | 25  | 18,0               | 12,0               | 1,32   | 1,4                          | 1,00                        | 1,24                        |
| 15           | 4,2×4,2                | 28  | 17,7               | 12,3               | 1,32   | 1,6                          | 0,55                        | 0,82                        |
| 16           | 3,0×2,4                | 41  | 19,5               | 10,5               | 1,44   | 1,1                          | 0,54                        | —                           |
| 17           | 4,6×4,6                | 58  | 17,6               | 12,4               | —  | —                            | 0,40                        | 0,62                        |
| 18           | 3,3×3,0                | 68  | 19,0               | 11,0               | 0,35   | 0,5                          | 0,60                        | 0,80                        |
| 19           | 4,0×2,0                | 72  | 18,7               | 11,3               | 1,61   | 1,1                          | 0,52                        | 1,00                        |
| 20           | 3,2×2,0                | 75  | 19,0               | 11,0               | 1,83   | 1,3                          | 1,00                        | 1,00                        |
| 21           | 5,0×5,0                | 75  | 17,7               | 12,3               | 13,70  | 6,6                          | 1,00                        | 1,00                        |
| 22           | 2,0×4,0                | 81  | 19,7               | 10,3               | 0,50   | 0,6                          | 0,82                        | 1,22                        |
| 23           | 3,0×3,0                | 62  | 19,3               | 10,7               | 4,20   | 1,6                          | 1,00                        | —                           |
| 24           | 3,0×3,0                | 61  | 18,3               | 11,7               | 2,46   | 1,4                          | 0,60                        | —                           |
| 25           | 4,0×4,0                | 95  | 18,3               | 11,7               | 1,77   | 1,8                          | 0,50                        | 1,15                        |
| 26           | 3,6×2,5                | 93  | 19,3               | 10,7               | 4,16   | 3,0                          | 1,00                        | —                           |
| 27           | 4,0×4,0                | 91  | 17,4               | 12,6               | 4,28   | 2,6                          | 0,72                        | 1,35                        |
| 28           | 3,0×4,0                | 90  | 18,0               | -12,0              | 2,27   | 1,2                          | 1,00                        | 1,00                        |

Следует отметить, что почти для всех изученных деталей имеется провал в непрерывном спектре около области 5090 Å. Учитывая возможное излучение водорода (правда, линия H<sub>3</sub> приходится на край кривой пропускания фильтра), этот провал представляется значительным. Провал можно объяснить обилием dK-звезд в спиральных ветвях галактики. Именно этим объяснил Вуд [4] в своей работе по созданию моделей звездного состава галактик наблюдаемый провал около 5170 Å в непрерывном спектре излучения некоторых галактик.

Положение выявленных нами областей H II совпадает с данными в работе Верона и Совайара [5]. Эти авторы приводят таблицу положения областей H II и оценку их яркости в трехбалльной системе.

Автор очень благодарна сотрудникам КАО И. И. Проник и К. К. Чуваеву за предоставленные ей снимки и ценные консультации в проведении работы. Часть измерений по данной галактике была проведена сотрудницей КАО А. И. Брунс, которой автор приносит свою благодарность.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Е. Б. Костякова. Сообщ. ГАИШ, 1970, № 166, 62.
2. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 249.
3. С. А. Каплан, С. Б. Пиксальер. Межзвездная среда. М., 1963.
4. D. B. Wood. Astrophys. J., 1966, 145, N 1, 36.
5. P. Veron, A. Sawayre. Ann. astrophys., 1965, 28, 698.

**ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В ПРОТЯЖЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ  
С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ ВРАЩЕНИЕМ И РАСШИРЕНИЕМ.  
ДИФфуЗИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ**

В. П. Гринин

Получено уравнение диффузионного типа для определения концентрации возбужденных атомов в протяженных расширяющихся и вращающихся оболочках. Предполагается полное перераспределение по частоте при доплеровском профиле коэффициента поглощения. Рассмотрены два режима движения: 1) радиально-симметричное расширение, 2) аксиально-симметричное движение — расширение плюс дифференциальное вращение. Обсуждается область применимости метода.

THE TRANSFER OF RESONANS RADIATION IN EXTENDED ENVELOPES WITH DIFFERENTIAL ROTATION AND EXPANSION. DIFFUSE APPROXIMATION, by V. P. Grinin.— The diffuse type equation for the determination of the density of excited atoms in extended envelopes with differential rotation and expansion, is obtained. The complet redistribution in the fluid frame for the Doppler profil is assumed. Two regime of the motions are considered: 1) radial velocity fields, 2) axial-symmetrical motions — differential rotation and expansion. The region of the application is discussed.

Решение многих астрофизических задач связано с интерпретацией профилей и интенсивностей спектральных линий, образующихся в оболочках с большими градиентами скорости. Сюда относятся такие классические объекты, как оболочки звезд WR, Be, а также сравнительно «молодые» объекты: звездный ветер, расширяющиеся оболочки горячих сверхгигантов и др. Основными механизмами, определяющими режим движения оболочек, являются световое давление, ротационная неустойчивость, а также механизмы, аналогичные механизму образования солнечного ветра. В соответствии с этим можно выделить две группы моделей оболочек: 1) оболочки с радиально симметричным движением  $v(r)$ , 2) оболочки с аксиальной симметрией, обладающие радиальной  $v(r)$  и тангенциальной  $u(r)$  составляющими скорости движения.

Решение задачи о переносе излучения в спектральной линии в таких оболочках даже в случае простейших режимов движения представляет весьма сложную математическую проблему. Положение, однако, существенно меняется, если скорость упорядоченного движения в оболочке значительно превышает тепловую или турбулентную скорость. В этом случае, как показал В. В. Соболев [1, 2], степень возбуждения атомов в оболочке слабо зависит от граничных условий и определяется в основном ближайшей окрестностью точки. При этом интегральное уравнение, определяющее концентрацию возбужденных атомов, с высокой степенью точности может быть заменено алгебраическим уравнением с коэффициентами, зависящими от величин градиента скорости в данной точке.

С помощью этого метода было получено решение ряда задач (Соболев [1, 3], Рублев [4, 5], Лионг [6], Кржиж [7]), связанных с интерпретацией



профилей эмиссионных линий в спектрах звезд типа Вольф-Райе, Ве. В указанных работах функция источников в оболочке предполагалась либо постоянной, либо меняющейся по степенному закону. Более строгий подход (при сохранении основной идеи метода [1]) был использован в работах Кастора [8] и Люси [9], в которых функция источников находилась путем решения уравнений стационарности и переноса излучения.

Маньян [10, 11], Кэрофф, Нордлингер и Скэргл [12] провели серию расчетов профилей спектральных линий для некоторых режимов движения оболочки, используя технику метода Монте-Карло. В последней работе, в частности, подробно исследовалось влияние на профиль линии вида функции перераспределения по углам и частотам при резонансном рассеянии. Было показано, что при экстремально быстрых движениях, когда излучение покидает оболочку после небольшого числа рассеяний, вид профилей становится чувствительным к выбору функции перераспределения.

Наконец, недавно Куназ и Хаммер [13], применив численный метод, предложенный Фотри [14] и Райбики [15], рассмотрели наиболее сложный в математическом отношении случай образования спектральной линии в медленно движущейся оболочке, скорость расширения которой порядка нескольких тепловых или турбулентных скоростей. Этот же случай для плоско-параллельной среды был рассмотрен в работе автора [16], где было показано, что при доплеровском профиле коэффициента поглощения возможен переход от интегрального уравнения для функции источников к уравнению диффузионного типа.

Диффузионное приближение, обеспечивая разумную точность, существенно упрощает вычисление функции источников и позволяет в целом ряде случаев получить результат в аналитическом виде. В данной работе этот метод рассмотрен применительно к протяженным расширяющимся оболочкам. В разделе 1 будет получено уравнение диффузионного типа для случая сферически симметричной оболочки с радиальной составляющей скорости движения, в разделе 2 рассмотрен более общий тип движений с аксиальной симметрией — расширение плюс дифференциальное вращение.

## 1. Случай радиально-симметричных движений

Рассмотрим образование изолированной спектральной линии в сферической оболочке с заданным полем скоростей в предположении, что скорость дифференциального движения оболочки порядка или больше нескольких тепловых скоростей. В приближении полного перераспределения по частоте при рассеянии уравнение, определяющее концентрацию возбужденных атомов, имеет вид

$$n(r) = \lambda \int_V K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') n(r') dV' + g(r), \quad (1)$$

где

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{A}{4\pi l(r) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\alpha}(x) \alpha[x + v_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] \times \\ \times \exp \left\{ - \int_0^s \alpha[x + v_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}'')] \frac{ds'}{l(r'')} \right\} dx. \quad (2)$$

Здесь  $x = \Delta\nu/\Delta\nu_d$  — безразмерная частота;  $v(r)$  — безразмерная скорость (в единицах тепловой скорости);  $v_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) - \mathbf{v}_s(\mathbf{r}')$  — скорость относительного движения точек  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$ ; вектор  $\mathbf{s} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$ ;  $s = |\mathbf{s}|$ ;  $r'' = \sqrt{r^2 + s'^2 - 2rs' \cos \theta}$ ;  $\theta$  — угол между векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{s}$ ;  $l(r) = 1/kn_1(r)$  — средняя длина свободного пробега кванта в центре линии;

$\alpha(x) = k(x)/k$ ;  $A$  — нормировочный множитель, определяемый соотношением  $A \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx = 1$ ;  $g(r)$  — функция, характеризующая мощность и распределение в оболочке первичных источников возбуждения.

В общем случае ядро интегрального уравнения (1)  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  является весьма сложной функцией координат. Его можно, однако, несколько упростить, если скорость дифференциального движения в оболочке порядка или больше нескольких тепловых или турбулентных скоростей. В этом случае сдвиг резонансной частоты атомов, обусловленный дифференциальным движением, становится сравнимым с полушириной профиля коэффициента поглощения на расстояниях, много меньших размеров оболочки. Вследствие этого концентрация возбужденных атомов в точке  $\mathbf{r}$  определяется в основном фотовозбуждениями из малой окрестности точки  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \ll r$ . Поэтому при интегрировании вдоль вектора  $\mathbf{s}$  в показателе экспоненты в (2) можно принять  $l(r'') \approx l(r)$  и скорость относительного движения точек  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  представить в виде

$$v_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx v_s(r, s) = s\psi(\mu, r), \quad (3)$$

где

$$\psi(\mu, r) = \mu^2 \frac{dc}{dr} + (1 - \mu^2) \frac{v}{r}, \quad \mu = \cos \theta. \quad (4)$$

С учетом этого ядро (2) примет вид

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = K(r, s) = \frac{1}{4\pi s^2 l(r)} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \alpha[x + s\psi(\mu, r)] \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{1}{l(r)} \int_0^s \alpha[x + s'\psi(\mu, r)] ds' \right\} dx. \quad (5)$$

Следуя [16], от интегрального уравнения (1) с ядром (5) перейдем к уравнению диффузионного типа. Для этого подставим в (1) вместо функции  $n(r')$  ее разложение в ряд Тейлора в окрестности точки  $r$ :

$$n(r') = n(r) + \frac{dn}{dr}(r' - r) + \frac{d^2n}{dr^2} \frac{(r' - r)^2}{2} + \dots \quad (6)$$

Подстановка первого члена разложения приводит к уравнению

$$k(r)n(r) = g(r), \quad (7)$$

где

$$k(r) = 1 - \lambda + \beta(r), \quad (8)$$

$$\beta(r) = 1 - \int_V K(r, s) dV. \quad (9)$$

По определению величина  $\beta(r)$  представляет собой вероятность выхода кванта из точки  $\mathbf{r}$  за пределы оболочки без рассеяний по пути, а сам метод нахождения степени возбуждения в среде с помощью уравнения (7) носит название вероятностного метода В. В. Соболева.

Следует отметить, что строгое вычисление величины  $\beta(r)$  по формуле (9) представляет собой довольно трудоемкую задачу (сравнимую по сложности с решением самого уравнения (1)). Поэтому в литературе обычно используется приближение, введенное В. В. Соболевым [1, 2] и состоящее в замене интегрирования в (9) по объему  $V$  интегрированием по бесконечному объему. После выполнения этой процедуры получаем

$$\beta(r) = Al(r) \int_0^1 \psi(\mu, r) [1 - e^{-Al(r)\psi(\mu, r)}] d\mu. \quad (10)$$

Физический смысл приближения (10) состоит в том, что при вычислении  $\beta$  учитывается выход излучения вследствие эффекта Доплера, обусловленного наличием в среде градиента скорости, и пренебрегается выходом излучения в крыльях линии, обусловленным тепловыми движениями атомов. Поэтому выражением (10), строго говоря, можно пользоваться лишь для слоев среды, достаточно далеких от границы.

Еще одно упрощение возникает в тех случаях, когда скорость дифференциального движения в оболочке на расстоянии средней длины пробега кванта много меньше тепловой скорости атомов:

$$l(r)\psi(\mu, r) \ll 1. \quad (11)$$

Этот важный частный случай осуществляется, например, при рассмотрении резонансных линий, для которых, как правило, величина  $l(r)$  много меньше характерных размеров оболочки, и в дальнейшем условие (11) будет предполагаться выполненным. Тогда, согласно (10),

$$\beta(r) = Al(r)\psi\left(\frac{1}{\sqrt{3}}, r\right). \quad (12)$$

Подстановка двух членов разложения (6) в уравнение (1) приводит к уравнению диффузионного типа

$$k(r)n(r) = \lambda L_1^2(r) \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \lambda L_2^2(r) \frac{d^2n}{dr^2} + g(r), \quad (13)$$

в котором

$$L_1^2(r) = r \int_V K(r, s)(r' - r) dV, \quad L_2^2(r) = \frac{1}{2} \int_V K(r, s)(r' - r)^2 dV. \quad (14)$$

Величины  $L_1^2$  и  $L_2^2$  представляют собой вторые моменты ядра  $K(r, s)$ . Действительно, при  $s \ll r$  величина  $r' - r \simeq \mu s + (1 - \mu^2)s^2/2r$ , и при интегрировании по всему объему член порядка  $s$  обращается в нуль. Точно так же  $(r' - r)^2 \approx \mu^2 s^2$ . С учетом этого

$$L_1^2(r) = \frac{1}{2} \int K(r, s)(1 - \mu^2)s^2 dV, \quad L_2^2(r) = \frac{1}{2} \int K(r, s)\mu^2 s^2 dV. \quad (15)$$

Величины  $L_1^2$  и  $L_2^2$  с точностью до множителя, близкого к единице, равны квадрату средней длины свободного пробега кванта. Как было показано в [16], для того чтобы эта величина была конечной, необходимо, чтобы был конечен второй момент профиля коэффициента поглощения:

$$\bar{x}^2 = \int \alpha(x)x^2 dx < +\infty.$$

Поэтому переход к уравнению диффузионного типа возможен лишь при доплеровском профиле коэффициента поглощения  $\alpha(x) = \exp(-x^2)$ ,  $A = 1/\sqrt{\pi}$ . (Напомним, что при рассмотрении переноса излучения в линии в неподвижной среде такой переход невозможен в принципе.)

После подстановки в (14) доплеровского профиля коэффициента поглощения получаются интегралы такого же типа, что и рассмотренные ранее в [16]. После несложных упрощений (подробнее об этом см. в [16]) получаем

$$L_1^2(r) = \frac{rl(r)}{v(r)4\sqrt{\pi}x_1^2} (1 - \gamma)^{-1} \left( 1 - \frac{\gamma}{2\sqrt{1-\gamma}} \ln \frac{1 - \sqrt{1-\gamma}}{1 + \sqrt{1-\gamma}} \right), \quad (16)$$

$$L_2^2(r) = \frac{rl(r)}{v(r)4\sqrt{\pi}x_1^2} (1 - \gamma)^{-1} \left( \frac{1}{2\sqrt{1-\gamma}} \ln \frac{1 - \sqrt{1-\gamma}}{1 + \sqrt{1-\gamma}} - 1 \right),$$

где  $\gamma = d \ln v(r)/d \ln r$ ,  $x_1$  — усредненный по телесному углу корень уравнения  $2xl(r)\psi(\mu, r) = \exp(-x^2)$ .

В частности, при изотропном расширении с постоянным градиентом скорости ( $v(r) = ar$ ,  $\gamma = 1$ )  $L_1^2/2 = L_2^2 \equiv L = l(r)/6\sqrt{\pi}ax_1^2$ .

В этом случае уравнение (13) переходит в обычное уравнение диффузии

$$k(r)n(r) = \lambda L \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dn}{dr} \right) + g(r). \quad (13')$$

Из (16) видно, что при  $\gamma \rightarrow 0$  величина  $L_2^2$  логарифмически расходится:  $L_2^2 \sim \ln(4/\gamma) \rightarrow \infty$ . Отсюда получаем второе условие, необходимое для перехода к уравнению диффузионного типа,  $\gamma \neq 0$ . В действительности, однако, последнее условие сводится к требованию  $\gamma > 0$ , так как в противном случае приближение малой окрестности, сформулированное в начале раздела, оказывается неприменимым: при  $\gamma < 0$  перенос возбуждения в линии возможен на расстояния, сравнимые с размером оболочки [17].

Согласно уравнению (13), эффективное расстояние переноса возбуждения в оболочке порядка  $q(r) = L_2 k^{-1/2}$ . Если вероятность столкновений, приводящих к гибели кванта, больше вероятности выхода из оболочки,  $1 - \lambda \gg \beta(r)$ , то

$$q(r) \approx \sqrt{\frac{rl(r)}{4x_1^2 \sqrt{\pi} v(r) (1 - \lambda)}}. \quad (17)$$

При  $1 - \lambda \ll \beta(r)$

$$q(r) \approx \sqrt{\frac{r}{4x_1^2 v(r) \Psi\left(\frac{1}{\sqrt{3}}, r\right)}} \approx \frac{r}{2x_1 v(r)}. \quad (18)$$

Как известно, одно из условий применимости диффузионного приближения состоит в том, что эта характерная длина должна быть по крайней мере в несколько раз меньше толщины оболочки. Из последнего выражения видно, что это условие выполняется, если скорость дифференциального движения в оболочке порядка нескольких тепловых или турбулентных скоростей.

К уравнению (13) необходимо добавить граничные условия. Они получаются при подстановке в уравнение (1) первых двух членов разложения (6) соответственно на внутренней и внешней границах оболочки и имеют вид

$$k'n = L' \frac{dn}{dr} \Big|_{r=R_1, R_2} + g(r), \quad (19)$$

где

$$k' = 1 - \frac{\lambda}{2} + \frac{l(r)}{6\sqrt{\pi}} \left( \frac{dv}{dr} + 2\frac{v}{r} \right),$$

$$L' = \frac{l(r)}{8\sqrt{\pi}x_1}. \quad (20)$$

## 2. Случай аксиально-симметричных движений

В более общем случае образования спектральной линии в среде с аксиальной симметрией поле скоростей имеет радиальную  $v(r)$  и тангенциальную  $u(r)$  компоненты. Для определения коэффициентов уравнения (13) перейдем к цилиндрической системе координат ( $\rho$ ,  $\varphi$ ,  $\theta$ ) (рисунок).

Нетрудно показать, что в окрестности точки  $\mathbf{r}$  скорость относительного движения точек  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  определяется выражением

$$v_s(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \rho \Psi(\mu, r) \cos \varphi, \quad (21)$$

где

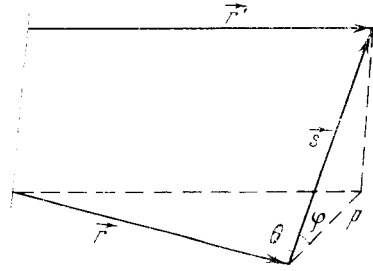
$$\Psi(\mu, s) = \mu^2 \frac{dv}{dr} + (1 - \mu^2) \frac{v}{r} + \mu (\pm \sqrt{1 - \mu^2}) \left( \frac{du}{dr} - \frac{u}{r} \right). \quad (22)$$

Здесь  $\mu = \cos \theta$ ; знак  $+$  при  $0 \leq \theta \leq \pi$ ; знак  $-$  при  $\pi \leq \theta \leq 2\pi$ . Подставляя (24) и (22) в выражение (5) и выполняя в (9) и (14) интегрирование по бесконечному объему, получаем

$$\beta(r) = \frac{Al(r)}{3\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\mu, r) d\theta = \frac{l(r)}{3\sqrt{\pi}} \left( \frac{dv}{dr} + \frac{v}{r} \right),$$

$$L_1^2 = \frac{l(r)}{8\pi^3 x_1^2} \int_0^{2\pi} \psi(\mu, r)^{-1} (1 - \mu^2) d\theta, \quad (23)$$

$$L_2^2 = \frac{l(r)}{8\pi^3 x_1^2} \int_0^{2\pi} \psi(\mu, r)^{-1} \mu^2 d\theta; \quad (24)$$



здесь  $x_1$  — усредненный по телесному углу корень уравнения  $2xl(r) \cos \psi(\mu, r) = \exp(-x^2)$ .

Согласно (23), вероятность выхода кванта из оболочки с расширением и дифференциальным вращением не зависит от тангенциальной составляющей скорости  $u$ , и, следовательно, при определении степени возбуждения по методу В. В. Соболева нужно учитывать лишь градиент скорости в радиальном направлении. Учет дифференциального вращения становится необходимым при вычислении коэффициентов  $L_1$  и  $L_2$ , т. е. в диффузионном приближении. Заметим, что, как и в разделе 1, для того чтобы выполнялось условие  $L_2 < +\infty$ , необходимо, чтобы оболочка расширялась с положительным градиентом скорости.

Переход к уравнению диффузионного типа (13) в случае аксиально симметричной среды предполагает, что степень возбуждения атомов зависит только от одной координаты — расстояния до оси вращения. Так как при наличии дифференциального вращения мы имеем дело с вращающимися дисками, толщина которых вдоль оси  $z$ , как правило, много меньше радиуса, то переход к бесконечному (в направлении оси  $z$ ) цилиндру требует специального пояснения.

Очевидно, что такой переход будет возможен в том случае, когда вероятность выхода кванта из точки  $r$  в радиальном направлении много больше вероятности выхода в направлении оси  $z$ . Согласно (23),

$$\beta(r) \approx \frac{l(r)v(r)}{3\sqrt{\pi}r}. \quad (25)$$

Так как в достаточно хорошем приближении можно считать, что градиент скорости вдоль оси  $z$  равен нулю, то вторая величина имеет порядок

$$\beta(z_0) \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi}\tau_0\sqrt{\ln \tau_0}}, \quad (26)$$

где  $\tau_0 \approx z_0/l(r)$ ,  $z_0$  — толщина диска.

Из (25) и (26) видно, что требуемое условие будет выполнено, если  $r/z_0 \ll v(r)$ , т. е. при достаточно быстром радиальном движении.

Соответствующие граничные условия определяются выражением (19), в котором теперь

$$k' = 1 - \frac{\lambda}{2} + \frac{l(r)}{6\sqrt{\pi}} \left( \frac{dr}{dr} + \frac{v}{r} \right), \quad L' = \frac{l(r)}{8\sqrt{\pi}x_1}. \quad (27)$$

### 3. Концентрация возбужденных атомов в оболочке с радиально-симметричными движениями

Полученное выше уравнение диффузионного типа (13) легко решается путем применения стандартных численных методов. При некоторых режимах движения решение может быть найдено в аналитическом виде. В качестве примера найдем концентрацию возбужденных атомов в оболочке при наличии радиально-симметричных движений типа  $v(r) = vr^\lambda$ , где  $r = R/R_2$  — безразмерное расстояние в единицах внешнего радиуса оболочки и  $\lambda = 1$ .

В этом случае уравнение (13) можно переписать в виде

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{A}{r} \frac{dn}{dr} - q(r)^{-2} n + g(r) L_2^{-2}(r) = 0; \quad (28)$$

здесь  $A = L_1^2(r)/L_2^2(r) = \text{const}$ ,  $q(r) = L_2(r) k(r)^{-1/2} = qr^{1-\lambda}$ , где  $q = q(1)$ .

При  $\lambda = 1$  в последнюю величину зависимость от координат входит через медленно меняющуюся функцию  $x_1$ . Поэтому с хорошей степенью точности можно принять  $x_1 = \text{const}$ ,  $q = \text{const}$ . С учетом этого решения уравнения (28) можно записать в виде

$$n(r) = \int_{R_1}^1 G(r, r') g(r') L_2^{-2}(r') dr' + C_1 r^\alpha K_\nu(z) + C_2 r^\alpha I_\nu(z), \quad (29)$$

где  $G(r, r')$  — функция Грина уравнения (28):

$$G(r, r') = \gamma^{-1} r^2 r'^{1+\alpha} \begin{cases} K_\nu(z) I_\nu(z') & \text{при } r \geq r' \\ K_\nu(z') I_\nu(z) & \text{при } r < r' \end{cases} \quad (30)$$

$$\alpha = (1 - A)/2, \quad \nu = |1 - A|/2\gamma, \quad z = r^\gamma/\gamma q.$$

В частности, при изотропном расширении ( $L_1^2 = 2L_2^2$ ,  $\gamma = 1$ ,  $\alpha = -1/2$ ,  $\nu = 1/2$ ).

$$n(r) = \frac{q}{2r} \int_{R_1}^1 \exp(-|r - r'|/q) g(r') L_2^{-2}(r') r' dr' + C_1 \frac{\exp(-r/q)}{r} + C_2 \frac{\exp(-r/q)}{r}. \quad (31)$$

Отсюда видно, что характерная толщина пограничного слоя, где необходим учет влияния границ, порядка  $q$ . В более глубоких слоях это влияние становится пренебрежимо малым. Если при этом функция  $rg(r)/L_2^2(r)$  на расстоянии  $q$  меняется не слишком быстро, то при интегрировании ее можно вынести за знак интеграла. Получим, что во внутренних слоях оболочки  $n(r) \approx g(r)/k(r)$ , что, как и следовало ожидать, совпадает с величиной  $n(r)$ , определенной по методу В. В. Соболева.

### 4. Область применимости метода

В заключение кратко перечислим условия применимости диффузионного приближения.

Согласно разделам 1 и 2, основным критерием, допускающим переход от интегрального уравнения (1) к уравнению диффузионного типа (13), является существование конечной средней длины свободного пробега кванта:  $L_2(r) < +\infty$ . Для этого необходимо, чтобы: а) непрозрачность в линии определялась доплеровской частью профиля коэффициента поглощения; б) степень возбуждения в точке  $r$  определялась малой окрестностью точки, характерный размер которой  $\sim q(r) = L_2(r) k^{-1/2}(r)$  должен быть по крайней мере в несколько раз меньше толщины оболочки.

Для выполнения последнего условия в свою очередь необходимо, чтобы: а) функция  $\psi(\mu, r)$ , определяющая скорость относительного движения точек  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  в окрестности точки  $\mathbf{r}$  была положительно определенной:  $\psi(\mu, r) > 0$  для всех значений  $\mu$  и  $r$ ; б) скорость дифференциального движения оболочки была порядка или больше нескольких тепловых или турбулентных скоростей.

При выполнении перечисленных выше требований точность метода определяется главным образом точностью вычисления коэффициентов  $k$ ,  $L_1$  и  $L_2$  в уравнении (13). Как показывает сравнение профилей линий, вычисленных для случая плоского слоя путем точного решения уравнений переноса [18] и на основе диффузионного приближения [16], при значениях  $\tau \gtrsim 5$  точность последнего метода не хуже 5—10%. Такого же порядка должна быть точность диффузионного приближения и в случае сферических и аксиально-симметрических движений.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1947.
2. В. В. Соболев. Астрон. ж., 1957, 34, 694.
3. В. В. Соболев. Астрон. ж., 1959, 36, 753.
4. С. В. Рублев. Астрон. ж., 1960, 37, 828.
5. С. В. Рублев. Астрон. ж., 1963, 40, 643.
6. Л. В. Луизг. Астрон. ж., 1967, 44, 283.
7. S. Kriz. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1974, 25, 143.
8. J. I. Castor. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1970, 149, 111.
9. L. B. Lucy. Astrophys. J., 1971, 163, 95.
10. C. Magnan. J. Quantit. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 1970, 10, 1.
11. C. Magnan. Astron. and Astrophys., 1972, 21, 361.
12. L. J. Caroff, P. D. Noerdlinger, I. D. Scargle. Astrophys. J., 1972, 176, 439.
13. P. B. Kunasz, D. G. Hummer. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1974, 166, 56.
14. P. Feautrier. C. r. habd. Seanc. Acad. sci. Paris, 1964, 258, 3189.
15. G. B. Rybicki. J. Quantit. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1971, 11, 589.
16. В. П. Гринин. Астрофизика, 1974, 10, 239.
17. С. И. Грачев, В. П. Гринин. Астрофизика, 1975, 11, 33.
18. J. Kulander. Astrophys. J., 1971, 165, 543.

## ВРАЩЕНИЕ ВЕЩЕСТВА В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ

В. А. Котов

С помощью крымского магнитографа лучевые скорости в пятне измерялись по четырем спектральным линиям Fe I  $\lambda 4808$ , Fe I  $\lambda 5250$ , Ca I  $\lambda 6103$  и  $H_{\alpha}$ . Найдено, что в пятне на уровне фотосферы газ вращался циклонически (влево, со средней скоростью  $v_{\phi} \sim 0,25$  км/сек), и антициклонически ( $v_{\phi} \sim -1,3$  км/сек) — в хромосфере. Это согласуется с тем, что следует ожидать для пятна, находящегося в южной полушере Солнца.

Тангенциальные скорости, измеренные по линиям различной интенсивности  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 6103$ , показали некоторое увеличение  $v_{\phi}$  с глубиной, но это требует дальнейшего подтверждения.

Обсуждается вихревая структура линий тока вещества и магнитных силовых линий. Указывается, что факт вращения газа в противоположных направлениях на уровне фотосферы и в хромосфере должен учитываться в модели, предложенной Стенфлю [26] для трансформации кинетической энергии вращения в электромагнитную энергию токовой системы.

THE ROTATION OF GASES IN THE SUNSPOT, by V. A. Kotov.— With the use of the Crimean magnetograph the line-of-sight velocities in the sunspot were measured in the four spectral lines Fe I  $\lambda 4808$ , Fe I  $\lambda 5250$ , Ca I  $\lambda 6103$  and  $H_{\alpha}$ . The rotatory motion was found to be cyclonic (left-handed,  $v_{\phi} \sim 0,25$  km/sec) at the photospheric layers and anticyclonic ( $v_{\phi} \sim -1,3$  km/sec) in the chromosphere. This agrees with what should be expected for a spot in the Southern hemisphere.

The rotation motion determined by three lines  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  and  $\lambda 6103$  of different intensities showed a slight increase of  $v_{\phi}$  with the depth, but this needs further confirmation.

The vortical structure of the currents and that of the magnetic field lines is discussed. It is pointed out that the rotation in opposite directions, virtually observed at the high-hydrogen and low-metallic layers, should be taken into account in the model proposed by Stenflo [26] for transformation of the kinetic energy of rotation into the electromagnetic energy of the filamentary current system.

Фотоэлектрические записи лучевых скоростей, показывающие отчетливую картину эвершедовских движений, были получены для одиночного пятна, находившегося недалеко от края солнечного диска (гелиоцентрическое расстояние  $\rho = 0,91$ ). Скорости вещества вдоль луча зрения измерялись на двойном крымском магнитографе в его старом варианте [1], т. е. до реконструкции Башенного солнечного телескопа и магнитографа, по четырем спектральным линиям  $\lambda 4808$  Fe I,  $\lambda 5250$  Fe I,  $\lambda 6103$  Ca I и  $H_{\alpha}$ . Использование линий разной интенсивности позволяет исследовать зависимость поля скоростей в пятне от глубины и, что наиболее интересно, выявить тангенциальную составляющую скорости как на уровне фотосферы, так и в хромосфере ( $H_{\alpha}$ ), и сопоставить движение вещества с распределением магнитного поля. В день наблюдений, 15.VIII 1967 г., полный вектор магнитного поля регистрировался также по всем четырем указанным выше линиям.



## 1. Эффект Эвершеда — Абетти

В движении вещества в солнечных пятнах до сих пор остаются не вполне ясными два момента: тангенциальное движение газа (величина и направление скорости, связь с вихревыми образованиями в хромосфере) и вертикальная скорость.

Общепринятая интерпретация эффекта Эвершеда (смещение спектральных линий в полутени пятна) состоит в картине радиального оттока вещества из пятна на уровне фотосферы и обратного движения (внутри пятна) — в хромосфере. Такой тип движений был установлен впервые Сент-Джоном [2] по линиям различной интенсивности.

При исправлении наблюдаемых лучевых скоростей за эффект проекции обычно принимается, что поле скоростей цилиндрически-симметричное; сделав такое предположение, многие авторы (например, Кинман [3, 4], Холмс [5]) получили, что средняя вертикальная скорость в пятнах близка к нулю. Однако часто наблюдаемые с магнитографами большие ( $\sim 1$  км/сек) скорости подъема и опускания газа в пятнах, расположенных вблизи центра диска, говорят о наличии значительного поля вертикальных скоростей. В целом вся картина эвершедовских движений обычно неоднородна и асимметрична относительно радиус-вектора «центр Солнца — центр пятна» (Степанов [6], Куклин и Степанов [7]). Некоторыми авторами (например, [4]) была отмечена восточно-западная асимметрия в распределении скоростей оттока в некоторых пятнах; эту асимметрию, вероятно, следует приписывать влиянию вертикальных движений в пятнах.

Не более ясен вопрос о тангенциальном (вращательном) движении вещества в пятне. Здесь наибольшего внимания заслуживают исследования в Арчерри [8]; в частности, Абетти [9] нашел у всех пятен вращение со средней скоростью 1 км/сек.

Вращение со скоростью, равной по величине радиальной скорости, нашел в некоторых пятнах Мальтби [10]. В подавляющем большинстве случаев вращение, определяемое по линии  $H_{\alpha}$  и по металлическим линиям, противоположно, причем знак вращения меняется при переходе от N-к S-полусфере Солнца.

Более сложная, чем по Эвершеду, Сент-Джону и Кинману, картина движения вещества в пятне, с явно выраженными скоростями подъема и опускания и с тангенциальной составляющей, а также с большими вариациями от пятна к пятну, в литературе иногда называется эффектом Эвершеда — Абетти. Она более реалистична, чем классическая картина одних лишь радиальных движений, и подтверждается многочисленными записями лучевых скоростей, полученных с помощью магнитографов.

Не решенную до конца проблему представляет также взаимосвязь движения вещества и магнитного поля пятна. Сложный характер движений в спокойных и активных областях привел некоторых авторов (см., например, [6]) к выводу, что в фотосфере отсутствует вмороженность магнитных силовых линий. Для пятен это может следовать из факта частого несовпадения линий  $v_{\parallel} = 0$  и  $H_{\parallel} = 0$  ( $v_{\parallel}$  и  $H_{\parallel}$  — продольные компоненты скорости и магнитного поля).

Путь к правильному решению проблемы содержится, по-видимому, в формулировке Г. В. Куклина и В. Е. Степанова [7]: «...сложную картину движений можно рассматривать как сочетание движения магнитного поля пятна и движения газа вдоль силовых линий поля... поле в пятне не является неподвижным». Впоследствии идею всплывания магнитного поля вместе с веществом в области пятна поддержал С. И. Гопасюк [11], проанализировав изменение картины эвершедовских движений при прохождении пятна через центральный меридиан.

Попытка отделить движение газа от движения магнитного поля была предпринята Ихсановым [12], однако несимметричный и, вероятно, нестационарный характер движений не позволил получить достаточно четкого представления о том, что же в действительности происходит в пятне, в смысле движения, с газом и магнитным полем.

## 2. Материал наблюдений. Точность измерения лучевой скорости

Сигналы магнитографа  $\delta_{\parallel}$  (продольный эффект Зеемана) и  $\delta_{\perp 1}$ ,  $\delta_{\perp 2}$  (поперечный эффект) по каждой спектральной линии регистрировались 15.VIII 1967 г. в пятне № 275 (нумерация по «Солнечным данным») одновременно путем трех последовательных сканирований пятна. Три составляющие магнитного поля, лучевая скорость (при записи  $\delta_{\parallel}$ ) и яркость (в ядрах линий и непрерывном спектре) измерялись одновременно по двум линиям:  $\lambda 5250 - H_{\alpha}$ , или  $\lambda 5250 - \lambda 6103$ , или  $\lambda 4808 - \lambda 6103$ . В табл. 1 приведены характеристики этих линий и время наблюдений (регистрация  $v_{\parallel}$  и  $\delta_{\parallel}$ ).

Т а б л и ц а 1

| $\lambda, \text{Å}$ | Элемент | $g$  | $g\lambda^2 \cdot 10^{10}, \text{см}^2$ | UT   |
|---------------------|---------|------|---|--|
| 4808,2              | Fe I    | 4/3  | 30,8                                    | 12 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> —13 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup> |
| 5250,2              | Fe I    | 3    | 82,7                                    | 5 35 — 5 55  |
| 5250,2              |         |      |   | 10 45 — 11 35  |
| 6103,7              | Ca I    | 2    | 74,5                                    | 10 45 — 11 35  |
| 6103,7              |         |      |   | 12 45 — 13 05  |
| $H_{\alpha}$        | H I     | 1,05 | 45,2                                    | 5 35 — 5 55  |

Размер входной щели спектрографа составлял  $9,2 \times 2,5$ , скорость сканирования  $2''/\text{сек}$  при постоянной времени для записи магнитного поля  $2,5 \text{ сек}$ .

В измерение лучевых скоростей с помощью магнитографа наиболее серьезные ошибки вносит разбалансировка анодных токов двух ФЭУ, регистрирующих интенсивность света в двух крыльях спектральной линии. Согласно Гопасюку [13], в пятнах с контрастом  $\sim 0,5$  ложная скорость для фотоумножителей (одноканального в то время) магнитографа КАО составляла  $0,3 \text{ км/сек}$ . В последующих исследованиях С. И. Гопасюка и А. Б. Северного [14] и Р. Н. Ихсанова [15] было установлено, что уменьшение светового потока, например в 4 раза, давало ложную скорость приближения около  $0,5 \text{ км/сек}$ . В мае 1965 г. в спектрографе были установлены новые ФЭУ: ЕМ1 9558 С («красный» канал магнитографа, спектральные линии  $\lambda 6103$ ,  $H_{\alpha}$  и др.) и 6256 В («зеленый» канал, линии  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и др.). Нами проводилось исследование влияния изменения интенсивности светового потока на разбаланс ФЭУ «зеленого» канала по линии  $\lambda 5250$ ; оно показало, что изменение светового потока в 10 раз вызывает ложный сигнал скорости, не превышающий  $0,25 \text{ км/сек}$ . Это говорит о хорошем подборе ФЭУ по световым характеристикам.

Пример влияния яркости на запись скорости в обоих каналах магнитографа показан на рис. 1; запись сделана в день наблюдений 15.VIII 1967 г. Вверху показаны записи скорости по линиям  $\lambda 6103$  и  $\lambda 5250$ , полученные на двух последовательных траверсах через пятно; внизу — запись яркости в непрерывном спектре; значками «п» и «обл» отмечены участки траверсов, соответствующих пятну и облакам. Можно видеть, что ложное смещение спектральной линии, вызванное падением светового потока более чем в два раза из-за облаков, не превосходит  $0,25 \text{ км/сек}$  в обоих каналах магнитографа.

Таким образом, измеренные лучевые скорости в пятне могут считаться достоверными, по-видимому, с точностью до  $0,25 - 0,30 \text{ км/сек}$ . В полутени (а именно на распределении скоростей в полутени основаны наши

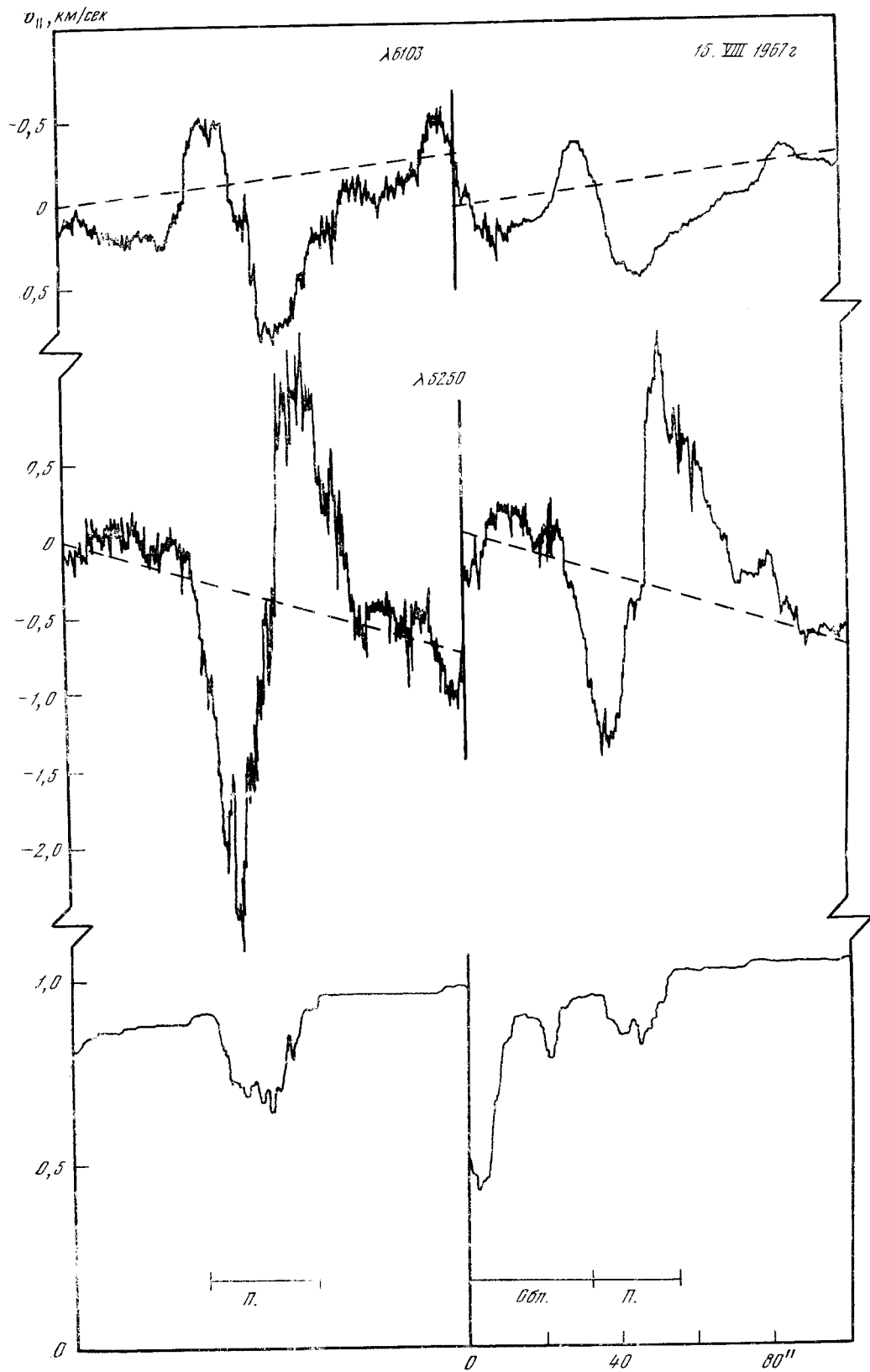


Рис. 1. Влияние уровня светового потока на регистрацию лучевой скорости

определения тангенциальных скоростей), эта ошибка не должна превосходить  $\pm 0,10$  км/сек.

Нуль-пункт лучевых скоростей мы определяли методом, изложенным в [16], т. е. по сигналам скорости на границах карт распределения. Ошибки в определении нуль-пункта меньше, чем возможные погрешности разбалансировки.

### 3. Определение тангенциальной скорости

Карты распределения лучевых скоростей  $v_{\parallel}$  по измерениям в четырех спектральных линиях показаны на рис. 2. Имеет место хорошо известная инверсия: втекание вещества, наблюдаемое на уровне образования линии  $H_{\alpha}$ , сменяется оттоком вещества на уровнях образования линий металлов (на рисунке скорость  $v_{\parallel} > 0$  соответствует приближению к наблюдателю). Следует отметить неоднородность и асимметрию эвершедовских движений и заметные изменения картины скоростей при переходе от одной спектральной линии к другой.

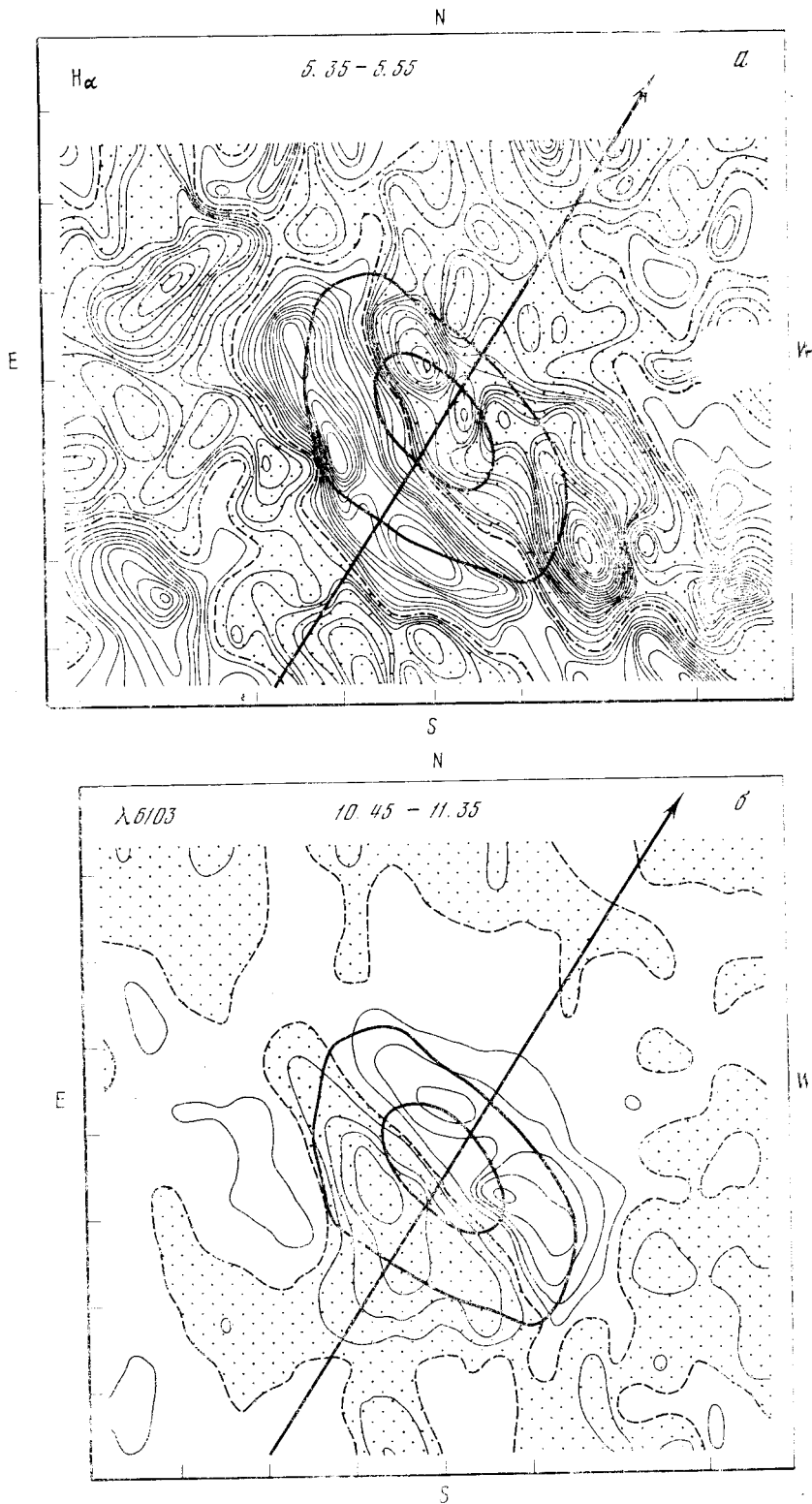
Что касается  $H_{\alpha}$ , то, как известно, реальные движения в области пятен, наблюдаемые по этой линии, отличаются крайне нестационарным характером и тонкой структурой (движения мелкомасштабных образований со скоростью 10—15 км/сек, явления выбросов и т. д.); при этом сама линия  $H_{\alpha}$  на спектрах с высоким разрешением имеет весьма сложный профиль, что может сильно повлиять на регистрацию  $v_{\parallel}$  по этой линии с применением магнитографа. Поэтому, учитывая также низкое гелиометрическое разрешение на наших картах  $v_{\parallel}$  ( $9'',2 \times 2'',5$ ), под углом скоростей в линии  $H_{\alpha}$  мы будем подразумевать лишь некоторое усредненное, крупномасштабное движение вещества в хромосфере над пятном.

Как видно на картах скоростей (см. рис. 2), максимальных значений лучевые скорости достигают в полутени пятна. В табл. 2 для разных линий приведены, без учета знака, максимальные лучевые скорости (в км/сек) отдельно для NW- и SE-частей пятна, а также величины  $\bar{v}_{\parallel \max}$  — средние из этих значений для каждой спектральной линии. Наибольшей величины ( $\bar{v}_{\parallel \max} = 4,4$  км/сек) скорости достигают на уровне образования  $H_{\alpha}$ . Среди фотосферных линий наибольшие скорости измерены по линии  $\lambda 4808$ ; подобный результат был получен ранее Р. Н. Ихсановым [17], и он может свидетельствовать о росте скоростей истечения газа с глубиной в пятне — факт, отмеченный впервые Серважаном [18] на основе спектроскопических данных.

Т а б л и ц а 2

| $\lambda, \text{Å}$ | $v_{\parallel \max} \text{ (NW),}$<br>км/сек | $v_{\parallel \max} \text{ (SE),}$<br>км/сек | $\bar{v}_{\parallel \max},$<br>км/сек | $\lambda, \text{Å}$ | $v_{\parallel \max} \text{ (NW),}$<br>км/сек | $v_{\parallel \max} \text{ (SE),}$<br>км/сек | $\bar{v}_{\parallel \max},$<br>км/сек |
|---------------------|--|--|---------------------------------------|---------------------|--|--|---------------------------------------|
| 4808                | 1,31   | 1,80   | 1,56                                  | 6103                | 1,28   | 1,14   | } 1,11                                |
| 5250                | 0,91   | 1,03   | } 1,14                                | 6103                | 1,20   | 0,81   |                                       |
| 5250                | 0,91   | 1,71   |                                       | $H_{\alpha}$        | 5,1  | 3,6  |                                       |

Сопоставление распределений  $v_{\parallel}$  (см. рис. 2) с картами продольного магнитного поля  $H_{\parallel}$  (рис. 3) позволяет говорить о сильной вмороженности магнитного поля в вещество: нулевые линии  $v_{\parallel}$  на всех четырех уровнях делят пятно примерно пополам и довольно хорошо повторяют расположение нейтральной линии  $H_{\parallel}$ . На всех картах рис. 2 и 3 есть систематическая тенденция нейтральной линии  $H_{\parallel}$  располагаться (в полутени пятна) на расстоянии  $1''$ — $4''$  ближе к лимбу, чем линия  $v_{\parallel} = 0$ , однако мы не склонны придавать этому большого значения. Некоторые различия в их положении могут быть вызваны вертикальными движениями в пятне и эффектом Вильсона, а также ошибками в определении  $v_{\parallel}$  и влиянием постоянной времени магнитографа.



**Рис. 2.** Распределение лучевых скоростей в пятне по измерениям в различных спектральных линиях

a — H $\alpha$ ; б и в —  $\lambda 6103$ ; г и д —  $\lambda 5250$ ; е —  $\lambda 4808$

Изолинии проведены через каждые 0,25 км/сек, точками отмечены области  $v_{\parallel} < 0$ . Штриховой проведена линия  $v_{\parallel} = 0$ , жирными линиями обозначены контуры тени и полутени пятна. Стрелкой указано направление к центру диска Солнца. Масштаб по горизонтали — в одном делении  $17'',0$ , по вертикали —  $13'',4$

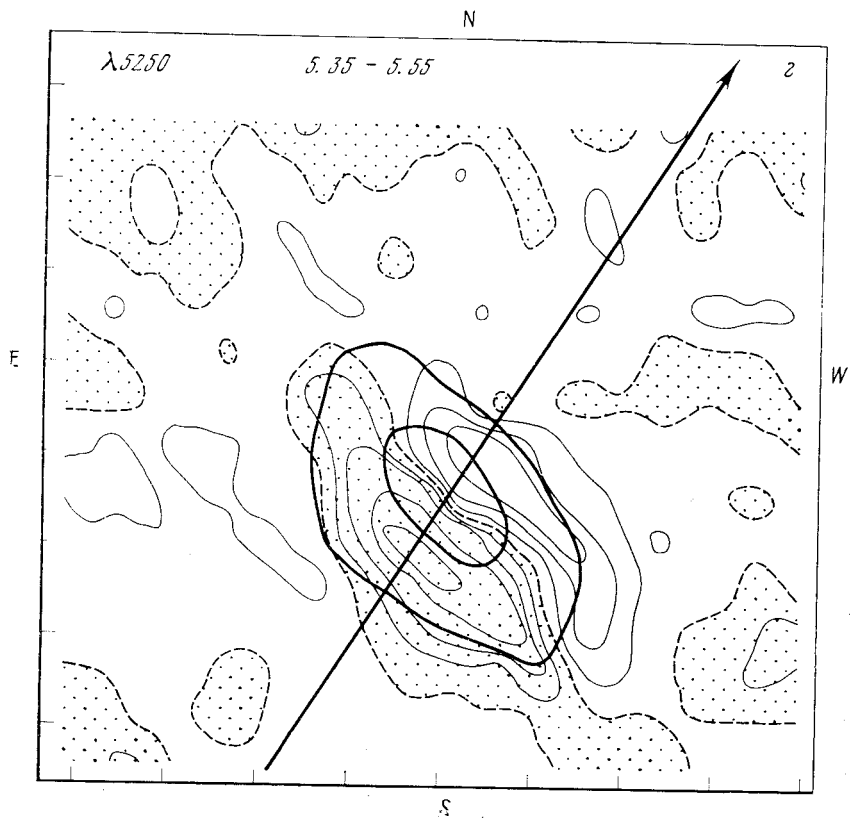
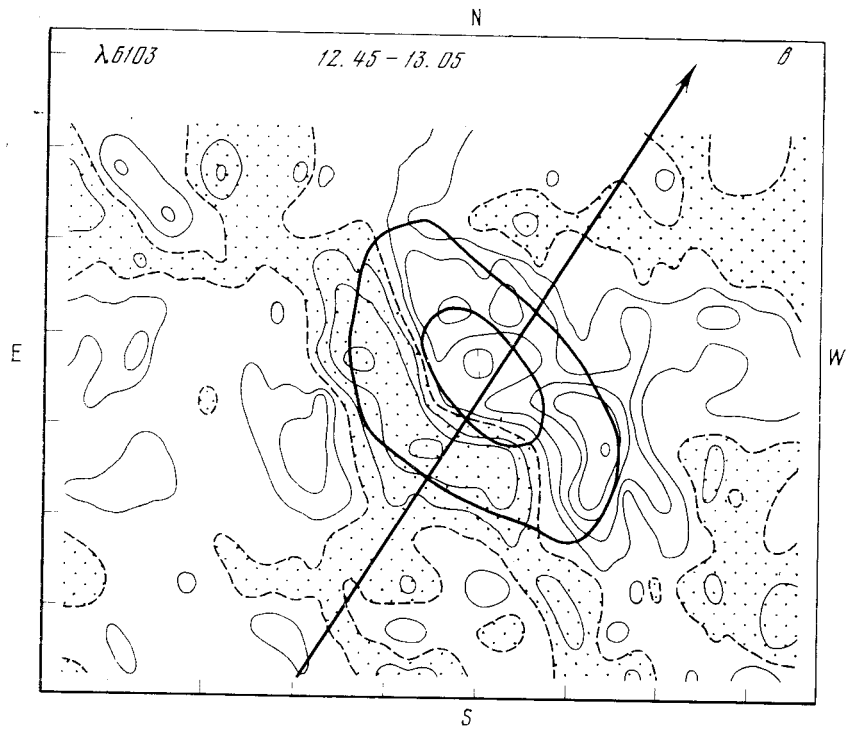


Рис. 2 (продолжение)

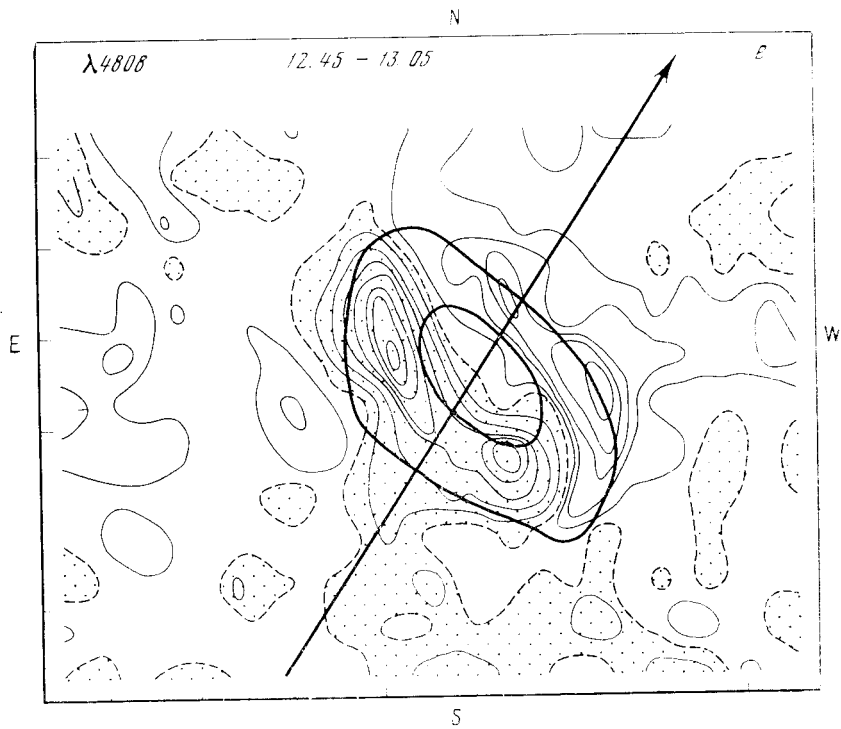
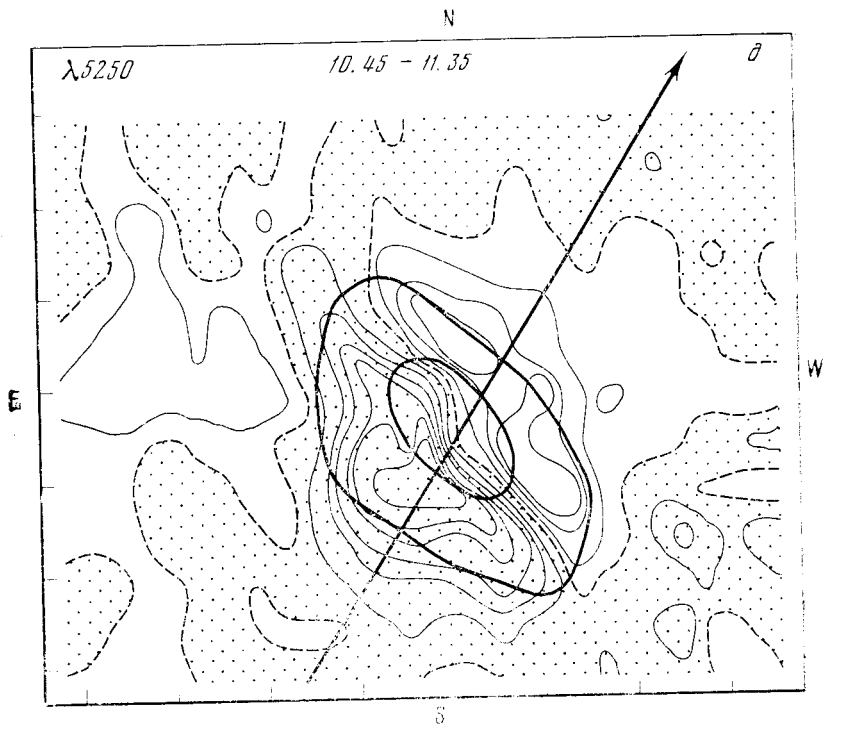
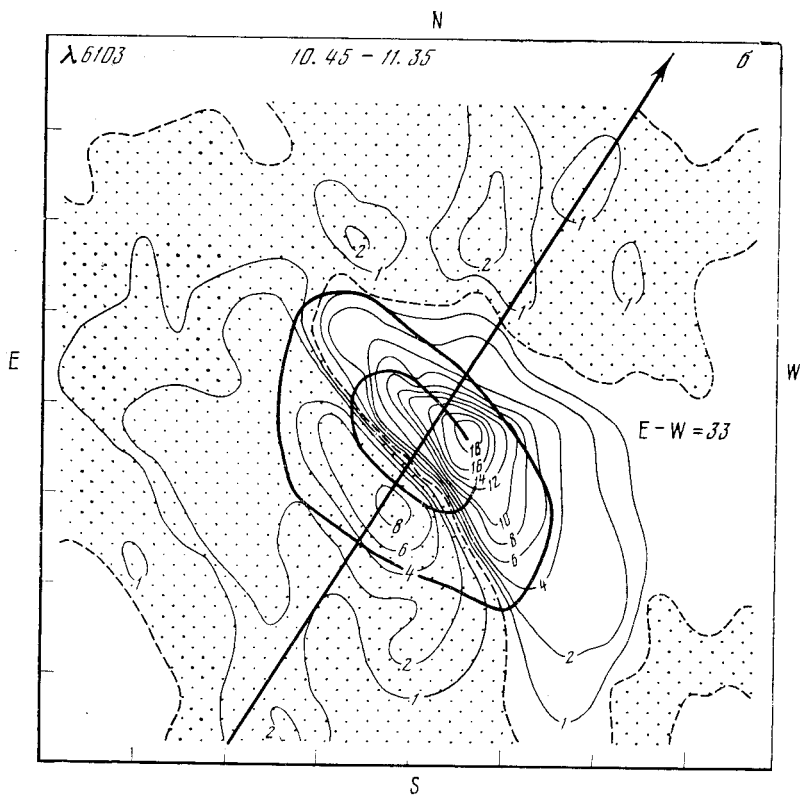
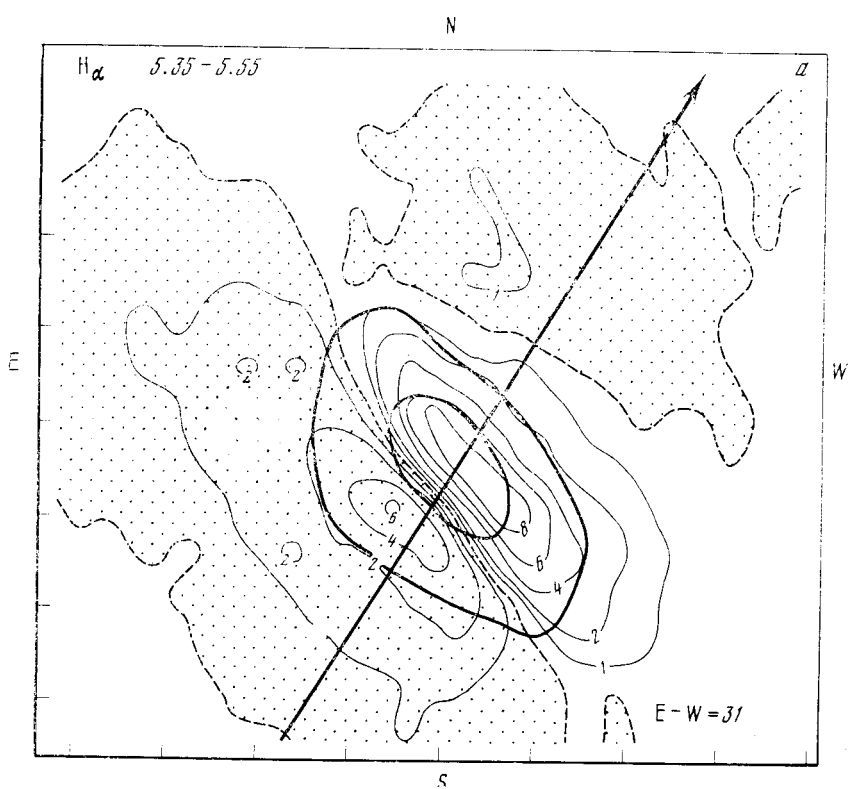


Рис. 2 (окончание)



**Рис. 3.** Распределение сигнала продольного поля  $\delta_{\parallel}$  в пятне

$\alpha$  —  $H_{\alpha}$ ;  $\beta$  —  $\lambda 6103$ ;  $\gamma$  —  $\lambda 5250$ ;  $\delta$  —  $\lambda 4808$

Величина  $E - W$  определяет калибровочный сигнал магнитографа. Точками отмечены области  $H_{\parallel} < 0$



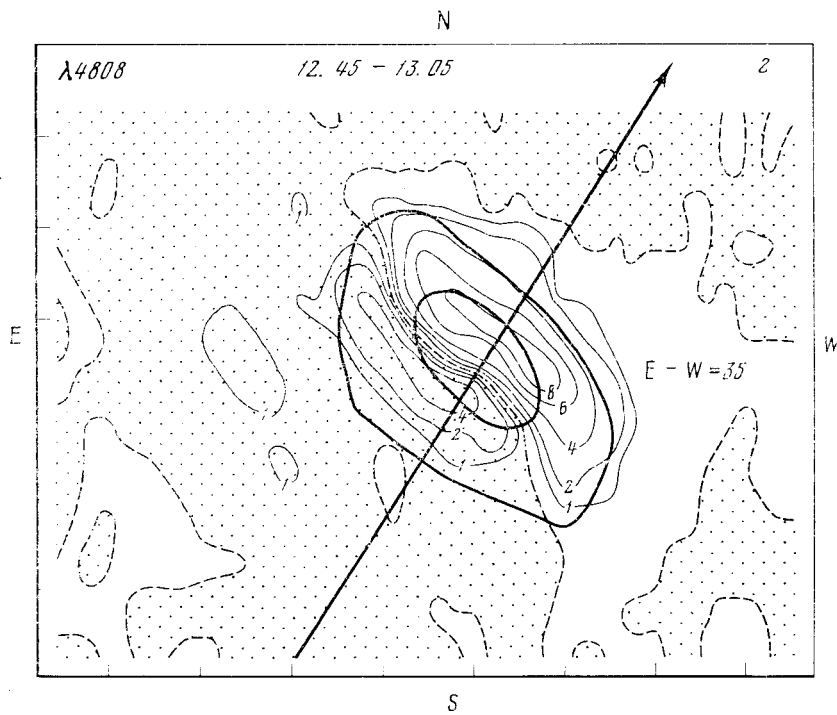
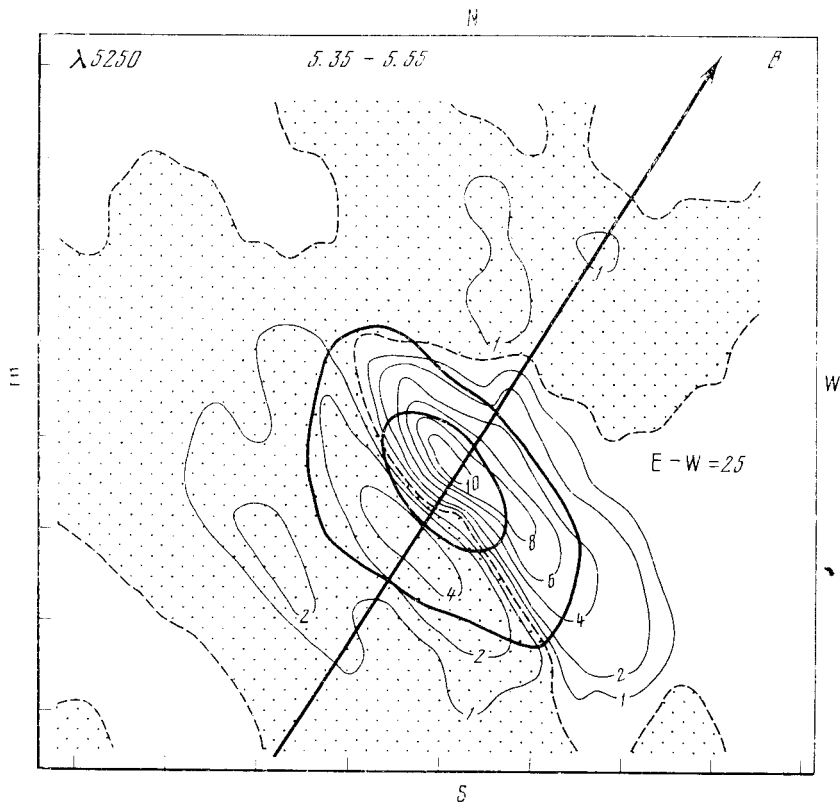


Рис. 3 (окончание)

Наиболее примечательным является заметное отклонение линий  $v_{\parallel} = 0$  от нормали к радиусу-вектору (стрелки на рис. 2 и 3), что вполне естественно объяснить вращением пятна как целого вокруг своей оси (при определении истинных углов между линиями в картинной плоскости надо иметь в виду, что горизонтальный размер на рис. 2 и 3 уменьшен в 1,27 раза по сравнению с вертикальным). По расположению изолиний видно также, что наиболее сильно вращение сказалось на распределении скоростей, измеренных по линии  $\lambda 4808$  (см. рис. 2, e).

Ранее скорость вращения вещества в пятне по магнитографическим данным определялась Г. В. Куклиным и В. Е. Степановым [7]: несмотря на иррегулярность и нестационарность картины лучевых скоростей, авторы нашли, что вещество в лидере группы пятен в течение 6 дней вращалось по часовой стрелке со средней скоростью около 0,2 км/сек. (Заметим, однако, что Р. Н. Ихсановым [12] были сделаны существенно иные выводы о вращении этого же пятна, что связано, по-видимому, с различиями в методике определения компонент скорости.)

Используемый здесь материал позволяет выявить вращение с большей надежностью, поскольку пятно имело почти правильную форму и было расположено вдали от центра диска, что значительно уменьшает влияние вертикальных движений; немаловажно также, что лучевые скорости записывались по четырем спектральным линиям на двух независимых каналах магнитографа.

Тангенциальные скорости нами определялись тремя способами:

1) по расположению линии  $v_{\parallel} = 0$ ; 2) по значениям скорости на нормали к радиус-вектору пятна; 3) на основе средних скоростей  $\bar{v}_{\parallel}$  для NE- и SW-частей пятна (способ, примененный в [7]).

При вычислении скорости вращения  $v_{\varphi}$  будем, во-первых, пренебрегать асимметрией поля скоростей, во-вторых, будем считать, что движение плоское, т. е. отсутствуют вертикальные движения и нет эффекта Вильсона, и, в-третьих, что в плоскости пятна компоненты вектора скорости  $v$  являются функциями только расстояния от оси пятна ( $r$ ) и глубины ( $z$ ):

$$v(r, z) = \{v_r, v_{\varphi}, 0\}.$$

Здесь  $v_r$ ,  $v_{\varphi}$ ,  $v_z = 0$  — составляющие скорости в цилиндрических координатах.

Пусть в картинной плоскости (рис. 4) угол между радиус-вектором пятна и линией  $v_{\parallel} = 0$  равен  $\psi$ . Тогда при сделанных предположениях для истинных, т. е. исправленных за проекцию, компонент скорости на линии  $v_{\parallel} = 0$  имеем

$$v_{z1} = v_r \frac{\sin \psi}{\cos \theta},$$

где  $\theta = 65^\circ$  — гелиоцентрический угол пятна. Скорость  $v_{z1}$  (цифровой индекс означает, что определение сделано первым способом) считаем положительной, если азимутальное движение происходит в сторону роста угла  $\psi$ , т. е. против часовой стрелки;  $v_r > 0$ , если газ вытекает из пятна.

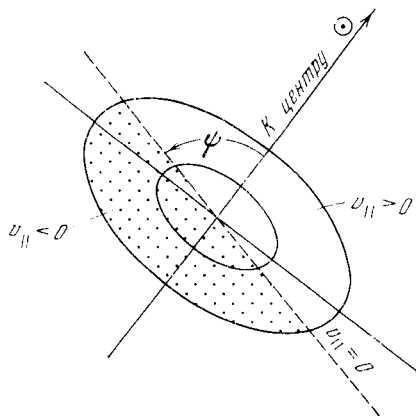
Т а б л и ц а 3

| $\lambda, \text{\AA}$ | $v_r, \text{ км/сек}$ |       |       | $v_{\varphi 1}, \text{ км/сек}$ |       |       |
|-----------------------|-----------------------|-------|-------|---------------------------------|-------|-------|
|                       | $r = 0,50$            | 0,75  | 1,0   | 0,50                            | 0,75  | 1,0   |
| 4808                  | +0,62                 | +0,80 | +0,62 | -0,22                           | +0,24 | +0,56 |
| 5250 (I)              | +0,94                 | +0,99 | +0,54 | -0,17                           | +0,13 | +0,19 |
| 5250 (II)             | +1,06                 | +1,12 | +0,94 | +0,50                           | +0,39 | +0,46 |
| 6103 (I)              | +0,76                 | +0,83 | +0,80 | +0,15                           | +0,17 | +0,25 |
| 6103 (II)             | +0,25                 | +0,69 | +0,58 | -0,07                           | +0,17 | +0,42 |
| $H_z$                 | -0,59                 | -1,65 | -1,62 | —                               | -1,16 | -1,29 |

Радиальные скорости  $v_r$  находились по значениям лучевых скоростей на радиус-векторе пятна. Значения  $v_r$  и  $v_{\varphi 1}$ , вычисленные по всем шести картам рис. 2 для значений  $r = 0,5$  и  $1,0$  (условные границы полутени) и  $r = 0,75$ , приведены в табл. 3. Поскольку между разными секторами пятна имеются заметные различия в распределении лучевых скоростей, то в качестве  $v_r$  и  $v_{\varphi 1}$  мы взяли средние значения для NW- и SE-частей пятна ( $v_r$ ) и для NE- и SW-частей пятна ( $v_{\varphi 1}$ ) соответственно.

Теперь найдем тангенциальную скорость  $v_{\varphi 2}$ , исходя из значений  $v_{\parallel}$  на линии, перпендикулярной радиус-вектору пятна. При условии ци-

Рис. 4. К определению тангенциальной скорости в пятне



линдрической симметрии и отсутствии вертикальных движений на этой линии

$$v_{\varphi 2} = \frac{v_{\parallel}}{\sin \theta} \sin \psi_0,$$

где  $\psi_0 = \pi/2$  или  $-\pi/2$ . Средние значения  $v_{\varphi 2}$  приведены в табл. 4; там же указаны средние скорости  $v_{\varphi 3}$ , полученные методом [7] (для этого вычислялись средние значения  $\bar{v}_{\parallel}$  для NE- и SW-секторов пятна и бралась их полуразность, деленная на  $\sin \theta$ ). В последнем столбце табл. 4 приведены значения  $\bar{v}_{\varphi} = (\bar{v}_{\varphi 1} + \bar{v}_{\varphi 2})/2$ , усредненные по значениям  $v_{\varphi 1}$ ,  $v_{\varphi 2}$  для трех значений  $r$ . Значения скоростей даны в км/сек.

Скорости  $v_{\varphi}$ , найденные по металлическим линиям, имеют значительный разброс, однако все три способа определения однозначно указывают на вращение вещества в пятне против часовой стрелки на уровне фотосферы; вместе с радиальным оттоком вещества из пятна это должно давать закрученность линий тока и магнитного поля также против часовой стрелки.

В хромосфере над пятном вращение происходит по часовой стрелке, причем как тангенциальная, так и радиальная скорости значительно больше, чем скорости на уровне фотосферы.

Тот факт, что повторные записи по линиям  $\lambda 5250$  и  $\lambda 6103$  показали большие отличия от первых записей, сделанных по этим же линиям, может говорить о нестационарности поля скоростей; возможно также влияние существенного изменения гелиоцентрического угла за время между этими записями ( $\Delta \theta \approx 3^\circ$ ) и ошибок гидрирования.

Отметим одну интересную деталь: из сопоставления табл. 2 и 3 видно, что радиальная скорость на уровне  $\lambda 4808$  в среднем несколько меньше, чем по измерениям в линиях  $\lambda 5250$  и  $\lambda 6103$ , тогда как для максимальных лучевых скоростей соотношение обратное. Этот факт можно интерпретировать как некоторое увеличение тангенциальной скорости при переходе от  $\lambda 5250$ ,  $\lambda 6103$  к линии  $\lambda 4808$  (т. е. возможное усиление вращения с глубиной), что подтверждается сравнением величин  $\bar{v}_{\varphi}$ , приведенных в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

| $\lambda, \text{ \AA}$ | $v_{\varphi 2}$ |       |       | $v_{\varphi 3}$ | $\bar{v}_{\varphi} = \frac{\bar{v}_{\varphi 1} + \bar{v}_{\varphi 2}}{2}$ |
|------------------------|-----------------|-------|-------|-----------------|---|
|                        | $r = 0,50$      | 0,75  | 1,0   |                 |   |
| 4808                   | 0,00            | +0,62 | +0,59 | +0,27           | +0,30   |
| 5250                   | -0,16           | +0,06 | +0,32 | 0,00            | } +0,25   |
| 5250                   | +0,50           | +0,38 | +0,38 | +0,18           |   |
| 6103                   | +0,18           | +0,32 | +0,38 | +0,24           | } +0,20   |
| 6103                   | -0,18           | +0,18 | +0,46 | +0,18           |   |
| $H_{\alpha}$           | -0,44           | -1,10 | -2,50 | -0,79           | -1,28   |

Увеличение скорости вращения с глубиной должно сопровождаться аналогичным усилением азимутальной компоненты магнитного поля в более глубоких слоях, что в некоторых пятнах фактически и наблюдается [19].

#### 4. Вращение пятна и закрученность линий тока вещества и магнитного поля

Вычисленные средние скорости вращения  $\bar{v}_{\varphi}$  (табл. 4) для нижних слоев пятна в общем согласуются с результатом  $|v_{\varphi}| = 0,1 \div 0,3 \text{ км/сек}$ , полученным Г. В. Куклиным и В. Е. Степановым [7] для лидера группы пятен, наблюдавшейся в сентябре 1961 г.

Знак вращения на уровне фотосферы у исследованного нами пятна другой, поскольку оно находилось не в N-, а в S-полусфере (из спектроскопических исследований известно [8], что вращение газа в фотосферных слоях пятен N-полусферы происходит преимущественно антициклонически, т. е. по часовой стрелке (вправо), а в S-полусфере — циклонически (влево); надо заметить, однако, что и это правило не без исключений: разные направления завихренности могут наблюдаться у соседних пятен в одной и той же полусфере).

На основе данных табл. 3 и 4 можно сделать вывод о некотором увеличении  $|v_{\varphi}|$  с расстоянием от центра пятна. На границе тени скорости вращения существенно меньше, чем при  $r = 1, 0$ ; в некоторых случаях они имеют разный знак, но это можно отнести за счет ошибок измерений. Средние по трем металлическим линиям скорости  $\langle v_{\varphi} \rangle$ , угловые скорости  $\omega$  и соответствующие времена одного оборота  $T$ , в зависимости от расстояния  $r$ , сравниваются со значениями для хромосферы в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

| Параметр                                      | Фотосфера           |                     |                     | Хромосфера          |                     |                     |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
|   | $r = 0,50$          | 0,75                | 1,0                 | 0,50                | 0,75                | 1,0                 |
| $\langle v_{\varphi} \rangle, \text{ км/сек}$ | +0,02               | +0,29               | +0,43               | -0,44               | -1,13               | -1,90               |
| $\omega, \text{ сек}^{-1}$                    | $0,3 \cdot 10^{-5}$ | $1,9 \cdot 10^{-5}$ | $2,2 \cdot 10^{-5}$ | $4,4 \cdot 10^{-5}$ | $7,5 \cdot 10^{-5}$ | $9,5 \cdot 10^{-5}$ |
| $T, \text{ дни}$                              | 24                  | 3,8                 | 3,3                 | 1,6                 | 1,0                 | 0,8                 |

Как следует из таблицы, в полутени на уровне фотосферы время оборота около 3,8 сут; внешние части пятна вращаются значительно быстрее, чем внутренние, т. е. магнитное поле пятна закручивается (противоположное заключение, для другого пятна, было сделано Г. В. Куклиным и

В. Е. Степановым [7]; время одного оборота 3,7 сут, полученное ими, близко к нашему значению). Вещество хромосферы над пятном вращается примерно в 4 раза быстрее, чем фотосферные слои пятна, причем, что особенно важно отметить, вращается в обратную сторону, по часовой стрелке. Последнее является следствием того, что в хромосфере вещество втекает в пятно, а в нижних слоях — вытекает из пятна; при закрученности линий тока вещества в одну и ту же сторону это ведет фактически к тангенциальным скоростям противоположного знака.

Действительно, зависимость угловой скорости вращения от  $r$  вызывает искривление линий тока, а вместе с этим, при сильной вмороженности, завихренность силовых линий магнитного поля. Учитывая знаки радиальных и тангенциальных скоростей, можно утверждать, что на уровне фотосферы и в хромосфере направления завихренности должны быть одинаковы — против часовой стрелки. Это совпадает с характером распределения поперечного поля, измеренного в этом пятне (рис. 5 [20]): направления векторов  $H_{\perp}$  в полутени указывают на искривление магнитных силовых линий против часовой стрелки.

Просмотр  $H_{\alpha}$ -фильтрограмм, снятых 19.VIII, когда пятно находилось вблизи центрального меридиана, показал, что тонкая структура хромосферы возле пятна также была закручена против часовой стрелки. Если направление вихревой структуры не менялось после 15.VIII, то этот факт противоречит закономерности, о которой говорится в книге Абетти [8], а именно, что закрученность хромосферных образований противоположна закрученности линий тока вещества на уровне фотосферы (согласно Абетти, направление закрученности в хромосфере циклоническое, т. е. против часовой стрелки в N-полусфере и антициклоническое, по часовой стрелке, в S-полусфере).

Многими авторами отмечалось, однако, что в действительности отчетливая вихревая структура у пятен наблюдается редко. В исследовании Ричардсона [21], например, лишь 28% хромосферных волокон в S-полусфере обнаружили закрученность по часовой стрелке, 15% — против часовой стрелки, и остальные имели радиальную или неопределенную структуру.

Известно, вместе с тем, что среди всех случаев с четко выраженной вихревой структурой примерно 82% пятен показывают такую же закрученность хромосферных образований, как и земные циклоны. Не установлено никакой связи между полярностью поля пятна и направлением хромосферных вихрей, наблюдаемых около пятен; не происходит также обращения знака вихрей при смене знака полярности магнитного поля лидирующих пятен в период минимума солнечной активности. Поэтому общепризнано, что основную роль в формировании вихревых структур в пятнах и их окружении играют гидродинамические причины (кориолисово ускорение при наличии радиального движения вещества — в пятно или из пятна); значение же магнитных сил до конца еще не выяснено. Заметим, однако, что найденная Т. Т. Цапом [22] довольно тесная корре-

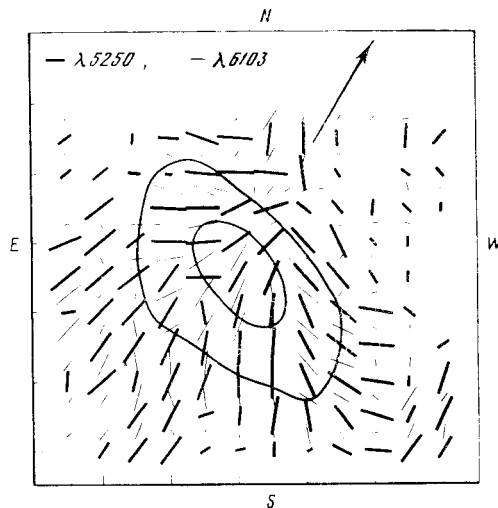


Рис. 5. Направление поперечного магнитного поля в пятне по измерениям в линиях  $\lambda 5250$  и  $\lambda 6103$

ляция между ориентацией темных волоконцев и направлением фотосферного магнитного поля может быть следствием действия именно магнитных сил. Не в пользу чисто гидродинамического объяснения говорит и тот факт, что иногда вещество в пятнах N-полусферы может вращаться, на уровне фотосферы, против часовой стрелки [10].

Согласно А. Б. Северному [23], примерно у 10% пятен наблюдается четко выраженная вихревая структура магнитного поля. Если объяснить ее наличие (в том числе и в полутени) действием сил Кориолиса на вытекающий газ, то непонятно, почему четкая завихренность не характерна для всех пятен. Ответ может содержаться в том, что ситуация в пятне зависит от соотношения сил магнитных и газодинамических, а также от структуры самих движений в пятне (известно, что иногда на уровне фотосферы, вместо оттока, наблюдаются движения внутрь пятна; сама картина эвершедовских движений отличается иррегулярностью и сильно изменяется со временем).

В случаях, когда вихревая структура горизонтального магнитного поля и хромосферных образований существует, то она, как правило, прослеживается на значительном расстоянии от границ пятна. Если в самом пятне закрученность силовых линий магнитного поля, а также волокон полутени связана с вращением пятна, то за его пределами, при условии вмороженности поля в относительно неподвижную среду, магнитные силовые линии, казалось бы, должны закручиваться в противоположную сторону, т. е. правовращающееся пятно должно создавать левую завихренность магнитного поля вне пятна, и наоборот. К такому выводу пришел С. И. Гопасюк [24], сопоставив правую закрученность силовых линий поля с левым вращением пятна как целого, т. е. с вращением, определенным по изменению со временем формы тени и полутени. Однако в [7] было найдено, что сама масса газа в этом пятне вращалась в направлении закрученности магнитных силовых линий, т. е. вправо (по часовой стрелке). В таком случае более естественно *правую* закрученность поля вне пятна отнести не за счет *левого* вращения пятна как целого, а за счет действия кориолисовых сил и вращательного момента газа, вытекающего из пятна; этот газ движется вдоль магнитных силовых линий и формирует вихрь того же знака, что и в пятне, т. е. закручивает магнитное поле вблизи пятна также *вправо*. Этому способствуют два обстоятельства: во-первых, поле вне пятна сравнительно слабое и, во-вторых, оно преимущественно горизонтальное.

Далее, фотосферное магнитное поле, проникая в окрестностях пятна в верхние слои, направляет движение хромосферного вещества вдоль вихревых структур, которые изогнуты в ту же сторону, что и в фотосфере. В этом можно видеть объяснение нередкой встречаемости антициклонических хромосферных вихрей в N-полусфере и циклонических вихрей в S-полусфере Солнца. В нашем случае циклоническое движение вещества в глубоких слоях пятна, ориентируясь соответствующим образом магнитные силовые линии в пятне и за его пределами, определило, по-видимому, циклонический вид тонкой структуры хромосферы и поперечного магнитного поля (см. рис. 5).

Итак, мы приходим к выводу, что в формировании вихревых структур играют роль две противоборствующие причины, вызванные действием кориолисова ускорения: а) в глубоких слоях вытекающий из пятна поток газа, закручивающий магнитные силовые линии вправо (по часовой стрелке) для пятен в N-полусфере; б) поток газа в хромосфере, втекающий в пятно и стремящийся закручивать хромосферные образования в противоположную сторону. (Факт противоположной завихренности в верхних и нижних слоях пятен отмечается также в книге Абетти [8].) В этом может состоять причина наблюдаемых довольно часто отклонений хромосферных волоконцев и волокон полутени, видимых в белом свете, от направления поперечного поля, измеренного на уровне фотосферы [22], а также слу-

чаев сильного изменения ориентации  $H_{\perp}$  с глубиной в некоторых участках пятен или вблизи них [20, 23]. Последнее представляет особый интерес ввиду найденной А. Г. Северным [25] связи между появлением ярких узлов вспышки и областями большого градиента поперечного магнитного поля и, соответственно, с сильными электрическими токами.

### Заключение

В полутени пятна — на уровне фотосферы — давление магнитного поля в общем сравнимо с давлением газовым:  $H^2/8\pi \sim P_g \sim 2 \cdot 10^5 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$ . Поэтому при наличии вихревой структуры, трудно с определенностью сказать, вызвана ли она конфигурацией самого магнитного поля в верхних слоях пятна, или это результат вращения газовых масс в более глубоких, плотных слоях пятна.

Привлечение глубоких слоев пятна для объяснения закрученности магнитного поля и линий тока вещества необходимо вследствие того простого факта, что при плотности  $\rho \sim 10^{-7} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  и напряженности магнитного поля  $H \sim 3000 \text{ гс}$  в наблюдаемых слоях пятна  $\rho v_{\varphi}^2 \ll H^2/4\pi$ ; это означает, что действием сил Кориолиса в одних лишь верхних слоях пятна явление завихренности магнитного поля объяснить нельзя. Однако в глубоких слоях, где  $\rho > 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , плотность кинетической энергии вращения  $\rho v_{\varphi}^2/2 > H^2/8\pi$ , и магнитные силовые линии, по-видимому, закручиваются так же, как и линии тока вещества. В свою очередь, магнитное поле, проникая в верхние слои пятна, формирует здесь вихрь того же знака, что и в глубине; в участках пятна, где напряженность магнитного поля уменьшена, а также в окрестностях пятна следует ожидать усиления завихренности, что и наблюдается.

Измерения тангенциальной скорости, сделанные по трем линиям  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 6103$  (см. табл. 4), действительно указывают на некоторый рост  $v_{\varphi}$  с глубиной в пятне, однако это требует дальнейшего подтверждения.

С энергетической точки зрения вращение пятна, по-видимому, способно не только определять форму магнитных силовых линий, но и обеспечивать энергией многие нестационарные явления. Если принять, что слой пятна, охваченный вращением, имеет глубину  $\sim 10^9 \text{ см}$ , то при угловой скорости вращения  $\omega \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$  и средней плотности вещества  $\sim 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  полная кинетическая энергия вращения полутени пятна будет равна  $\sim 10^{32} \text{ эрг}$ ; это сравнимо с энерговыделением хромосферной вспышки. Известно, например, что с вращением пятен в группе хорошо коррелирует начало протонных вспышек. С. И. Гопасюком [24] была найдена тесная связь между скоростью вращения пятна и частотой появления хромосферных выбросов. В частности, на превращении кинетической энергии вращения пятна в энергию электрических токов основан механизм создания предвспышечной ситуации, предложенный Стеффло [26].

Действительно, вращение создает между тенью пятна и окружающей средой ЭДС индукции

$$E = \frac{1}{c} \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{v}_{\varphi} \times \mathbf{H}_z dr,$$

разную по знаку для уровня фотосферы и для хромосферы. Здесь  $r_1 \sim 10^9 \text{ см}$ ,  $r_2 \sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}$  — границы полутени. Приняв для вертикальной составляющей магнитного поля  $H_z \sim 1000 \text{ гс}$ , получаем, как и в [26],  $E \sim 2 \cdot 10^8 \text{ в}$ . При этом электрические токи в районе данного пятна (имеющего магнитное поле N-полярности и вращающегося на уровне фотосферы против часовой стрелки) должны течь преимущественно в двух взаимно противоположных направлениях: из пятна на уровне фотосферы и в пят-

но — в хромосфере. Такая картина токов отличается от обычно предполагаемой модели, в которой вследствие вращения через пятно проходит несбалансированный ток одного знака; фактически этого не наблюдается [19, 27]: электрические токи в пятнах, как правило, почти полностью компенсируют друг друга.

Поскольку вращение пятна весьма неоднородно и несимметрично, то и распределение токов также должно быть несимметричным, проявляя тенденции к формированию отдельных токовых волокон, выходящих из пятна. Согласно Стенфлю [26], генерация токов может привести к предвспышечной ситуации за время несколько минут для слабой вспышки и за часы-дни для мощной вспышки (оценка времени получена из условия, что конечная величина тока в волокне  $\sim 10^{11}$  а достигается при ЭДС  $\sim 2 \cdot 10^8$  в и индуктивности отдельного токового волокна  $\sim 10$  гн.) В этой модели, однако, следует учесть влияние хромосферных слоев пятна, фактически вращающихся в противоположную (относительно фотосферных слоев) сторону.

Регистрация полного магнитного вектора в пятнах показывает, что электрические токи в пятнах имеют вихревой характер; согласно Северному [27], в смысле распределения электрических токов пятно напоминает статор гигантского электромотора. С этой точки зрения вместе с изучением вращения пятен немаловажным является параллельное исследование изменения ориентации горизонтального магнитного поля с глубиной (т. е. фактически определение электрических токов), а также завихренности магнитного поля и хромосферных образований.

В заключение автор благодарит академика А. Б. Северного, С. И. Гопасюка и П. П. Доброправина за внимательный просмотр рукописи и ценные замечания, а также Р. Н. Ихсанова, совместно с которым были выполнены измерения лучевых скоростей и магнитного поля.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, 36, 208.
2. С. Е. St. John. Astrophys. J., 1913, 37, 322.
3. T. D. Kinman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1952, 112, 425.
4. T. D. Kinman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, 113, 613.
5. J. Holmes. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1961, 122, 301.
6. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 154.
7. Г. В. Кушлин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1, № 2.
8. G. Abetti. The Sun. London, Faber and Faber, 1962, p. 157.
9. G. Abetti. Publ. r. osserv. Arcetri, 1932, 50, 47.
10. P. Maltby. Astrophys. norveg., 1964, 8, N 8, 205.
11. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 139.
12. Р. Н. Ихсанов. Изв. ГАО, 1967, № 182, 62.
13. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 14.
14. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Солнечные данные, 1964, № 12, 43.
15. Р. Н. Ихсанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 150.
16. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 148.
17. Р. Н. Ихсанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 44.
18. R. Servajean. Ann. astrophys., 1961, 24, 1.
19. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 67.
20. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 39.
21. R. S. Richardson. Astrophys. J., 1941, 93, 24.
22. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 200; 1965, 33, 92.
23. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 3.
24. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 100.
25. A. B. Severny. Solar flares and space research. Tokyo, 1968, p. 38.
26. J. O. Stenflo. Solar Phys., 1969, 8, 115.
27. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 34.



## СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ШУМОВЫЕ БУРИ

М. Б. Огирь, Л. И. Юровская

Обнаружено, что радиовзлучение шумовых бурь возникает над активными областями только при наличии вторжений поля одной полярности в поле противоположной полярности. При этом участок вторгающегося поля должен иметь площадь, ббльшую  $150 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. Магнитный поток в области деформируемого поля должен превосходить величину  $1 \cdot 10^{21}$  макс. Шумовые бури тем интенсивнее, чем сильнее поля, в которые вторгается поле противоположного знака. Появление шумовых бурь связано со стадией роста или максимального развития группы пятен. В хромосфере над областями вторжения полей имеет место повышенная активность абсорбционных выбросов и волокон.

THE STRUCTURE OF THE ACTIVE REGIONS MAGNETIC FIELDS AND NOISE STORMS, by M. B. Ogir and L. I. Yurovskaya. — It is discovered that the noise storms radiation arise above the active regions only if the penetration of the field of one polarity into the field of opposite polarity take place. The area of the penetrating field must exceed  $150 \cdot 10^6$  km<sup>2</sup>. The magnetic flux in the region of field deformations must be greater than  $1 \cdot 10^{21}$  Mx. The stronger a deformed field, the stronger a noise storm. The arising of noise storm radiation is connected with the stage of growth or maximal development of the spot groups. The enhanced activity of surges and dark filaments are observed in the chromosphere above the region of penetration.

В настоящее время хорошо известно, что радиовзлучение шумовых бурь связано с наличием на Солнце сильных магнитных полей [1—4]. Некоторые исследователи заметили, что появлению шумовых бурь могут сопутствовать такие процессы в магнитных полях, как движения пятен [5] и рост группы пятен [6]. Эти результаты, а также высказанное в [7] еще в 1955 г. предположение о том, что радиовзлучение метровых волн связано с процессом быстрых движений и расширений плазмы в магнитных полях, привели нас к изучению структуры магнитных полей и хромосферной активности в большом числе активных областей как связанных, так и не связанных с радиовзлучением шумовых бурь.

Для работы были использованы следующие материалы: карты интерферометрических наблюдений на 169 МГц, публикуемые в [8]; карты магнитных полей активных областей на Солнце, полученные А. Б. Северным в Крымской астрофизической обсерватории за период с 1958 по 1966 гг. [9—11]; карты магнитных полей всего Солнца за период с 1969 по 1973 гг., опубликованные в [12]; визуальные измерения магнитных полей пятен за этот же период, взятые из Бюллетеня «Солнечные данные» (в дальнейшем изложении нумерация групп пятен дана по этому Бюллетеню), а также кинофильмы активных областей, полученные в свете линии H<sub>α</sub> в Крымской обсерватории.

## 1. Особенности строения магнитного поля активных областей при шумовых бурях

Было отобрано 156 активных областей, для которых имелось достаточно количество наблюдательного материала в оптическом диапазоне и радиодиапазоне. С 83 активными областями было связано возникновение шумовых бурь продолжительностью более одного дня. Большое внимание было обращено на изучение карт магнитных полей, поскольку именно они дают наиболее полное представление о структуре поля.

И хотя карты полей, взятые из [9—11] и из [12], были получены с помощью разных инструментов и с разным разрешением ( $2'' \times 4''$ ,  $5''$  в [9—11] и  $14'' \times 17''$  в [12]), все они позволили обнаружить одинаковую общую черту, характерную для областей, связанных с шумовыми бурями. Оказалось, что шумовые бури возникали только в тех случаях, когда имели место процессы проникновения поля одной полярности в поле противоположной полярности.

На рис. 1 представлено несколько примеров этого явления. Здесь приведены совместно упрощенные зарисовки карт магнитных полей рассматриваемых активных областей и эскизы соответствующих групп пятен. Прямыми линиями сверху отмечено наличие шумовой бури, а цифры над ними указывают величину плотности потока радиополучения на метровых волнах в единицах  $10^{-22}$  *вт/м<sup>2</sup>·цт*.

1. Группа № 490, ноябрь 1970 г. (рис. 1, а). Из рисунка видно, что 12.XI в области S-поля появился большой залив N-поля (он заштрихован). В этот же день началась шумовая буря. С 15.XI залив стал особенно большим, и одновременно произошло усиление шумовой бури.

2. Группа № 83, апрель 1973 г. (рис. 1, б). На карте поля 22.IV видно появление в северо-восточной части области нового холма N-поля, который затем соединился с основным N-холмом, прорвав область S-поля (этот холм на рисунке заштрихован). Процесс развития нового холма сопровождался шумовой бурей, которая затем ослабела и прекратилась 26.IV одновременно с ослаблением и исчезновением N-холма. Однако процесс вторжения полей на этом не закончился. 26.IV на карте виден новый N-холм среди S-поля, который к следующему дню уже сильно вырос и позднее соединился с основным N-холмом. Это явление сопровождалось новой шумовой бурей.

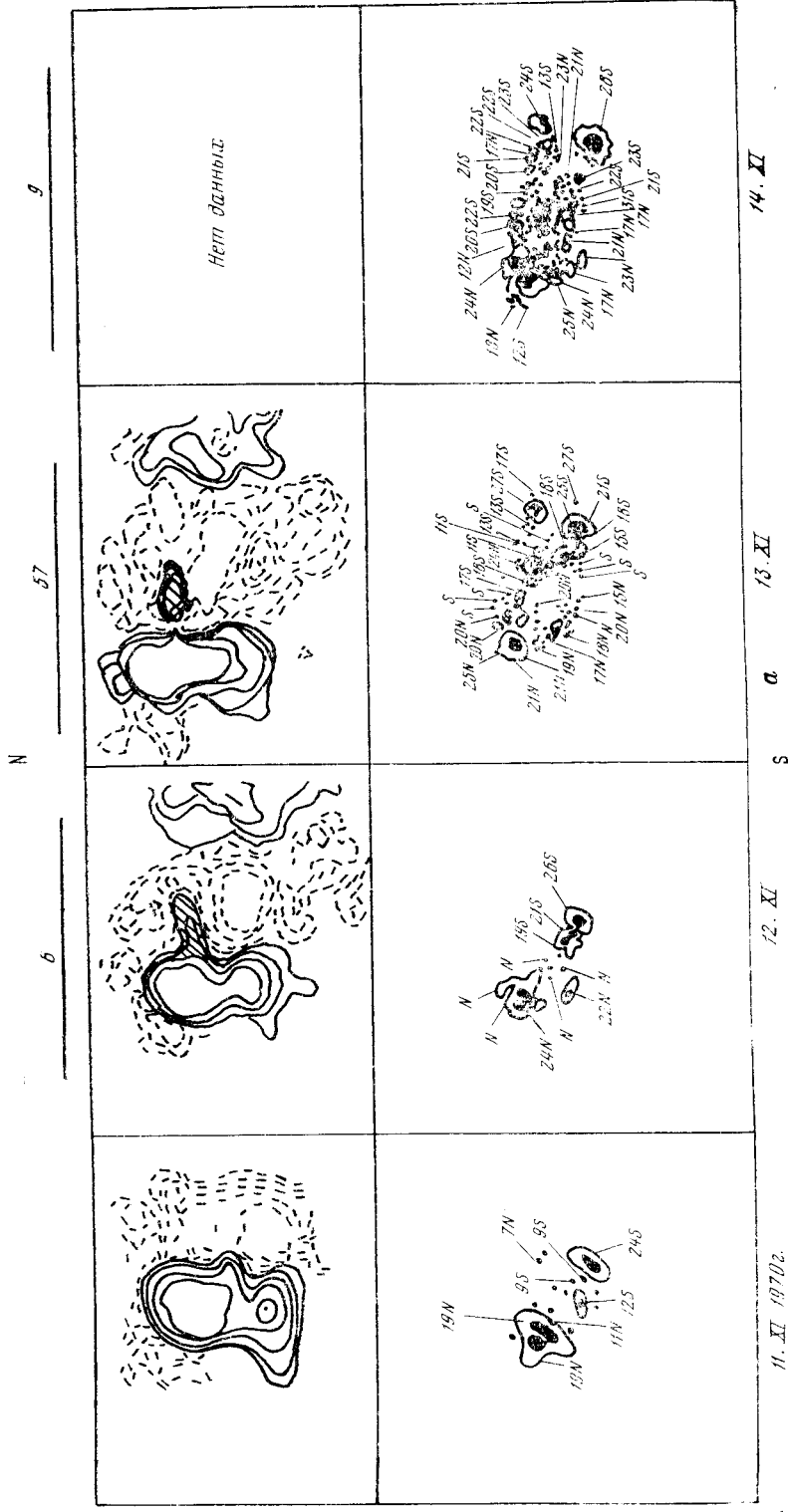
3. Группа № 175, июнь 1972 г. (рис. 1, в). 24.VI холм S-поля, расположенный в южной части активной области вторгся в область N-поля и 25.VI уже разделил ее на две части. Этот процесс также сопровождался шумовой бурей.

4. Группа № 309, июнь 1970 г. (рис. 1, г). 27.VI в области S-поля возник холм N-полярности (заштрихован). Он разрастался, все больше вторгаясь в S-поле. Вместе с его появлением и развитием возникла и усилилась шумовая буря.

5. Группа № 68, февраль 1970 г. (рис. 1, д). С 15 по 17.II никаких изменений в структуре поля не было. В эти дни шумовая буря отсутствовала. С 18.II в области S-поля начал развиваться холм N-полярности. В это же время появилась и шумовая буря. Когда N-холм исчез, шумовая буря прекратилась.

6. Группа № 350, октябрь 1971 г. (рис. 1, е). В течение нескольких дней развития этой мощной группы пятен шумовой бури не было. Магнитное поле рассматриваемой области имело довольно простое, биполярное строение. И лишь 23.X шумовая буря возникла, вероятно, в результате того, что N-поле начало с востока и запада продвигаться на область S-поля (см. заштрихованные области).

По картам поля многих активных областей, имеющимся за несколько дней подряд, были измерены площади тех участков поля одного знака,



**Рис. 1.** Карты магнитных полей  
 а — группа № 490, ноябрь 1970 г.; б — группа № 83, апрель 1973 г.; в — группа № 175, июнь 1972 г.; г — группа № 309, июнь 1970 г.; д — группа № 68, февраль 1970 г.; е — группа № 850, октябрь 1971 г. Сплошными линиями обозначены области северной полярности, штриховыми — области южной полярности

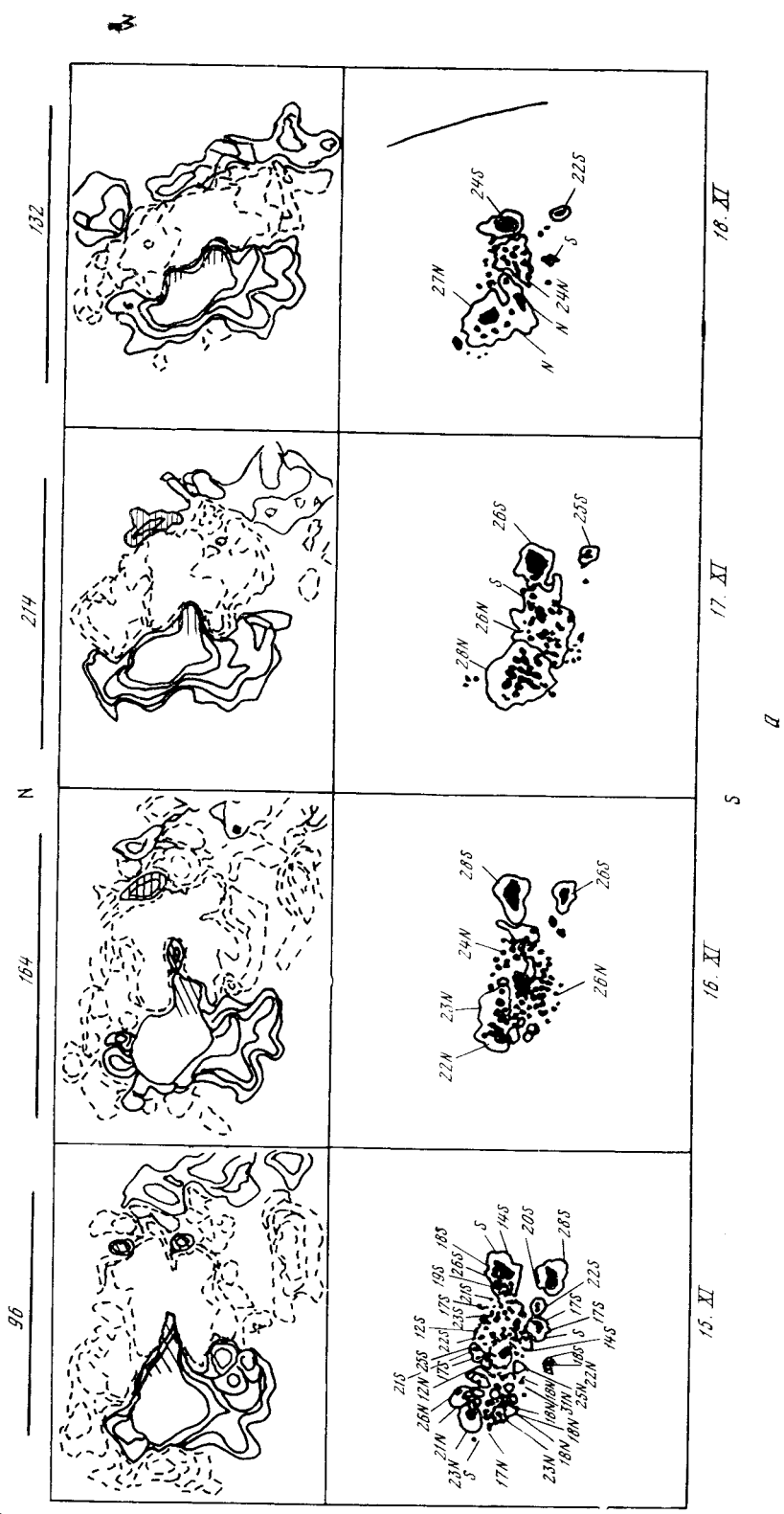
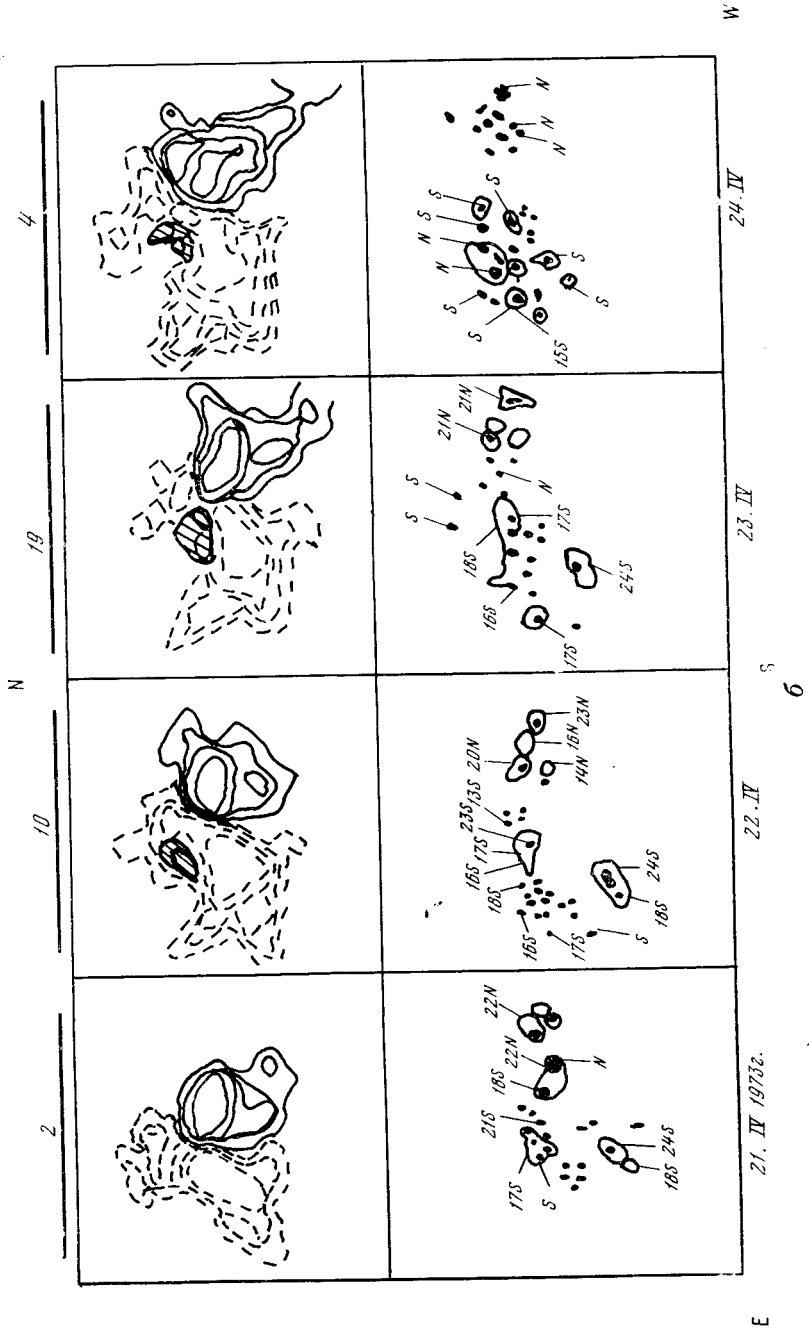


Рис. 1 (продолжение)



**Рис. 1** (продолжение)

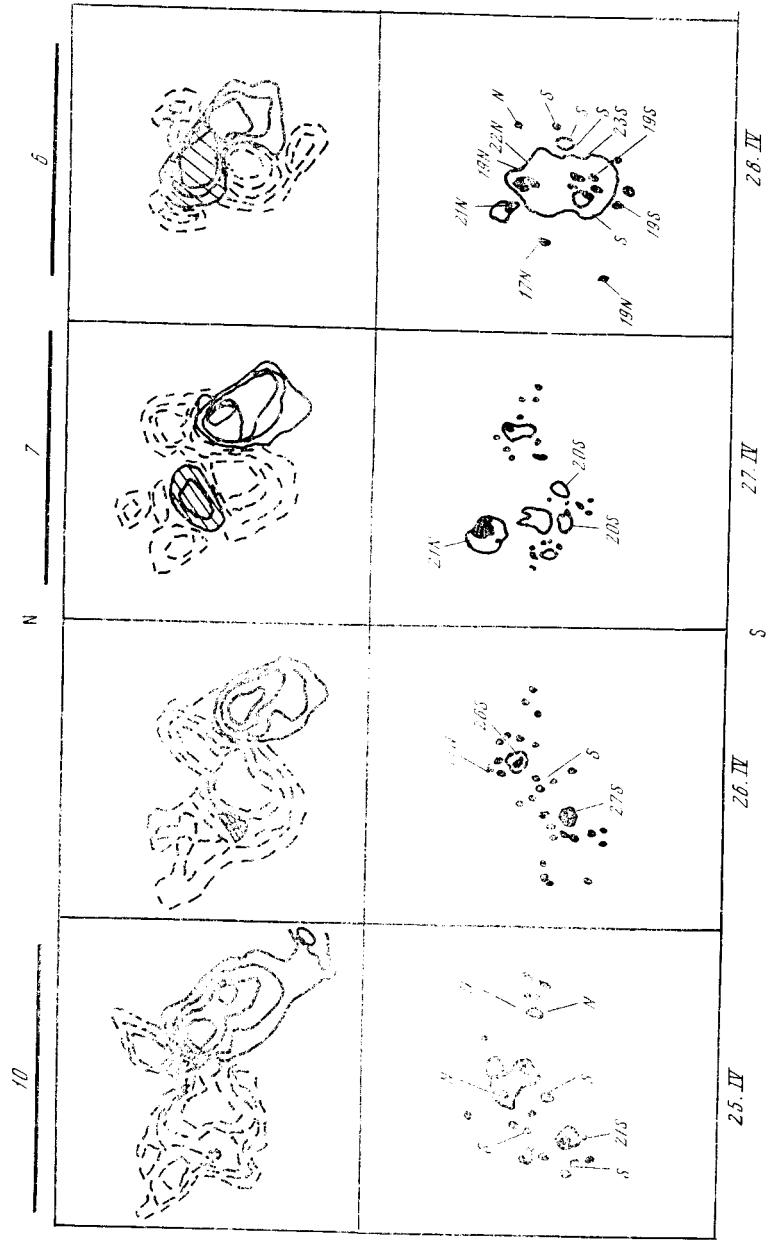
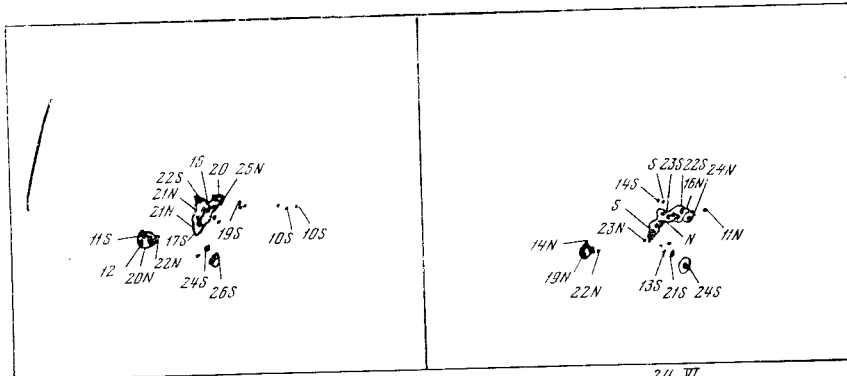
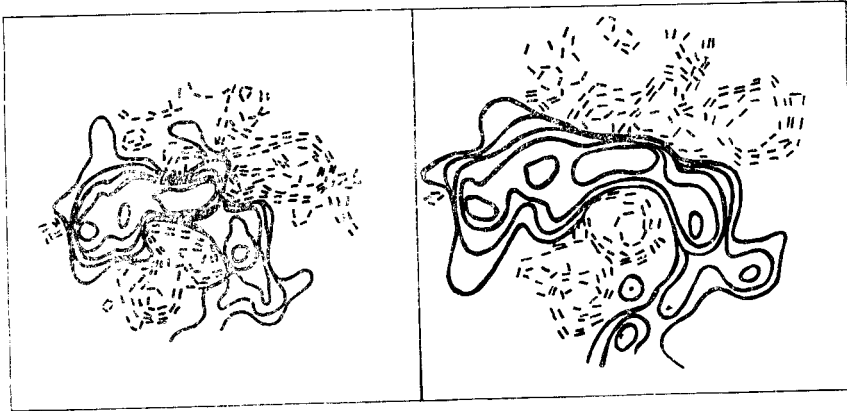


Рис. 1 (продолжение)

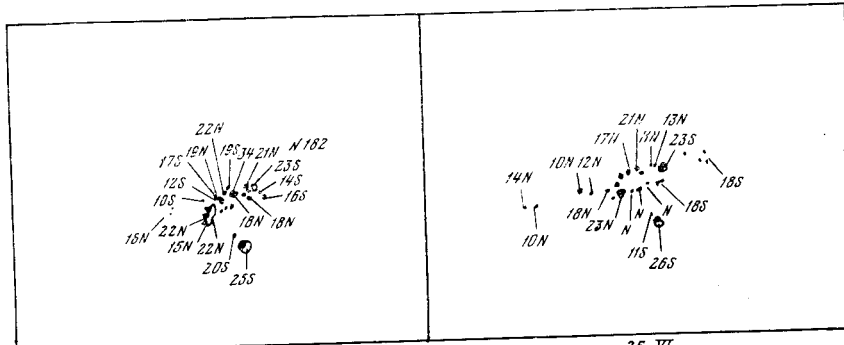
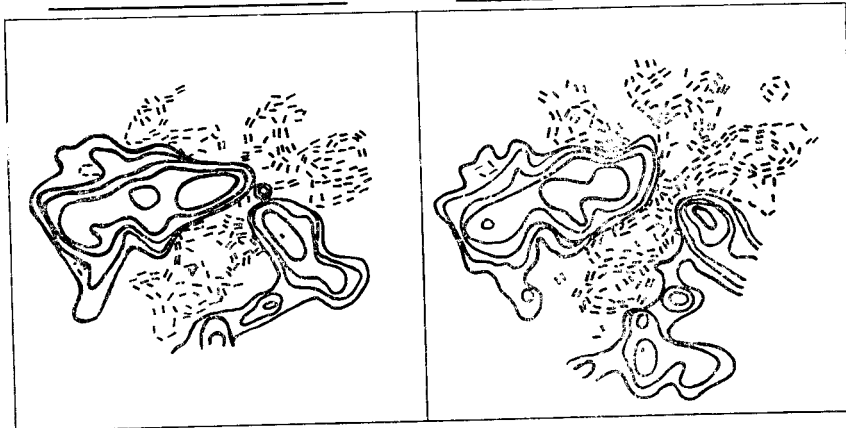


23. VI. 1972 г.  
2

24. VI  
0,5

E

W



25. VI

5

26. VI

Рис. 1 (продолжение)

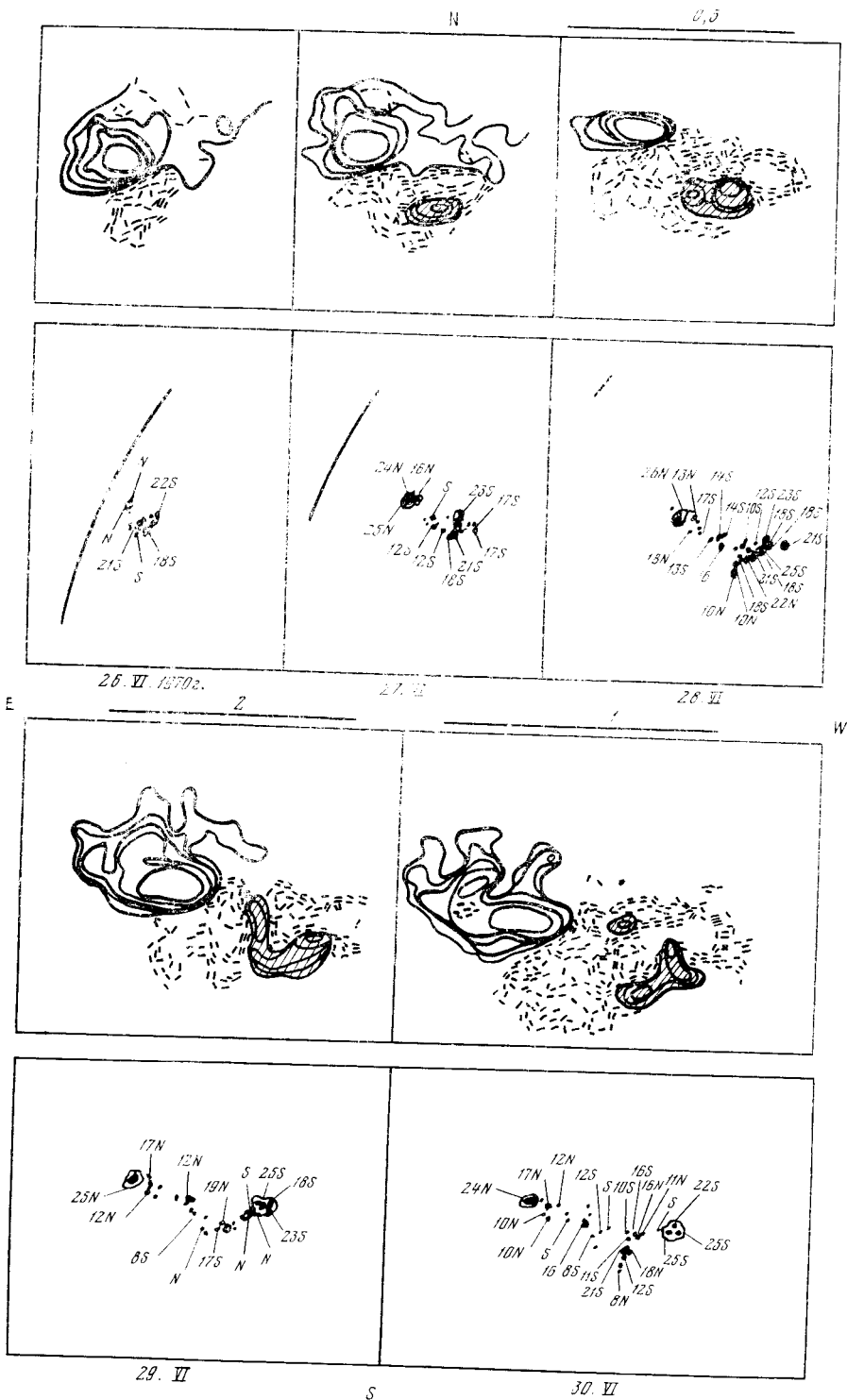


Рис. 1 (продолжение)



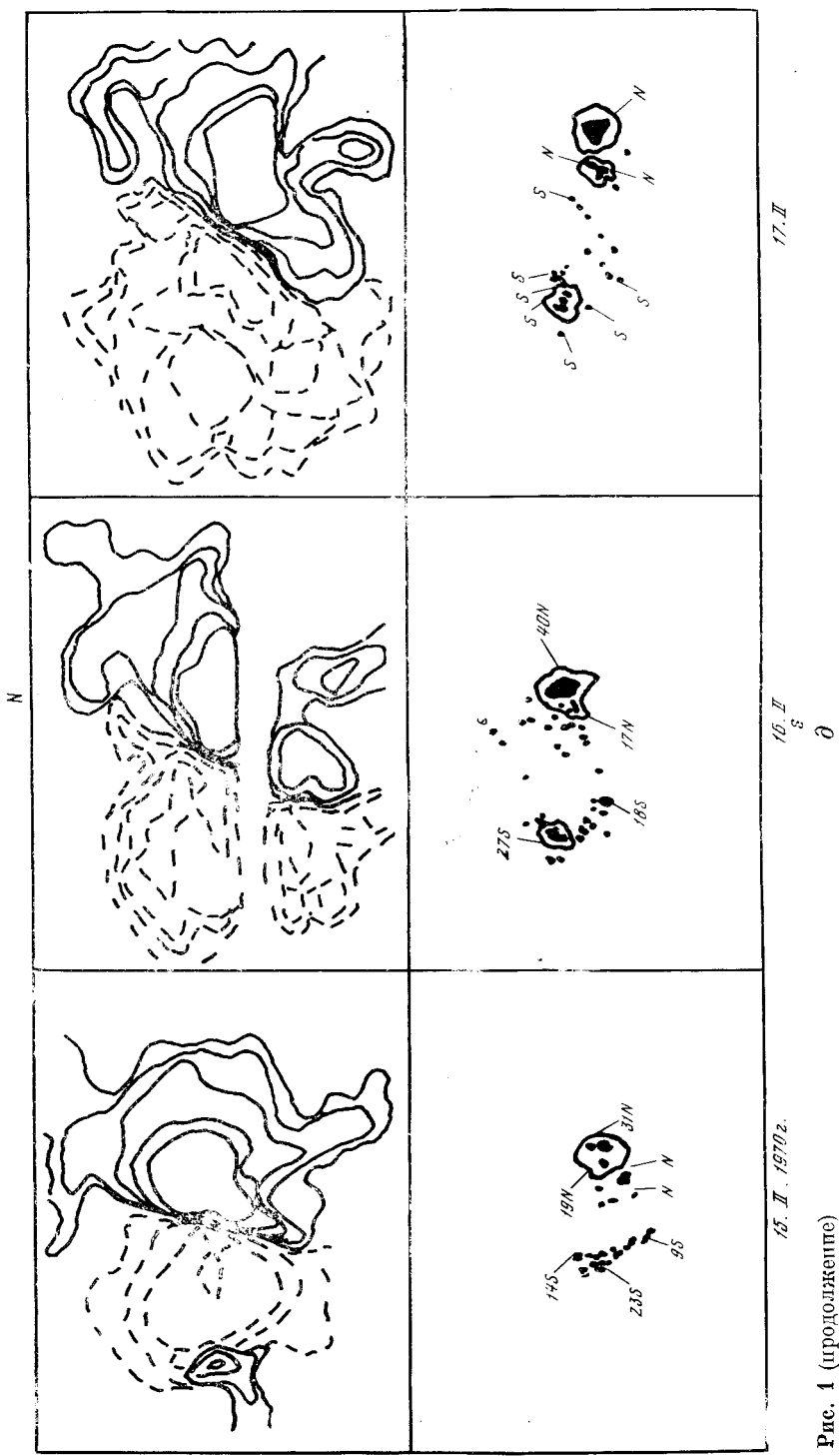


Рис. 1 (продолжение)

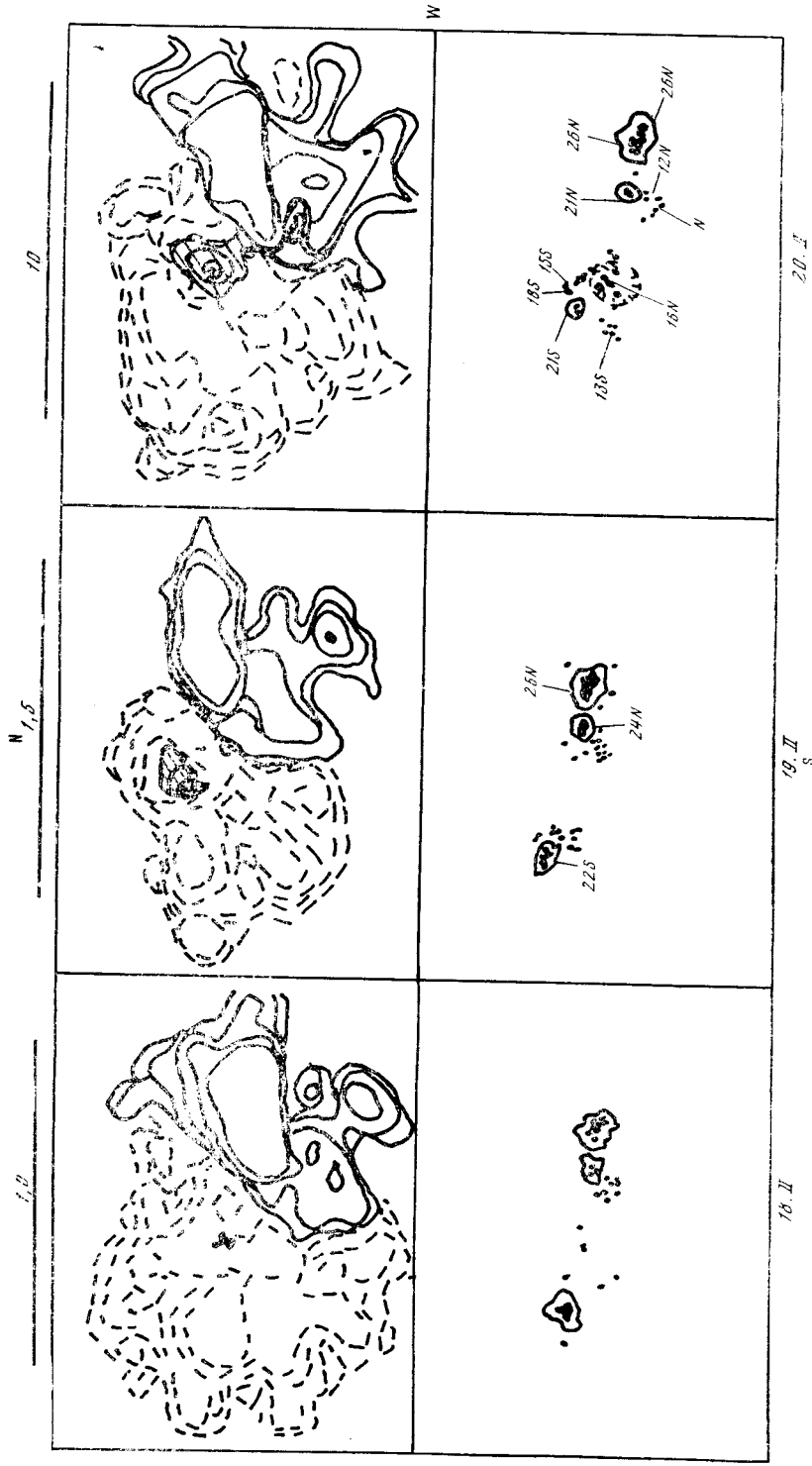
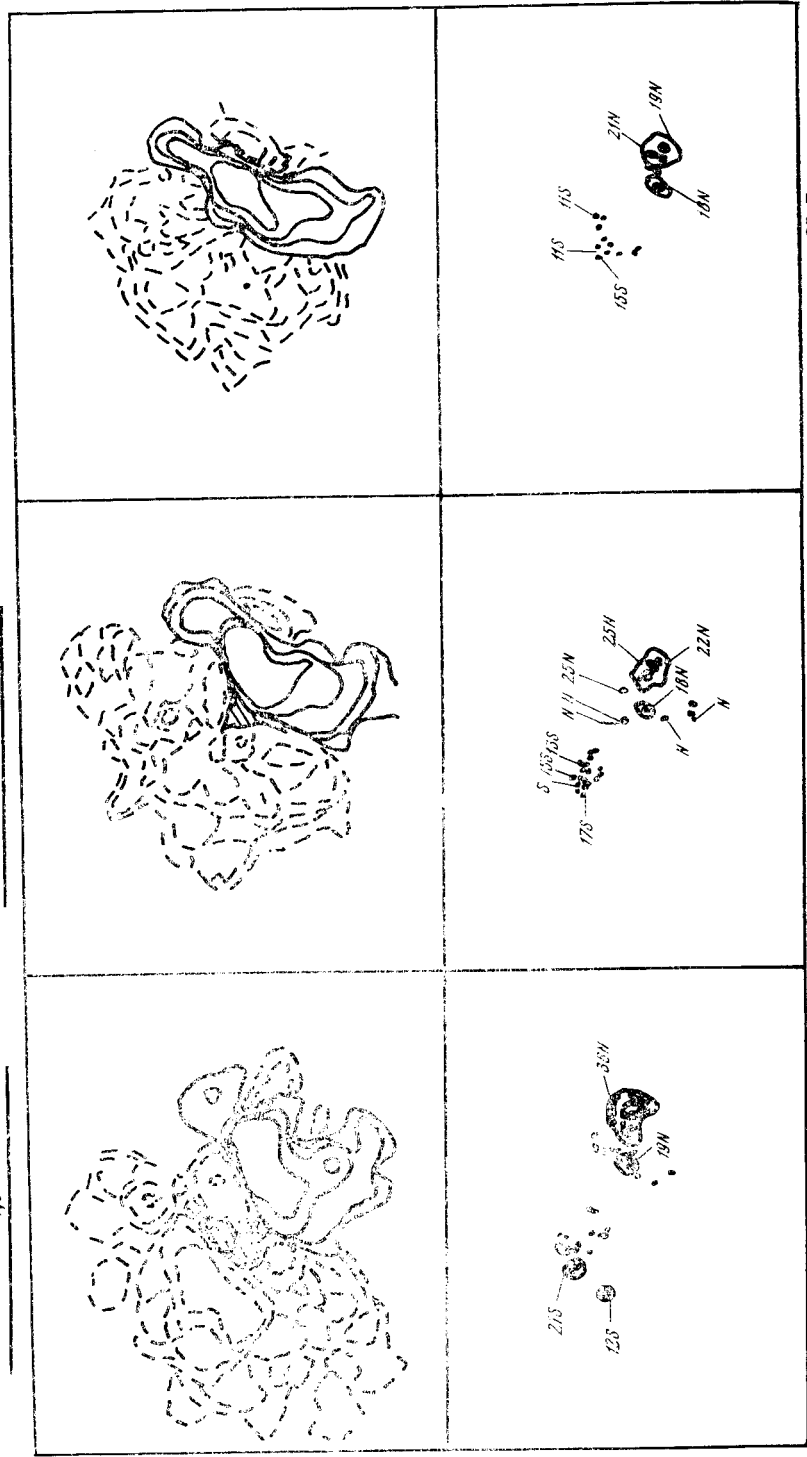


Рис. 1 (продолжение)

N  
1,5

1,5



21.1

21.2

21.3

Рис. 1 (продолжение)

θ

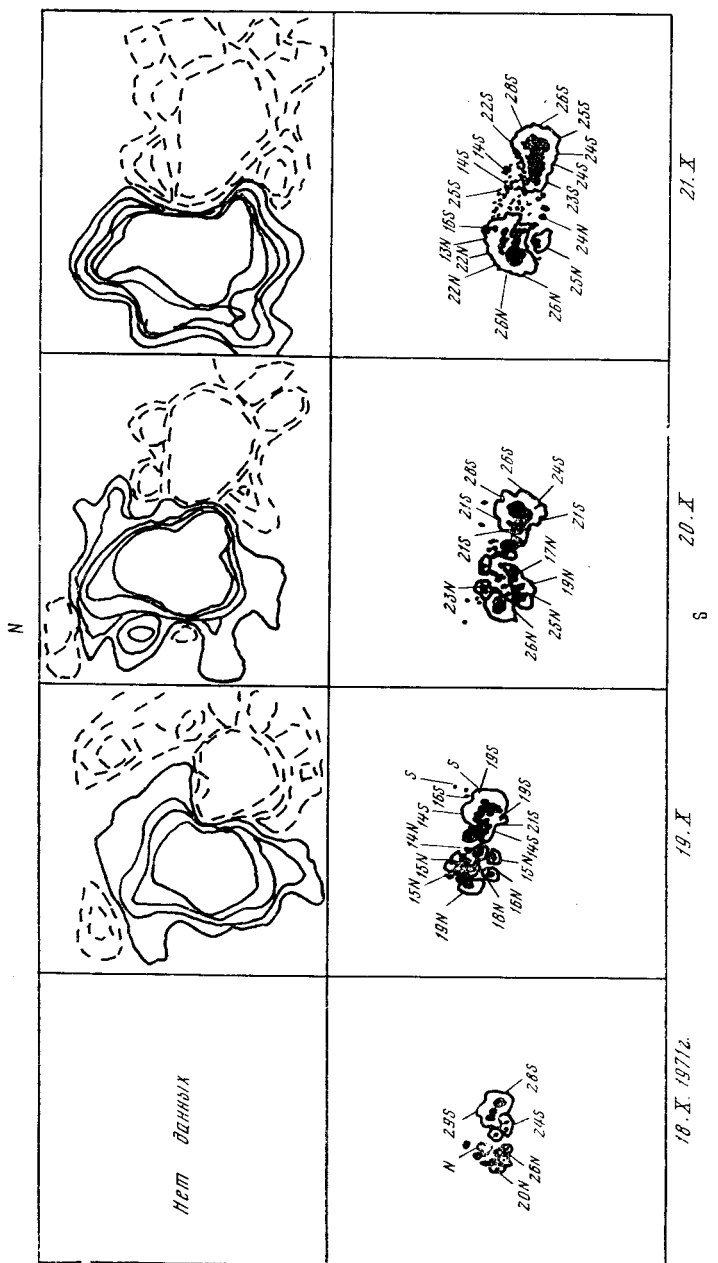


Рис. 1 (продолжение)

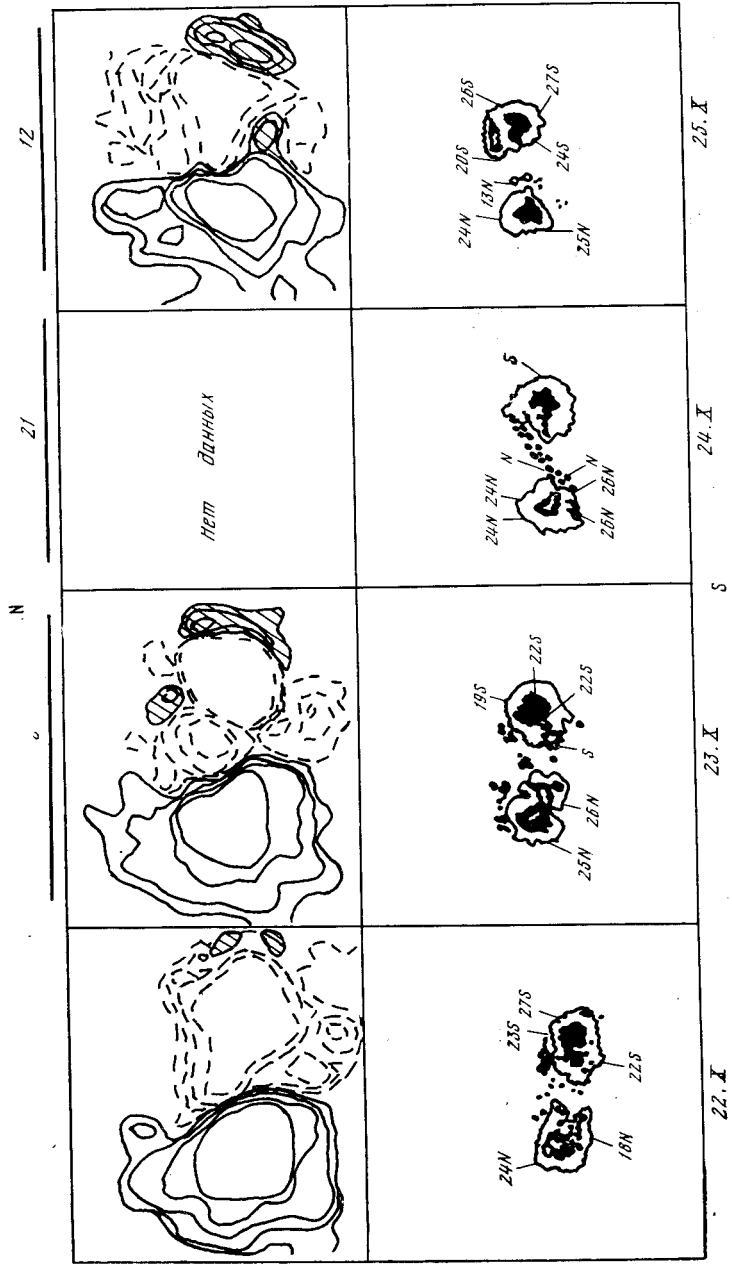


Рис. 1 (окончание)

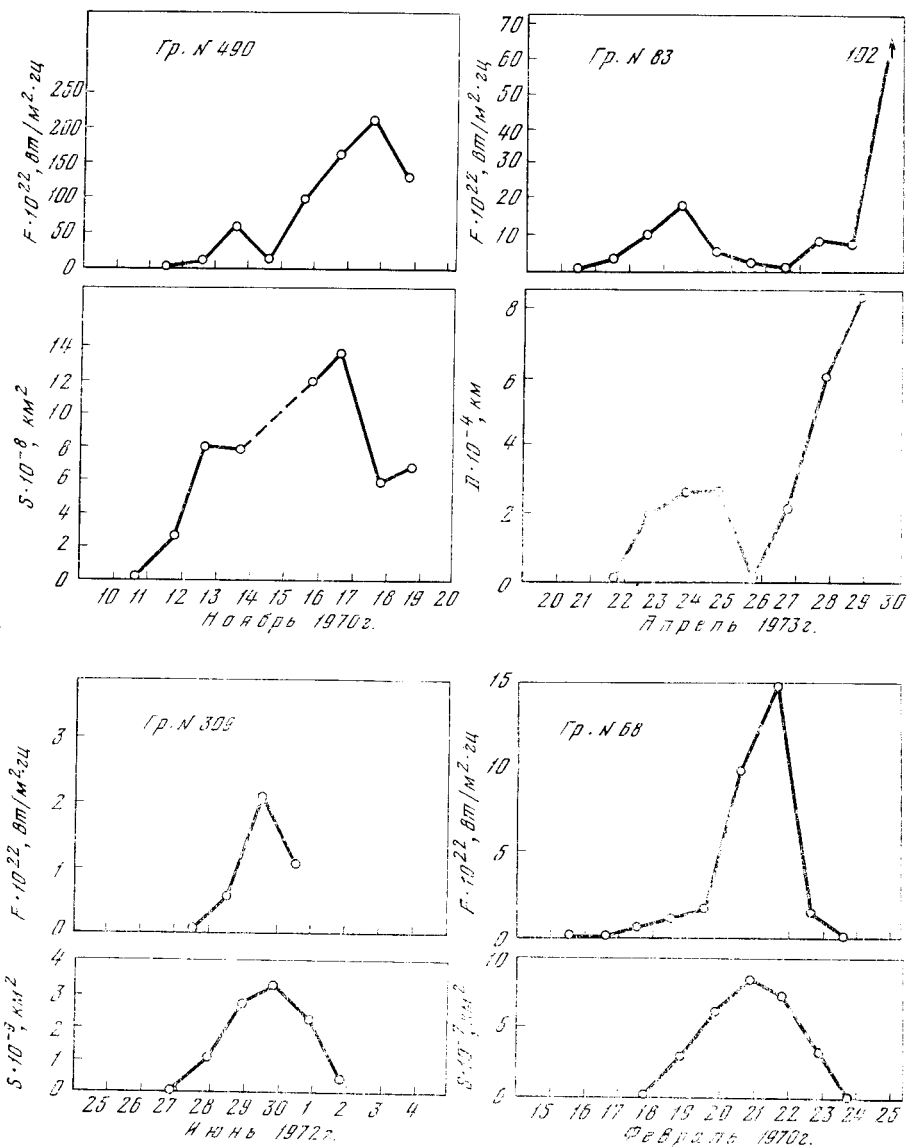


Рис. 2. Сопоставление плотности потока радиоизлучения шумовой бури и размеров области вторгающегося поля

которые вторгаются в области поля другого знака, и диаметры новых холмов, растущих среди области противоположной полярности. Построенные по этим измерениям кривые затем сравнивались с кривыми изменения плотности потока радиоизлучения шумовых бурь. Во всех случаях между ними оказалось хорошее соответствие, что подтверждает наличие связи между рассмотренными процессами в магнитных полях и радиоизлучением шумовых бурь. На рис. 2 представлены некоторые из построенных графиков.

Было замечено, что шумовая буря может произойти не при любой площади вторгающейся области. Бури продолжительностью более суток наблюдались только тогда, когда эта площадь превосходила  $150 \cdot 10^6 км^2$ . В случае вторжений, меньших по площади  $150 \cdot 10^6 км^2$ , шумовые бури возникали редко, причем они были очень слабы и длились менее суток.

Затем было рассмотрено, как связано появление шумовой бури со стадией развития группы пятен. Оказалось, что практически всегда шумовые бури начинались или за несколько дней до максимума площади

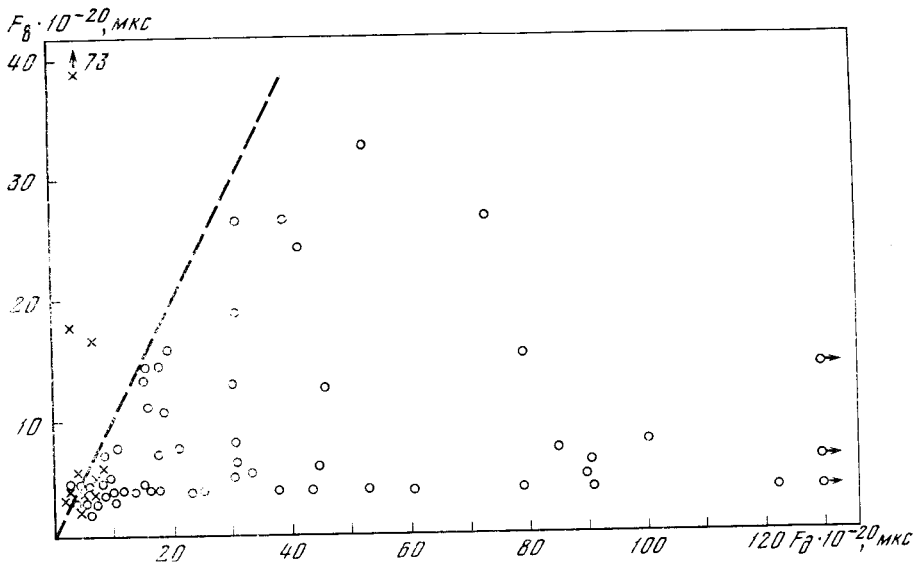


Рис. 3. Зависимость появления шумовых бурь от величины магнитных потоков в области проникновения полей

По оси ординат — магнитные потоки вторгающегося поля ( $F_B$ ), по оси абсцисс — то же для деформируемого поля ( $F_D$ ); кружки — случаи наличия шумовых бурь, крестики — случаи отсутствия шумовых бурь, штриховая линия — линия, на которой значения потоков в областях вторгающегося и деформируемого поля одинаковы

пятен, или в самом максимуме. Было найдено лишь несколько случаев возникновения бурь после максимума площади пятен, и всегда это были слабые бури. Максимальная фаза шумовых бурь также чаще всего совпала с периодом максимальной площади пятен. Но бывали расхождения между этими максимумами на 1—2 дня в ту и другую сторону. В результате можно сказать, что радиоизлучение шумовых бурь связано со стадией роста или максимального развития группы пятен при наличии процессов вторжения поля одного знака в поле другого знака.

## 2. Величина магнитного потока в области вторжения

По материалам визуальных измерений магнитных полей пятен была выполнена грубая оценка величины магнитного потока каждой полярности в области проникновения полей. Магнитный поток подсчитывался как произведение площади пятна на напряженность поля в ядре. Минимальная площадь пятна (поры), которую можно было измерить, составляла примерно  $0,5 \text{ мм}^2$  при диаметре диска Солнца  $160 \text{ мм}$ . В тех случаях, когда напряженность магнитного поля численно не отмечалась, мы принимали ее равной  $1000 \text{ гс}$ , согласно [13]. Таким образом, минимальный рассматриваемый нами магнитный поток составлял примерно  $4 \cdot 10^{20} \text{ мкс}$ . Всего было выполнено 72 измерения, которые представлены на рис. 3.

Из рисунка видно, что при значениях потоков деформируемых полей до  $1 \cdot 10^{21} \text{ мкс}$  радиоизлучение отсутствует почти в половине случаев, хотя вторгающееся поле может быть довольно сильным. Отсюда следует, что величина  $1 \cdot 10^{21} \text{ мкс}$  — это то предельное значение магнитного потока в области деформируемого поля, ниже которого шумовые бури могут не возникнуть, хотя эффекты вторжения в активной области и наблюдаются.

Далее из рис. 3 следует, что радиоизлучение возникает в тех случаях, когда наблюдается проникновение сильных полей в сильные или слабых в сильные. При вторжении в слабые поля шумовые бури могут либо возникнуть, либо отсутствовать с одинаковой степенью вероятности.

### 3. Роль направления проникновения полей относительно магнитной оси группы пятен

Далее были рассмотрены 62 случая с малыми площадями вторгающихся полей ( $S \leq 150 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ ), которым иногда соответствовали слабые шумовые бури продолжительностью менее суток. Этот материал не является настолько уверенным, как тот, где площади областей проникновения превосходили  $150 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ : во-первых, площадь вторгающейся области иногда находилась на грани обнаружения из-за низкого разрешения карт, публикуемых в [12]; во-вторых, радиоизлучение, длящееся несколько часов, может быть связано не с эффектами проникновения полей, а с эффектами всплеск. Кроме того, плотность потока радиоизлучения, равная  $0,5 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ , близка к порогу чувствительности аппаратуры, и поэтому наличие источника с такой интенсивностью определяется неуверенно.

Изучение случаев с малыми размерами вторгающихся областей позволило выявить роль направления процесса вторжения относительно магнитной оси группы пятен. В 15 случаях проникновение полей происходило не вдоль магнитной оси, а на периферии группы, где часто не было даже пор. Только в одном из этих случаев наблюдалось слабое радиоизлучение с плотностью потока  $1 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ .

В 18 случаях проникновение происходило вдоль магнитной оси группы. В 11 из этих случаев шумовые бури имели место, причем в 9 — плотность потока была заключена в пределах  $(1-10) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$  и только в двух случаях она была равна  $0,5 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ .

Таким образом, если малое по площади вторжение поля одного знака в поле другого знака идет вдоль магнитной оси группы пятен, то появление радиоизлучения шумовых бурь наиболее вероятно. Если же такое вторжение происходит в слабом поле, огибая магнитные холмы или распространяясь в область между холмами, то радиоизлучение или совсем не возникает, или находится вблизи предела обнаружения.

### 4. Интенсивность шумовой бури и некоторые параметры магнитного поля

Отобранный материал позволил выяснить некоторые параметры магнитного поля, определяющие интенсивность шумовой бури. Прежде всего была сделана попытка сопоставить плотность потока радиоизлучения на метровых волнах с магнитным потоком полей обоих знаков в области проникновения. Четкой зависимости между этими величинами не получилось, вероятно, вследствие того, что мы не можем точно учесть всех взаимодействующих полей.

Тогда было рассмотрено, как связана величина интенсивности шумовой бури с проникновениями в области поля, где магнитный поток был больше  $10^{21} \text{ мкс}$  и меньше этого значения. Оказалось, что при  $F_d > 10^{21} \text{ мкс}$  из 46 случаев только 6 шумовых бурь были слабыми с плотностью потока до  $10 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ . Остальные шумовые бури были сильнее, со значениями плотности потока от 10 до  $200 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ .

При  $F_d < 10^{21} \text{ мкс}$  из 26 рассмотренных случаев в 8 шумовых бурь совсем не было, в 14 — плотность потока была до  $10 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ , а в остальных — до  $20 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ , т. е. в этом случае бури в основном несильные.

Отсюда можно заключить, что если процессы проникновения происходят в более сильных полях, то возникают и более сильные шумовые бури.

Интенсивность шумовой бури зависит еще и от того, насколько сильно происходит проникновение одного поля в другое. Выше уже было отмечено хорошее соответствие между ходом изменения площади вторгающейся



ся области и развитием шумовой бури (см. рис. 2). Особенно сильные шумовые бури наблюдались в тех случаях, когда области поля одного знака проникали в полутьню пятен с противоположным знаком поля.

Среди имеющегося у нас материала было пять таких случаев, когда вторжения одного поля в другое происходили особенно быстро. В двух случаях они имели место на фоне быстрого развития группы пятен, а в трех — наблюдалось возникновение и быстрый рост холма одной полярности в непосредственной близости от сильного холма противоположной полярности. Во всех этих случаях интенсивность шумовой бури была выше, чем при более медленном протекании процесса, и была заключена в пределах  $(150-220) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ .

Можно полагать, что скорость динамических процессов в магнитных полях также играет большую роль в развитии шумовой бури и величине ее интенсивности.

## 5. Шумовые бури и хромосферная активность

Нами была также рассмотрена хромосферная активность в отобранных областях как связанных, так и не связанных с шумовыми бурями.

Относительно вспышечной активности уже было известно [14—16], что с одними шумовыми бурями можно связать наличие вспышек в данной активной области, а с другими — нет. При нашем рассмотрении получилось то же самое. Так, в ряде случаев сильные эффекты вторжения полей и сильные шумовые бури сопровождалось большим количеством сильных и слабых вспышек (например, группы № 490 в ноябре 1970 г. и № 396 в сентябре 1970 г.). В других случаях сильным эффектам в полях и в радиоизлучении сопутствовали лишь слабые вспышки (например, группы № 304 в августе 1971 г. и № 83 в апреле 1973 г.). Кроме того, многие области с сильными хромосферными вспышками или совсем не порождали источника радиоизлучения в короне, или он был очень слабым (например, группы № 93 в июле 1966 г. и № 45 в феврале 1971 г.). Для этих последних областей было характерно отсутствие вторжений поля одного знака в поле другого знака, превосходящих по площади значение  $150 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ , так что, с нашей точки зрения, здесь можно понять отсутствие шумовых бурь. Таким образом, у нас, как и у других авторов, не получилось четкой связи между появлением шумовых бурь и вспышечной активностью.

Далее нами были изучены кинофильмы активных областей, полученные в свете линии  $H_{\alpha}$  на коронографе Крымской обсерватории. Для детального исследования было отобрано 30 областей, из которых 20 были связаны с появлением шумовых бурь, а 10 — нет. Для них имелась довольно продолжительная съемка в течение нескольких дней. Этот материал позволил обнаружить, что все области, связанные с возникновением шумовых бурь, характеризуются сильной, длящейся непрерывно в течение нескольких дней активностью волокон и абсорбционных выбросов. Эта активность наблюдалась именно в областях вторжения поля одного знака в поле противоположного знака.

Надо сказать, что связь отдельных всплесков шумовых бурь с активными волокнами отмечалась ранее в [7]. В недавнее время была также обнаружена связь между всплесками радиоизлучения III типа и абсорбционными деталями, располагающимися вдоль линии  $H_{\parallel} = 0$  [17]. Непрерывная же активность волокон и выбросов в областях вторжения полей, замеченная нами, видимо, непосредственно связана с возникновением всего явления шумовой бури. В качестве примера рассмотрим очень большую группу пятен № 304 (август 1971 г.), с которой было связано наличие двух сильных источников шумовой бури (детально эта группа исследована в [18]). На рис. 4 приведена совместная зарисовка карт магнитных

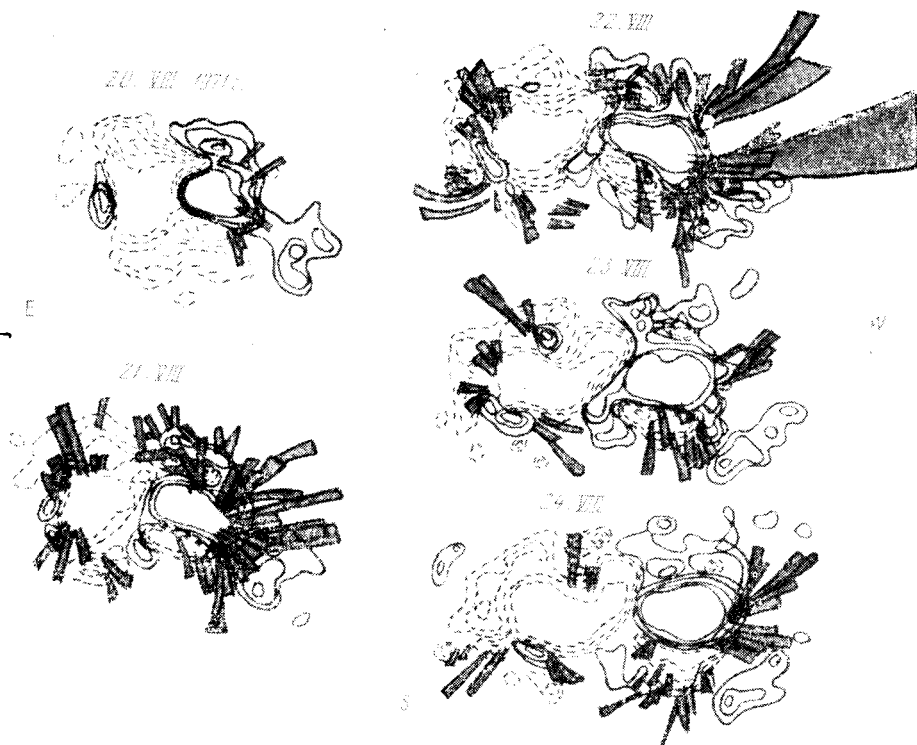


Рис. 4. Сопоставление карт магнитных полей группы № 304 (август 1971 г.) с областями выбросов и активных волокон (выбросы и волокна затемнены)

полей этой группы и наблюдавшихся в ней выбросов и активных волокон.

Выбросы и активные волокна располагались по краям группы пятен именно в тех местах, где на фоне поля одного знака появлялись вкрапления поля другого знака<sup>1</sup>. Такие области наблюдались как в лидерной, так и в хвостовой части группы, причем наиболее активной была область лидера.

Интересно, что из двух источников шумовой бури более интенсивным был именно западный, который можно связать с областью лидера.

Все отобранные фильмы активных областей без шумовых бурь не обнаружили в них активизации выбросов и волокон. Наблюдались лишь эпизодические выбросы, связанные со вспышками.

### Заключение

В результате проведенного исследования можно сделать вывод о том, что существует тесная физическая связь между процессами проникновения поля одного знака в поле другого знака, происходящими в фотосфере, повышенной активностью абсорбционных выбросов и волокон над этими областями в хромосфере и возникновением шумовых бурь в короне.

<sup>1</sup> О наличии этих вкраплений мы судили не только по картам обсерватории Маунт Вилсон, но и по частым детальным измерениям полей этой группы, выполненным в Крымской обсерватории.

Значительные по площади вторжения областей поля одного знака в поля другого знака наблюдаются во многих активных областях в период роста и максимального развития групп пятен. Для возникновения и развития шумовой бури большое значение имеют размеры области вторгающегося поля и величина магнитного потока в ней, а также направление и скорость процесса проникновения одного поля в другое.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. R. Payne-Scott, A. G. Little. Austral. J. Scient. Res., 1951, 4A, 508.
2. A. D. Fokker. Doctoral Thesis. Univ. Leiden, 1960.
3. Б. М. Чихачев. Труды V совещания по вопросам космогонии. М., Изд-во АН СССР, 1956.
4. A. M. Squeren. Ann. Astrophys., 1963, 26, 97.
5. М. П. Гневыхин, Р. С. Гневыхина. Солнечные данные, 1961, № 8, 66.
6. Л. И. Юровская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 139.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 111.
8. Quarterly bulletin on solar activity, 1966—1973.
9. С. И. Гонасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 15.
10. G. E. Moreton, A. B. Severny. Solar Phys., 1968, 3, N 2. 282.
11. А. М. Зверева. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 97.
12. Solar-geophysical data, N 283—354, 1968—1973. U. S. Dep. Commerce. Boulder, Colorado, U. S. A.
13. И. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 21.
14. H. W. Dodson. Solar flares, photometry and 200 Mc/s radiation. The Sun. G. P. Kuiper (Ed.). Univ. Chicago Press, 1953, p. 692 (русск. пер.: Солнце. М., ИЛ, 1957, с. 555).
15. H. W. Dodson. Studies at the McMath-Hulbert Observatory of Radio Frequency Radiation at the time of Solar Flares.— Proc. Inst. Radio Engrs, 1958, 46, 149.
16. A. D. Fokker. Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz.— Doctoral Thesis. Univ. Leiden, 1960.
17. F. Azisa. M. J. Martres, M. Pick, J. Soru-Escout. Solar Phys., 1973, 29, N 1, 163.
18. А. Н. Бабин, Л. Г. Карташова, А. П. Коваль, М. Б. Огирь, И. П. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 92.

## ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В КРЫМУ И НА КУБЕ

Ю. Ф. Юровский, Л. И. Юровская, О. Альварес \*

Сравнение записей шумовых бурь, полученных одновременно на идентичной аппаратуре в двух удаленных пунктах на частоте 220 МГц, показало, что детали тонкой структуры всплесков отличаются по интенсивности. На этом основании делается заключение о высокой направленности (порядка  $10'$ ) излучения источников тонкой структуры всплесков I типа.

THE SYNCHRONOUS OBSERVATIONS OF SOLAR BURSTS IN CRIMEA AND IN CUBA, by Yu. F. Yurovsky, L. I. Yurovskaya, O. Alvares. — It is found that there is difference between fine structure details of the solar bursts on two records of the noise storm intensity received simultaneously in two remote points with the same equipment at the frequency 220 MHz. The observational results could be explained by the high direction ( $\sim 10'$ ) of the emission of the fine structure of the bursts type I sources.

В настоящее время имеются удовлетворительные гипотезы объясняющие происхождение основных типов солнечных радиовсплесков. Однако механизм генерации шумовых бурь и всплесков I типа до сих пор остается не вполне ясным. Существуют различные подходы к объяснению наблюдаемых на Земле свойств этого типа радиоизлучения. Считается, что шумовые бури могут генерироваться за счет возбуждения и трансформации плазменных волн потоками надтепловых электронов [1] или синхротронным излучением этих электронов в магнитных полях активной области [2]. Другой подход к объяснению природы всплесков I типа заключается в том, что их происхождение рассматривается как результат отражения радиоволн от неоднородностей солнечной короны и фокусировки излучения в сторону наблюдателя [3].

Радиоизлучение во всех упомянутых случаях обладает направленными свойствами. Однако степень направленности должна быть различной, так как условия фокусировки из-за турбулентности плазмы могут сохраняться непродолжительное время и реализовываться в различных направлениях. Для изучения направленности обычно рассматривается интенсивность шумовой бури при ее прохождении по диску Солнца. Очевидно, что в этом случае получается величина некоторой усредненной направленности для совокупности явлений, в то время как единичное явление (всплеск) может обладать совершенно другой диаграммой направленности. Ввиду кратковременности всплеска I типа (доли секунды), изучать его направленные свойства можно лишь с помощью одновременных наблюдений из различных точек пространства [4].

Для этой цели в 1971 г. нами были изготовлены два идентичных радиотелескопа на волну 1,37 м, которые в 1972 г. установлены в двух удален-

\* Альварес О. — сотрудник Института геофизики и астрономии Кубинской Академии наук.

ных пунктах: в СССР в Крыму и в Гаване на о. Куба. В летний период время наблюдений, определяемое одновременным нахождением Солнца выше горизонта в обоих пунктах, достигало 2,5 часа. Ниже приводится краткое описание аппаратуры и предварительные результаты анализа первых записей.

### Аппаратура

Как известно, всплески I типа сравнительно узкополосны (2—5 Мгц) и при наблюдениях на соседних частотах, отличающихся на 2—3 Мгц, их амплитуда получается неодинаковой [5]. Поэтому при изготовлении аппаратуры особое внимание обращалось на идентичность параметров обоих радиотелескопов.

Антенна каждого радиотелескопа состоит из 16 шестивибраторных антенн типа «волновой канал» и имеет полосу пропускания 170—230 Мгц. Электрически антенна разделена на две равные половины, которые коммутируются с помощью гибридного кольца и полупроводниковых диодов с частотой 1720 гц. Попеременное синфазное и противофазное сложение сигналов от половин антенны обеспечивает изменение формы диаграммы направленности и, как следствие, модуляцию радиоизлучения, приходящего по направлению электрической оси антенны.

Радиометры построены на основе приборов У2-5 с полосой пропускания 9 Мгц и коэффициентом шума порядка 4. Регистрация производится на бумажной ленте шириной 250 мм. Скорость протяжки ленты — 14 400 мм/час. Постоянная времени регистрирующего прибора при наблюдении составляла 0,25 сек.

Так как для наших наблюдений идентичность полос пропускания имела первостепенное значение, то в связи с этим был разработан и применен специальный метод проверки реальной полосы пропускания всего тракта радиотелескопа. Суть его заключается в следующем. К выходу усилителя промежуточной частоты подключается второй перестраиваемый преобразователь частоты, выходное напряжение которого поступает на вход приемника «Волна-К», настроенного на 15 Мгц. Путем перестройки гетеродина дополнительного преобразователя в пределах от 40 до 150 Мгц осуществляется последовательный перенос спектра шумов УПЧ радиометра на частоту 15 Мгц. Если антенна наведена на Солнце, то на выходе приемника «Волна-К» появляется составляющая шумов с частотой модуляции 1720 гц. Подключив низкочастотный выход приемника «Волна-К» к синхронному детектору радиометра, мы имеем возможность исследовать реальную форму полосы пропускания всего радиотелескопа, включая антенну, модулятор, соединительный кабель и т. д. С помощью этого метода полосы пропускания обоих радиотелескопов были откорректированы с точностью  $\pm 5\%$ .

Минутные метки времени подавались с хронометров, ход которых проверялся по сигналам точного времени. Более подробное описание радиотелескопа приведено в [6].

### Результаты наблюдений

Совместные наблюдения в Крыму и на Кубе по согласованной программе были начаты в октябре 1973 г. В течение зимнего периода с 1.XI 1973 г. по 1.III 1974 г. наблюдения не проводились из-за отсутствия одновременной видимости Солнца в пунктах установки антенн.

Пример одновременной записи на двух разнесенных по долготе радиотелескопах показан на рис. 1. Предварительный анализ записей показывает, что характер шумовой бури в обоих пунктах наблюдений весьма сходен. Каждому всплеску на одной записи можно указать соответствующий пик интенсивности на другой записи.

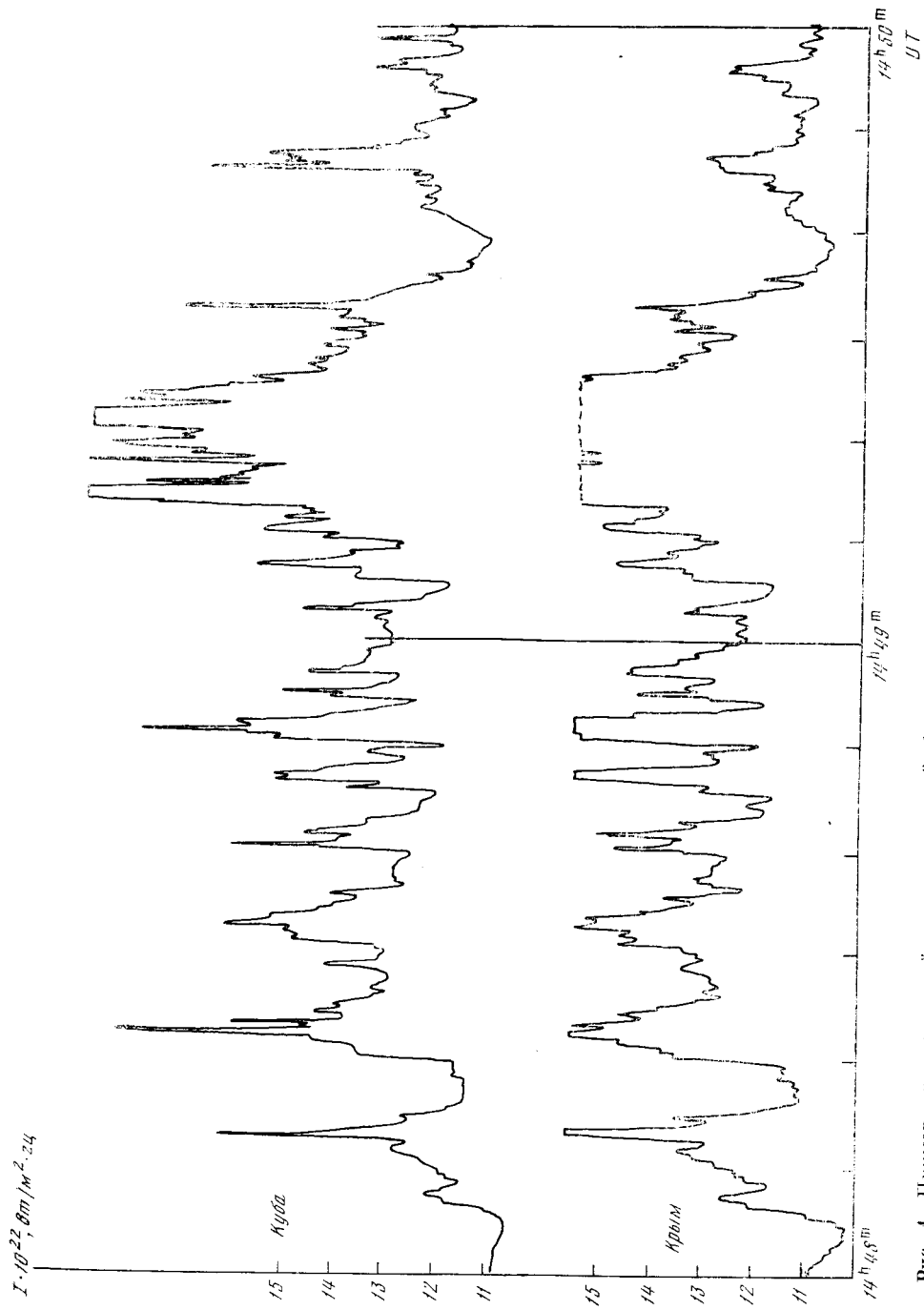


Рис. 1. Пример одновременной записи шумовой бури на Кубе и в Крыму 11. VI 1974 г.

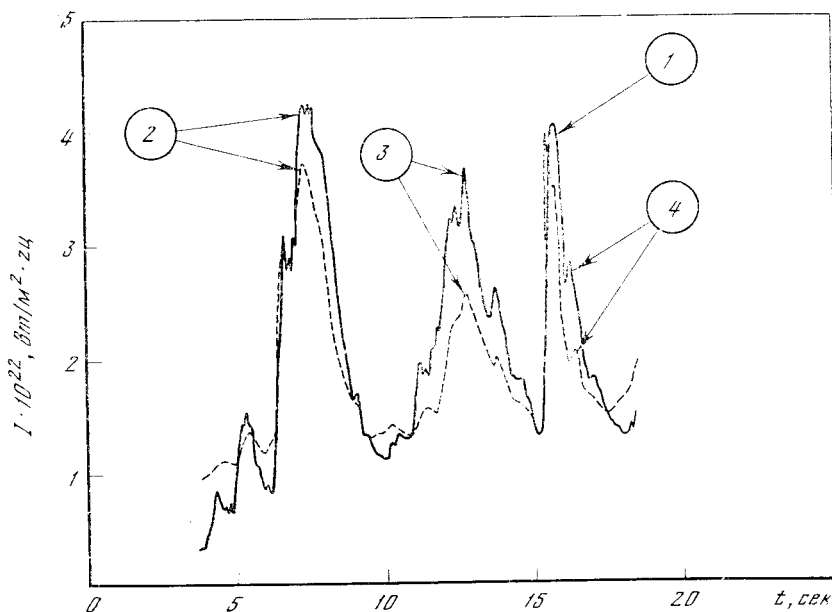


Рис. 2. Различия в деталях структуры всплесков, записанных одновременно в Крыму (сплошная) и на Кубе (штриховая линия)

При записи на высокой скорости с малой постоянной времени хорошо видно, что большинство всплесков имеют дополнительные экстремумы на восходящей и нисходящей частях, т. е. некоторую тонкую структуру. Именно в этих тонких деталях проявляется наибольшее различие между записями. Например, на рис. 2 показано наложение двух записей, одна из которых получена в Крыму, а другая на Кубе. Интенсивность всплеска 1 на записях почти одинакова. Всплеск 3 на Кубе был вдвое слабее. Интенсивность всплеска 1 в точке экстремума 4 в Крыму почти вдвое выше, чем на кубинской записи, хотя величина самого всплеска в максимуме одинакова в обоих пунктах.

Для более детального изучения этого явления были рассмотрены двухминутные участки записей шумовых бурь. Процедура обработки заключалась в том, что записи событий, полученные в двух пунктах наблюдений, совмещались по времени. Затем определялась величина плотности потока над средним предвсплесковым уровнем в отождествленных экстремальных точках записей. Сюда же включалось значение пиковой интенсивности всплесков и глубина минимумов между ними. Полученные числа наносились на график, ось абсцисс которого соответствует интенсивности событий на записи Гаванской станции  $I_{Г}$ , а ось ординат — на Крымской  $I_{К}$ . Результаты такой обработки записи шумовой бури, происходившей 11.VI 1974 г. показаны на рис. 3, а.

На графике в первую очередь обращает на себя внимание значительный разброс точек. Если бы различие в записях объяснялось лишь ошибками измерений, то точки должны были бы лежать в пределах области, ограниченной пунктирными линиями и обозначающей погрешности измерений. Причем на рис. 3, а и далее приведена максимально возможная величина погрешности, которая могла возникнуть при регистрации узкополосных всплесков I типа в результате неполной идентичности полос пропускания радиотелескопов.

Около 50% экстремумов имеют различие в интенсивности, превышающее ошибки измерений. Отношение интенсивности событий, наблюдавшихся в Крыму, к их интенсивности, зарегистрированной в Гаване,  $I_{К}/I_{Г}$  лежит в пределах от 0,5 до 2. Среднее значение отношения по всем рассмот-

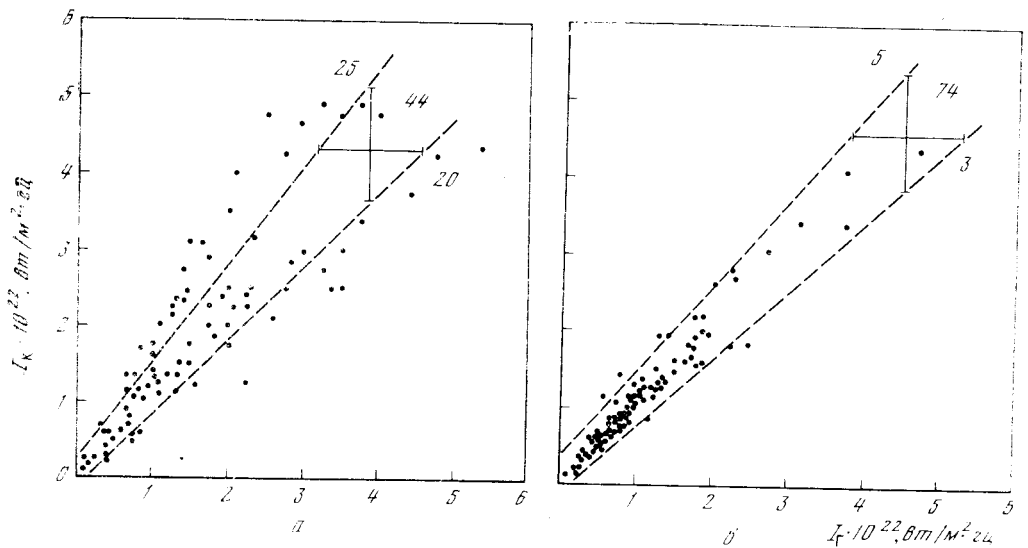


Рис. 3. Распределение интенсивности в точках отождествленных экстремумов на участке записи шумовой бури

а — 11.VI 1974 г.,  $14^h45^m - 14^h46^m UT$ ; б — 10.IV 1974 г.

решным случаям порядка 0,9. Число случаев, когда всплески повышенной интенсивности наблюдались в Крыму, приблизительно равно числу событий большей интенсивности, зарегистрированных в Гаване. На рассматриваемом участке записи 11.VI 1974 г. общее количество отождествленных экстремумов равно 89. Из них 44 (~50%) находятся в области возможных погрешностей, 20 событий имели большую интенсивность в Гаване, а 25 — в Крыму (см. рис. 3, а). Приведенные соотношения приблизительно постоянны в течение дня для данной шумовой бури. Например, обработка другого участка записи 11.VI 1974 г. в интервале  $14^h48^m - 14^h50^m UT$  показала, что из 101 события 50 имели различие, превышающее погрешность, причем 25 были более сильными в Крыму, и 25 — в Гаване.

Совершенно другими свойствами характеризуется шумовая буря, наблюдавшаяся 10.IV 1974 г. На рис. 3, б показано распределение интенсивности событий в интервале  $13^h07^m - 13^h09^m UT$ . В этом случае разброс точек заметно меньше и большинство из них находится в зоне возможных ошибок измерений. Из 82 событий только 8 (~10%) имели различие в интенсивности, превышающее погрешность. Три из них были интенсивнее в Гаване, и пять — в Крыму. Максимальное различие величин событий также сравнительно мало: не более 15%, в то время как 11.VI 1974 г. различие достигало 200%.

Интересно отметить, что шумовая буря 11.VI 1974 г. была связана с группой пятен, находившейся дальше от центрального меридиана ( $39E - 05N$ ), чем активная область 10.IV 1974 г. ( $14E - 01N$ ). Увеличение направленности лимбовых всплесков III типа было замечено также по результатам эксперимента «Стерео-1» [4]. Таким образом, создается впечатление, что различие в характере шумовых бурь возрастает с удалением области генерации от центрального меридиана.

В [7] упоминается о возможности перемещения дифракционной картины по поверхности Земли благодаря общему вращению Солнца и собственному движению неоднородностей солнечной короны. Временной масштаб подобных явлений предсказать весьма затруднительно, так как нам неизвестны достоверно ни параметры неоднородностей, ни скорость их движения. Однако, исходя из предположения, что некоторые детали всплесков могут быть обусловлены упомянутым выше эффектом, мы про-



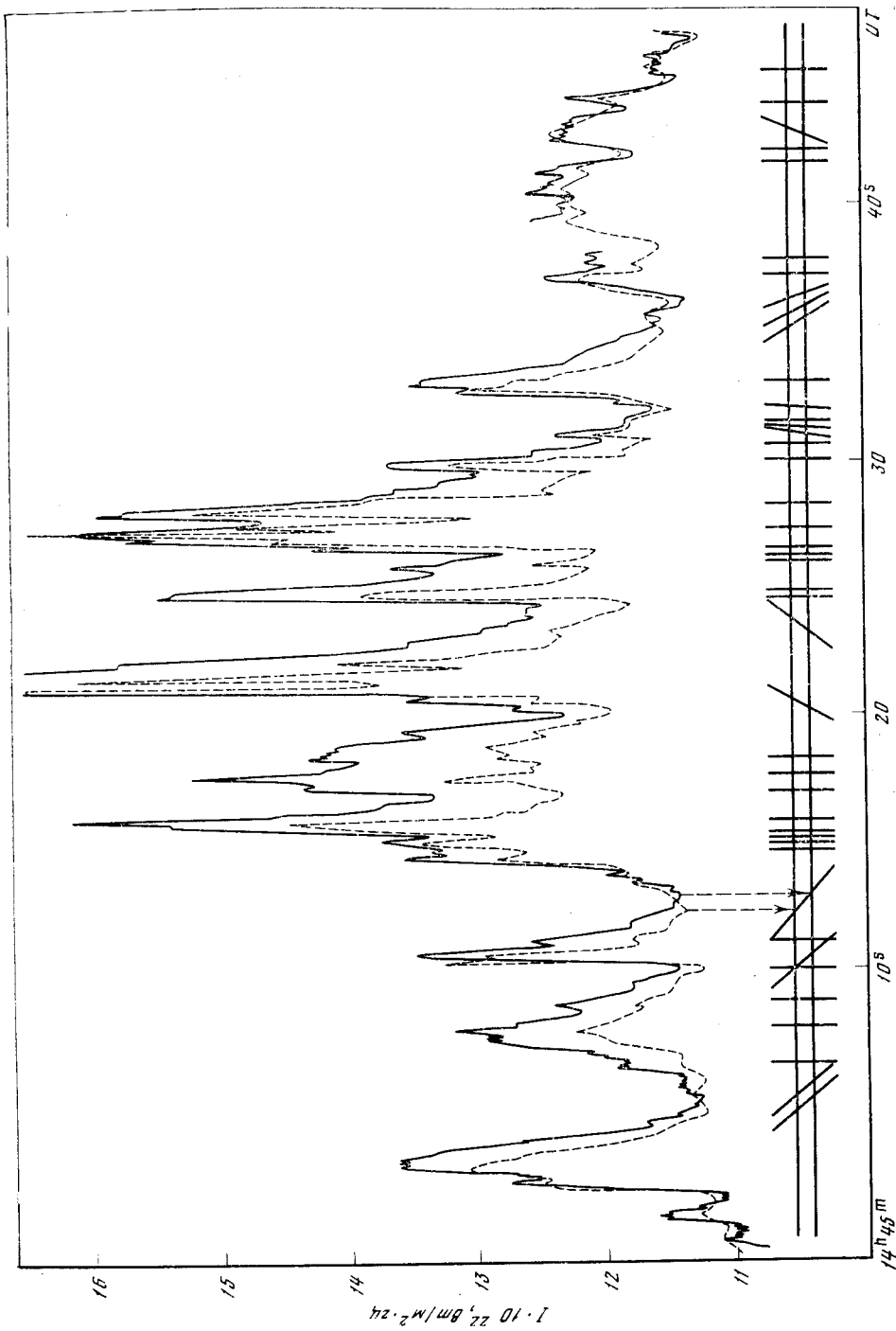


Рис. 4. Сравнение моментов времени в точках экстремумов при одновременной записи шумовой бури в Крым (сплошная) и на Кубе 11.VI 1974 г. (штриховая линия)

вели тщательное сопоставление записей. Пример такой обработки показан на рис. 4. Записи совмещались по оси времени с точностью  $\pm 0,25$  сек по характерной детали какого-либо одного всплеска из состава шумовой бури на данном участке. Затем точки сопряженных экстремумов проектировались на две линии, параллельные оси времени. Через каждую полученную пару точек проводился отрезок прямой, тангенс угла наклона которого пропорционален временному сдвигу между экстремумами.

В случае отсутствия временного сдвига все отрезки должны быть параллельны. Однако, как видно на рис. 4, наклон отрезков на некоторых участках записи резко отличается от наклона соседних отрезков. Сдвиг по времени между соответствующими экстремумами не превышает  $\pm 0,5$  сек. Эта величина находится на пределе точности наших измерений. Тем не менее мы считаем реальным существование временного сдвига между отдельными деталями всплеска, зарегистрированного в двух удаленных друг от друга пунктах.

### Заключение

Итак, записи шумовых бурь, произведенные одновременно в двух пунктах, удаленных на 12 000 км, показывают, что регистрограммы всплесков солнечного радиоизлучения в этом случае не идентичны. Влияние земной ионосферы на частоте 220 Мгц не может дать заметного эффекта ни за счет различия поглощения ( $\gamma < 0,01$  дБ [8]), ни за счет вращения плоскости поляризации, так как линейной составляющей поляризации в солнечных всплесках не обнаружено. Следовательно, различие в записях можно объяснить только существованием высокой направленности излучения. Для того чтобы интенсивность в точках экстремумов отличалась на 10% (усредненное значение для шумовой бури 11.VI 1974 г.) необходимо, чтобы ширина диаграммы источника излучения была порядка  $10'$ .

Следует заметить, что эксперимент подобного рода был выполнен также в 1971—1972 гг. на частоте 169 Мгц путем одновременных наблюдений с Земли и с советской межпланетной станции «Марс-3» [4]. Было обнаружено, что при угловом расстоянии между приемными пунктами порядка  $20^\circ$  корреляция между записями полностью отсутствует. Это свидетельствует о высокой направленности излучения всплесков I типа. Однако спорадичность солнечных явлений и эпизодичность запуска межпланетных станций затрудняют всестороннее изучение обнаруженного эффекта. Кроме того, из-за дискретности измерений приборами межпланетной станции детали точкой структуры всплесков в этом эксперименте регистрировались нечетко.

Расхождение в оценке направленности между авторами [4] и нами связано, по-видимому, с тем, что мы рассматривали тонкую структуру всплесков, а не шумовую бурю в целом. С другой стороны, различные шумовые бури могут иметь различные характеристики, что также может являться причиной расхождения в оценках.

Декабрь 1974 г.

### Л и т е р а т у р а

1. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.
2. Т. Takakura. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, 462.
3. А. М. Malinge. Ann. astrophys., 1963, 26, 97.
4. С. Caroubalos, G. Epstein, G. Goyon, C. Perche, J. L. Steinberg. Etat du depoillement de l'experience Stereo-1 au 31 decembre 1973. Observ. Meudon, 1973.
5. А. D. Fokker. Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz. — Doctoral thesis. Leiden, 1960.
6. Б. А. Дубинский, Л. И. Юровская, Л. Ларрагоити, Б. Хоскович, Э. Посо. Солнечные данные, 1972, № 12, 64.
7. В. Л. Гинзбург, В. В. Писарева. Труды V совещания по вопросам космогонии. М., Изд-во АН СССР, 1956, с. 229.
8. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964.

**О СОБЫТИЯХ НА СОЛНЦЕ  
В ПЕРИОД 3.VIII—6.VIII 1972 Г.  
НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см**

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев

Излагаются данные о радиоизлучении Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, полученные в начале августа 1972 г., когда по диску Солнца проходила мощная группа пятен. Наблюдения проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Локальный радиоисточник, связанный с этой группой пятен, характеризуется необычайно высокой плотностью потока излучения в сантиметровом диапазоне. Величина плотности потока от дня ко дню существенно не изменялась.

На затухающей части мощного радиовсплеска, связанного с протонной вспышкой 4.VIII 1972 г., обнаружен целый ряд следующих друг за другом всплесков малой интенсивности. Степень круговой поляризации в моменты максимумов этих всплесков, как правило, возрастала по сравнению с ее значением в интервалах между всплесками.

ON THE SOLAR EVENTS OBSERVED DURING AUGUST 3—6, 1972 AT THE 1,9; 2,5 AND 3,5 cm WAVELENGTHS, by *A. F. Bachurin, A. S. Dvorjashin, N. N. Erjushhev.*— The data on the Solar radioemission obtained at 1,9; 2,5 and 3,5 cm wavelengths are discussed in connection with the complex spot group appeared in the beginning of August, 1972. The observations were made with the use of the 22-m radiotelescope of the Crimean Observatory.

The local radiosource related to this spot group, had extremely high flux density of the radioemission in the centimeter range. The value of the flux density didn't show significant change from day to day.

There has been observed a row of the successive bursts of small intensity on the fading part of the power radioburst connected with the proton flare of August 4, 1972. The degree of circular polarization in the maxima of these bursts as a rule, has exceeded the degree polarization measured between the bursts.

В августе 1972 г. по диску Солнца проходила большая группа пятен (№ 223 [1]), в которой возникали вспышки, сопровождавшиеся мощным радиоизлучением. Центральный меридиан группа проходила 4.VIII, примерно, в 19<sup>h</sup>00<sup>m</sup> UT ( $\varphi = 13^\circ$  N) (В дальнейшем время везде мировое.) В день прохождения центрального меридиана группа имела площадь  $S_p = 1276$  м.д.п. (с площадью наибольшего пятна в ней  $S_{\text{РН}} = 1227$  м.д.п.) [1]. Площадь группы в течение четырех дней наблюдений изменялась незначительно.

События на Солнце в августе посвящено немало исследований [2]. Однако изучение их продолжается до настоящего времени. В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на РТ-22 проводились наблюдения радиоизлучения этой области на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см с 3 по 6.VIII. Для наблюдений использовался радиополяриметр, описание которого дано в [3]. Наблюдения заключались в сканировании по экваториальным координатам  $\alpha$  и  $\delta$  и в непрерывном слежении радиотелескопом за локаль-

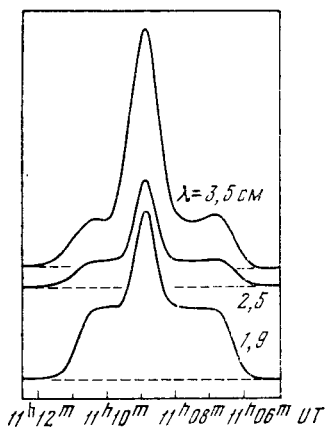


Рис. 1. Записи радиоизлучения Солнца при сканировании через максимум источника на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см 4. VIII 1972 г.

войного Солнца  $F_{\odot}$  [5]. Отношение  $F_{\text{и}}/F_{\odot}$  соответствует отношению плотностей потоков радиоизлучения соответственно от локального источника и от участка на диске Солнца, охваченного шириной диаграммы направленности антенны при сканировании. При определении величины  $F_{\odot}$  все аномалии на сканах, связанные с локальными источниками, исключались. Оценка отношения  $F_{\text{и}}/F_{\odot}$  в периоды непрерывного слежения за источником проводилась в предположении, что размеры источника со временем не изменялись. Такое предположение основано на том, что ширина записей сканирования локального источника (по половинному уровню интенсивности) с достаточной степенью точности оставалась неизменной в течение дня, а также на постоянстве площади данной группы пятен от дня к дню. Поскольку локальный источник во все дни наблюдений находился в районе центрального меридиана, то плотность потока радиоизлучения от участков, которые определяют  $F_{\odot}$ , была одинаковой (в пределах 3%). Поэтому отношение  $F_{\text{и}}/F_{\odot}$  можно рассматривать как характеристику изменения плотности потока радиоизлучения локального источника как в течение одного дня, так и от дня к дню.

На рис. 2 (а, б) и 4 построены кривые изменения отношения  $F_{\text{и}}/F_{\odot}$  за 3, 4 и 5.VIII. 3.VIII (рис. 2, а) наблюдения охватывают период с 7<sup>h</sup>30<sup>m</sup> до 14<sup>h</sup>00<sup>m</sup>. Проведено 17 измерений, 13 из которых сделаны по сканам. Всплесков в этот день не зарегистрировано. 4.VIII (рис. 2, б) в этой группе

ным источником. На рис. 1 в качестве примера приведены записи сканов на рассматриваемых волнах за 4.VIII.

В [4] представлен усредненный по четырем дням (3.VIII — 6.VIII) спектр данного локального источника в диапазоне 1,9 — 9,0 см. Для локального источника, связанного с этой группой, характерно аномально высокое значение плотности потока радиоизлучения с быстрым спадом ее на волнах короче 3 см.

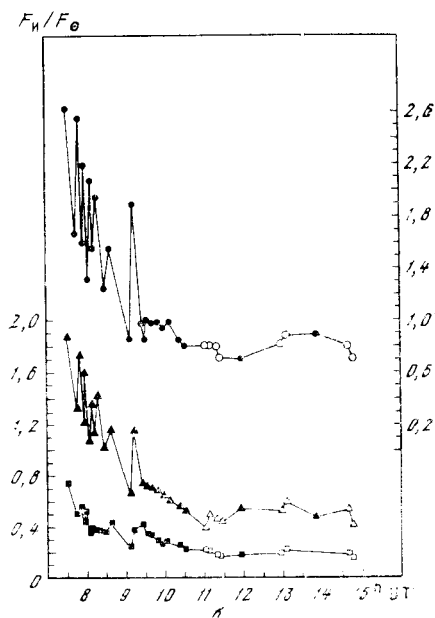
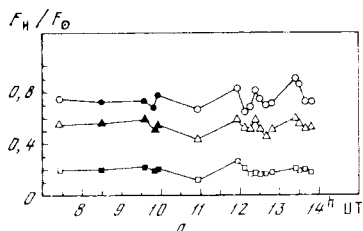
Далее приводятся некоторые сведения о поведении локального источника как в течение указанных дней наблюдений, так и от дня к дню. Здесь рассматриваются относительные изменения интенсивности локального источника, поэтому оценок абсолютных значений плотности потока излучения не производим. Обработка материалов наблюдений заключалась в определении отношения площади, ограниченной кривой записи радиоизлучения при сканировании локального источника  $F_{\text{и}}$ , к площади под кривой сканирования спо-

Т а б л и ц а 1

| Начало  | Максимум                                       | Конец  | Начало                         | Максимум                       | Конец                          |
|---|--|--|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| ~7 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup> | 7 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> | 7 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup> | 9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 9 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> | 9 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> |
| 7 47 00   | 7 52 30  | 7 56 45  | 9 36                           | 9 37                           | 9 39                           |
| 7 57 06   | 7 58 18  | 8 00 36  | 9 41                           | 9 42 36                        | 9 46                           |
| 8 05  | 8 09 25  | 8 16   | 9 49                           | 9 52                           | 10 00                          |
| 8 16 19   | 8 18 48  | 8 23 30  | 10 04 36                       | 10 06 46                       | 10 13 30                       |
| 8 35 09   | 8 39 24  | 8 47   | 10 19 25                       | 10 21 47                       | 10 27                          |
| 9 09 12   | 9 12   | 9 27   | 10 31                          | 10 36                          | 10 47                          |

**Рис. 2.** Изменения отношения  $F_H/F_{\odot}$  со временем за 3. VIII 1972 г.

а — 3. VIII, б — 4. VIII 1972 г. Точками обозначены данные на волне 3,5 см; треугольниками — 2,5 см и квадратами — 1,9 см. Зачерненные значки соответствуют значениям, полученным при слежении за источником, незачерненные — при сканировании источника



возникла вспышка, сопровождавшаяся мощным радиовсплеском, моменты начала и максимума которого примерно равны  $6^h19^m$  и  $6^h34^m$  соответственно. Время конца всплеска определено менее точно. Он длился примерно до  $10^h00^m$ . Наблюдения в этот день начаты в  $7^h30^m$ , когда всплеск уже затухал. Копии записей всплеска за период с  $7^h30^m$  до  $9^h20^m$  представлены на рис. 3. Как видно из рис. 2, б и 3, на фоне затухающей части мощного всплеска (частично и после него) возникли в свою очередь всплески малой интенсивности, которые более четко проявились на волнах 2,5 и 3,5 см. Список этих малых всплесков (как бы сателлитов) представлен в табл. 1.

В табл. 1 включены также всплески, копии записей которых на рис. 3 не приведены.

Малые всплески следовали друг за другом с интервалом в несколько минут. Изменение интервала времени между началами их носит квазипериодический характер с периодом  $\sim 100$  мин. Первые семь всплесков по интенсивности заметно больше последующих. Все всплески хорошо проявились в поляризованном излучении.

5.VIII (рис. 4) наблюдения охватывали время от  $5^h30^m$  до  $14^h00^m$ . За это время были обнаружены два всплеска, моменты развития которых даны в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

| Начало                 | Максимум                  | Конец                  |
|------------------------|---------------------------|------------------------|
| $6^h52^m45^s$<br>12 43 | $6^h54^m15^s$<br>12 46 27 | $6^h58^m00^s$<br>12 52 |

В табл. 3 приведены средние по всем измерениям за день значения отношений  $F_H/F_{\odot}$ , всплески при этом не учитывались.

Заметим, что значения  $F_H/F_{\odot}$ , приведенные в табл. 3, соответствуют необычайно высоким значениям плотности потока [5]. Для локальных источников в зависимости от их мощности это отношение, как правило,

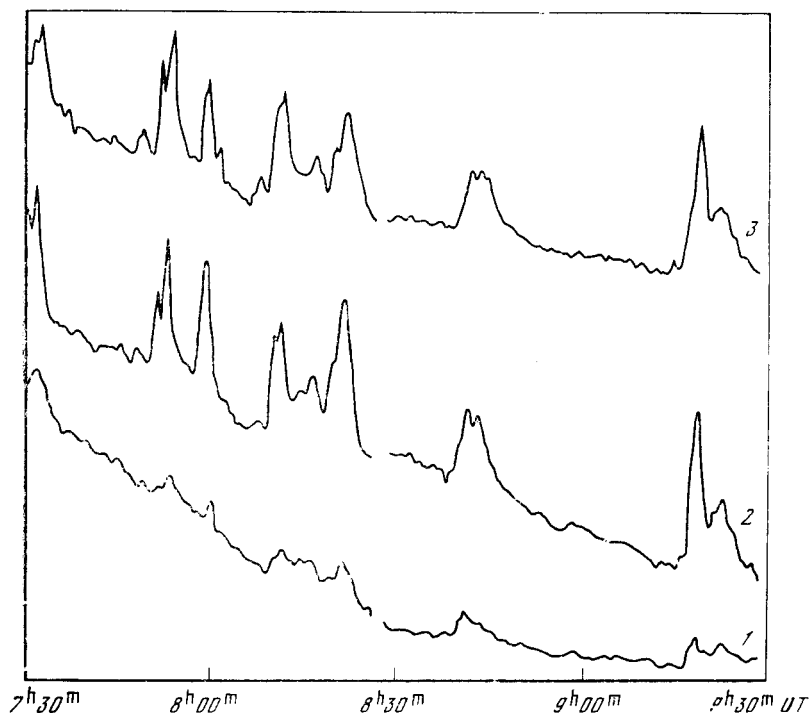


Рис. 3. Записи затухающей части радиовсплеска 4.VIII 1972 г.

1 — на волне 1,9 см, 2 — 2,5 см и 3 — 3,5 см

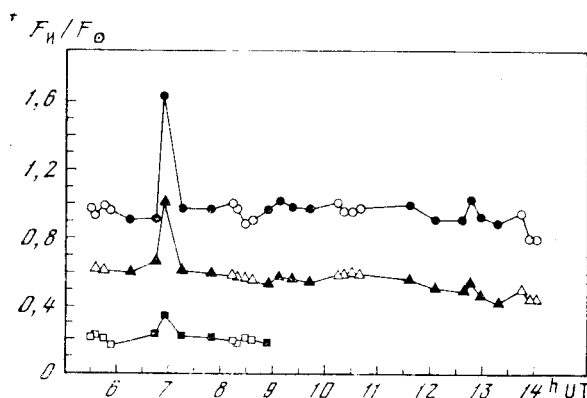


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для 5.VIII 1972 г.

заметно меньше значений, приведенных в табл. 3. Кроме того, данные табл. 3 косвенно свидетельствуют о быстром спаде плотности потока излучения с уменьшением длины волны. Из рис. 2 и 4 и табл. 3 следует, что подавляющее число данных группируются около средних за день значений с разбросом  $\sim 10\%$ . Максимальные отклонения от средних в некоторых случаях достигают 20—30%, однако они относятся к единичным оценкам и не отражают действительный характер флуктуаций.

Изменения отношения  $F_M/F_{\odot}$  от дня ко дню составили 17, 6 и 11% от средних значений за 4 дня на волнах 1,9, 2,5 и 3,5 см соответственно. Относительно высокое значение отклонения от средней величины на волне 1,9 см обусловлено главным образом значением за 6.VIII, которое недостаточно надежно, так как получено только по двум измерениям. По-видимому, реальные изменения отношения  $F_M/F_{\odot}$  на волне 1,9 см также не превышают 10%.

Далее рассмотрено изменение отношения  $F_V/F_H$ , где  $F_V$  — площадь под поляризационной кривой сканирования локального источника, которая пропорциональна плотности потока поляризованного излучения. Тогда отношение  $F_V/F_H$  пропорционально отношению плотностей потоков поляризованного и полного излучений источника, а его изменение со временем характеризует ход изменения степени поляризации  $\rho \sim F_V/F_H$ .

3. VIII в течение периода наблюдений отношение  $F_V/F_H$  изменялось сравнительно мало (среднеквадратичные отклонения составили 4, 6 и 7% от среднего за день на волнах 3,5, 2,5 и 1,9 см соответственно).

На рис. 5 представлены (в относительных единицах) кривые изменения отношения  $F_V/F_H$  по наблюдениям 4. VIII. Из рисунка видно, что в максимумах первых семи малых всплесков отношение  $F_V/F_H$  возрастало на всех волнах по сравнению с его значением между всплесками. Для остальных семи всплесков аналогичных оценок не проводилось из-за малости их интенсивности. Отношение  $F_V/F_H$  для моментов между малыми всплесками на волнах 3,5 и 2,5 см несколько возрастало, следуя приблизительно общему ходу изменения  $F_V/F_H$  для локального источника после большого всплеска. На волне 1,9 см в эти моменты времени отношение  $F_V/F_H$  почти не изменялось.

Начиная примерно с 10<sup>h</sup>00<sup>m</sup>, отношение  $F_V/F_H$  на волне 3,5 см оставалось приблизительно постоянным до конца наблюдений. На волне 2,5 см отношение  $F_V/F_H$  в 11<sup>h</sup>20<sup>m</sup> увеличилось. На волне 1,9 см наблюдались изменения отношения  $F_V/F_H$  в интервале 10<sup>h</sup>00<sup>m</sup> — 11<sup>h</sup>30<sup>m</sup>.

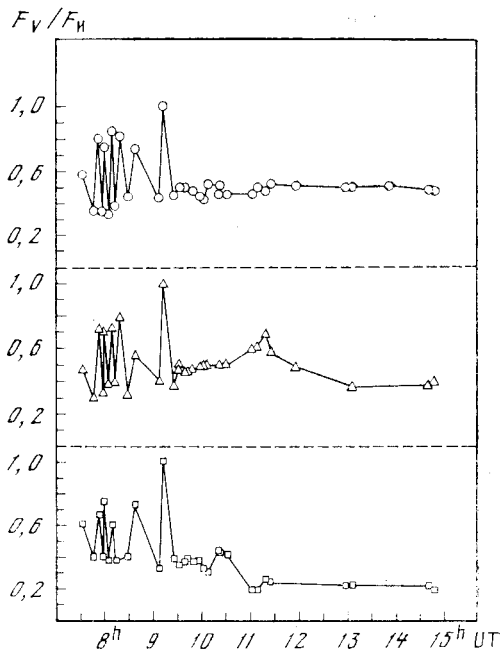


Рис. 5. Изменение отношения  $F_V/F_H$  со временем для 4. VIII 1972 г. Обозначения те же, что и на рис. 2

Т а б л и ц а 3

| Дата (1972 г.) | $(F_H/F_{\odot})$ средн |        |        |
|----------------|-------------------------|--------|--------|
|                | 1,9 см                  | 2,5 см | 3,5 см |
| 3.VIII         | 0,19                    | 0,54   | 0,75   |
| 4.VIII         | 0,20                    | 0,49   | 0,80   |
| 5.VIII         | 0,20                    | 0,55   | 0,94   |
| 6.VIII         | 0,15 *                  | 0,55 * | 0,92 * |

\* По двум измерениям.

5. VIII в течение наблюдений (без учета всплесков) отношение  $F_V/F_H$  оставалось постоянным со среднеквадратичным отклонением от среднего значения, равным 5, 12 и 8% на волнах 3,5, 2,5 и 1,9 см соответственно. В максимуме первого всплеска (в 6<sup>h</sup>54<sup>m</sup>) отношение  $F_V/F_H$  уменьшалось на всех волнах, а в максимуме второго всплеска (в 12<sup>h</sup>46<sup>m</sup>) это отношение, как и для всплесков 4. VIII, увеличивалось.

В заключение можно отметить следующее:

1. Локальный радиоисточник, связанный с группой пятен № 223 [1] характеризуется необычайно высокой плотностью потока излучения в сантиметровом диапазоне.

2. Величина плотности потока локального источника как в течение данного дня, так и ото дня ко дню в процессе наблюдений существенно не изменялась.

3. На фоне затухающей части всплеска 4. VIII возникал целый ряд всплесков небольшой интенсивности. Продолжительность этих всплесков в среднем равна 9 мин с разбросом от 3 до 16—18 мин. Интервал между всплесками по десяти случаям в среднем составил 3 мин, для трех случаев — более 10 мин. Изменение интервала времени между началами их носит квазипериодический характер с периодом  $\sim 100$  мин. Степень поляризации в моменты максимумов малых всплесков возрастает по сравнению с ее значением в интервалах между всплесками.

Авторы выражают глубокую благодарность академику А. Б. Северному за интерес к работе и замечания при ее обсуждении.

Декабрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Солнечные данные, 1972, № 8.
2. Report UAG-28, part 1, 1973.
3. Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 189.
4. А. Ф. Бачурин, Н. П. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 171.
5. А. Ф. Бачурин, Н. П. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 175.



## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Дж. П. Иргашев

Изучается поле скоростей на уровне фотосферы в развитых активных областях, находившихся вблизи центрального меридиана.

В предположении одинаковой плотности в потоках поднимающегося и опускающегося газа, показано, что в активных областях разбаланс потоков вещества связан с разбалансом магнитных потоков. Связь между ними зависит от типа группы пятен.

В районах активной области со слабыми магнитными полями  $H_{\parallel} < 20$  гс имеет место преимущественно подъем газа, а в районах с напряженностями магнитного поля, большими 20 гс, — опускание газа. Вне пятен разбаланс потоков вещества больше там, где сильнее магнитное поле.

В части активной области, занятой магнитной полярностью доминирующего по площади пятна, разбаланс потоков вещества больше и преобладание подъема газа, при магнитных полях  $H_{\parallel} < 20$  гс выражено сильнее, чем в части, принадлежащей магнитному полю пятен противоположной полярности.

SOME PECULIARITIES OF THE VELOCITY FIELD IN ACTIVE REGIONS, by J. I. Irgashev. — The velocity field on the photospheric level in the well developed active regions, located near the central meridian, have been studied.

Under assumption of the equal densities of the downward and upward gas flows, it is shown that a disbalance of the matter flows is connected with the disbalance between magnetic fluxes. This connection depends on the type of sunspot group.

There is predominantly ascending gas in the places of active regions with the weak ( $H_{\parallel} < 20$  Gs) magnetic fields and prevalence of descending gas in the places where magnetic field strength exceeds 20 Gs. In the regions out of sunspots the disbalance between gas flows is greater when magnetic fields are stronger.

The disbalance of the matter flows as well as the prevalence of ascending gas in the weak magnetic fields are greater in the part of active regions occupied by magnetic polarity of a dominant sunspot as compared to the part occupied by magnetic field of sunspots with opposite polarity.

Преимущественное опускание газа в активных областях на Солнце является к настоящему времени установленным фактом [1—4]. Имеются указания и на то, что степень разбаланса потоков опускающегося и поднимающегося вещества связана с величиной и структурой групп солнечных пятен [4, 5], т. е. с их магнитными полями. Поэтому представляет интерес изучение связи разбаланса потоков вещества с характеристиками магнитного поля в активных областях.

1. Нами были использованы фотоэлектрические наблюдения в линии  $\lambda 5250$  Fe I лучевых скоростей и продольной составляющей магнитного поля в активных областях, находившихся вблизи центрального меридиана. Краткое описание этих активных областей и условий наблюдений приведено в [5]. Изучаемые активные области можно отнести к двум типам: к первому относятся группы № 64 и 265 (номера групп пятен приводятся по бюллетеню «Солнечные данные»), у которых пятно лидирующей

полярности по площади больше пятен хвостовой полярности, ко второму — группы № 251, 101 и 282, пятна хвостовой полярности которых являются доминирующими по площади. Группы пятен второго типа по площади были больше групп первого типа и обладали чрезвычайно большими, сложными, многоядерными хвостовыми пятнами. В группе № 251 в отличие от остальных запись продольной составляющей магнитного поля осуществлялась без автоматической компенсации изменений яркости. Для исправления сигналов магнитного поля этой группы использовались одновременные регистрации яркости в непрерывном спектре вблизи линии  $\lambda 5250$  Fe I. Калибровка лучевых скоростей, как обычно,

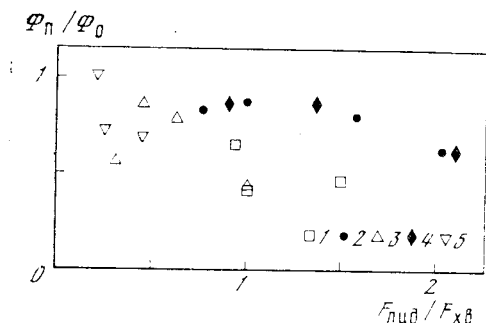


Рис. 1. Зависимость отношений потоков вещества  $\Phi_n/\Phi_0$  от отношений магнитных потоков  $F_{\text{лид}}/F_{\text{хв}}$  в активных областях

1 — данные для группы № 251, IX, 1961 г.; 2 — № 64, VI, 1963 г.; 3 — № 101, IX, 1963 г.; 4 — № 265, VIII, 1967 г.; 5 — № 282, VIII, 1967 г.

проводилась по записям сигналов на восточном и западном краях диска Солнца у экватора [1], нулевая линия лучевых скоростей определялась согласно методу, предложенному в [6]. Сигналы продольной составляющей магнитного поля калибровались с помощью эмпирической кривой, выведенной А. Б. Северным [7]. Всего было обработано 17 карт продольного магнитного поля и столько же карт поля лучевых скоростей.

2. В предположении одинаковой плотности поднимающегося и опускающегося вещества по каждой карте поля лучевых скоростей были определены величины потоков поднимающегося газа  $\Phi_n$  и потоков опускающегося газа  $\Phi_0$  по активной области в целом. Величина отношения  $\Phi_n/\Phi_0$  характеризует степень разбаланса потоков вещества.

По соответствующим картам продольного магнитного поля вычислялись магнитные потоки северной и южной полярности. Максимальную величину напряженности продольной составляющей магнитного поля в ядрах пятен не всегда можно достаточно точно определить по магнитно-графическим данным. В таких случаях мы пользовались результатами визуальных измерений напряженности магнитного поля в пятнах, проводимых в Крымской астрофизической обсерватории. Поскольку данные наблюдений относились к активным областям, принадлежащим различным циклам активности, то в качестве характеристики разбаланса магнитных потоков по активной области в целом, была взята величина отношения магнитного потока лидирующей полярности к магнитному потоку хвостовой полярности  $F_{\text{лид}}/F_{\text{хв}}$ .

На рис. 1 представлена зависимость отношения потоков вещества  $\Phi_n/\Phi_0$  от величины отношений магнитных потоков  $F_{\text{лид}}/F_{\text{хв}}$ . Данные, относящиеся к группам пятен первого типа, зачернены. Как видно из рисунка, разброс точек довольно большой, но тем не менее в целом выявляется некоторая слабая тенденция к увеличению преобладания потока опускающегося газа над потоком поднимающегося газа с ростом величины отношения магнитного потока лидирующей полярности к магнитному потоку хвостовой полярности. Однако эта тенденция становится более отчетливой, если выделить данные, относящиеся к каждому типу групп пятен.

На рис. 1 видно также, что данные, относящиеся к группам пятен второго типа, располагаются относительно оси ординат ниже, чем данные

(темные значки) для групп пятен первого типа. По-видимому, это указывает на то, что в среднем разбаланс потоков вещества больше в группах пятен с большими площадями (здесь это группы второго типа). Величина отношений  $F_{\text{лид}}/F_{\text{хв}}$  в среднем больше единицы для групп пятен с большими по площади пятнами лидирующей полярности, в то же время у групп пятен с доминирующими по площади хвостовыми пятнами величина  $F_{\text{лид}}/F_{\text{хв}}$  в среднем меньше единицы. Последнее может свидетельствовать о том, что соотношения площадей пятен лидирующей и хвостовой части группы отражает до некоторой степени характер разбаланса магнитных потоков по активной области в целом (точнее, потоков продольной составляющей магнитного поля).

Таким образом, из изложенного выше следует, что зависимость степени разбаланса потоков вещества в активной области от разбаланса магнитных потоков в ней имеет сложный характер и связана со структурой и строением групп солнечных пятен, т. е. с их типами или классами.

3. Для выявления особенностей разбаланса потоков вещества в зависимости от величины напряженности продольного магнитного поля ( $H_{\parallel}$ ) на картах поля лучевых скоростей были выделены участки, границами которых служили изогауссы со значениями напряженности продольной составляющей магнитного поля, равными 0, 20, 100, 300 и 600 гс. Участки, ограниченные изогауссами в 100 гс, занимают в среднем около 2/3 площади активной области. На картах продольного магнитного поля (не приводимых здесь) можно было видеть, что изогауссы со значением 300 гс лежат, как правило, вне пятен; они проходят вблизи внешней границы полутеней пятен, иногда пересекают их. Изогауссы в 600 гс довольно хорошо описывают контуры полутеней пятен и располагаются в основном внутри них, вблизи границы полутень — фотосфера. Вне пятен участки с напряженностью поля, большей 600 гс, встречаются редко, площади их малы, а места расположения в основном совпадают с порами. Описанная картина распределения напряженностей продольного магнитного поля аналогична приведенной в [8, 9].

В пределах участков, выделенных указанными выше изогауссами, были вычислены потоки поднимающегося  $(\Phi_{\text{п}})_i$  и отдельно потоки опускающегося  $(\Phi_{\text{о}})_i$  вещества. Индекс  $i$  означает принадлежность вычисленных величин определенному участку. В нашем случае величины интервалов изменений напряженности поля  $\Delta H_i$  различались довольно значительно для каждого из выделенных участков. Поэтому, чтобы потоки вещества  $\Phi_i$  внутри этих интервалов были сравнимы друг с другом, вводилась величина потока подъема и опускания газа, приходящаяся на единичный интервал напряженности поля  $\Phi_i/\Delta H_i$ . Эти величины определялись по данным четырех групп, запись магнитного поля в которых производилась с автоматической компенсацией изменений яркости. Использовано 14 карт поля лучевых скоростей.

На основании данных вычислений были построены диаграммы, характеризующие подъем  $((\Phi_{\text{п}})_i/\Delta H_i)$  и опускание  $((\Phi_{\text{о}})_i/\Delta H_i)$  газа в зависимости от величины напряженности магнитного поля. Такие диаграммы строились по каждой карте поля лучевых скоростей для районов, занятых полем южной и отдельно северной полярности. Хотя диаграммы, построенные по наблюдениям различных активных областей, и различались по величине потоков довольно значительно, но в целом они были похожи. Для выяснения общих свойств в распределении потоков вещества от величины напряженности поля были построены две общие диаграммы, по данным всех активных областей: одна — для районов, занятых полем северной полярности, а вторая — для южной полярности. Так как величины потоков для разных активных областей различались довольно значительно, то для построения общих диаграмм перед усреднением данных проводилось их нормирование. Оно осуществлялось следующим образом: каждая величина потока подъема и опускания газа  $(\Phi_i/\Delta H_i)$ , приходя-

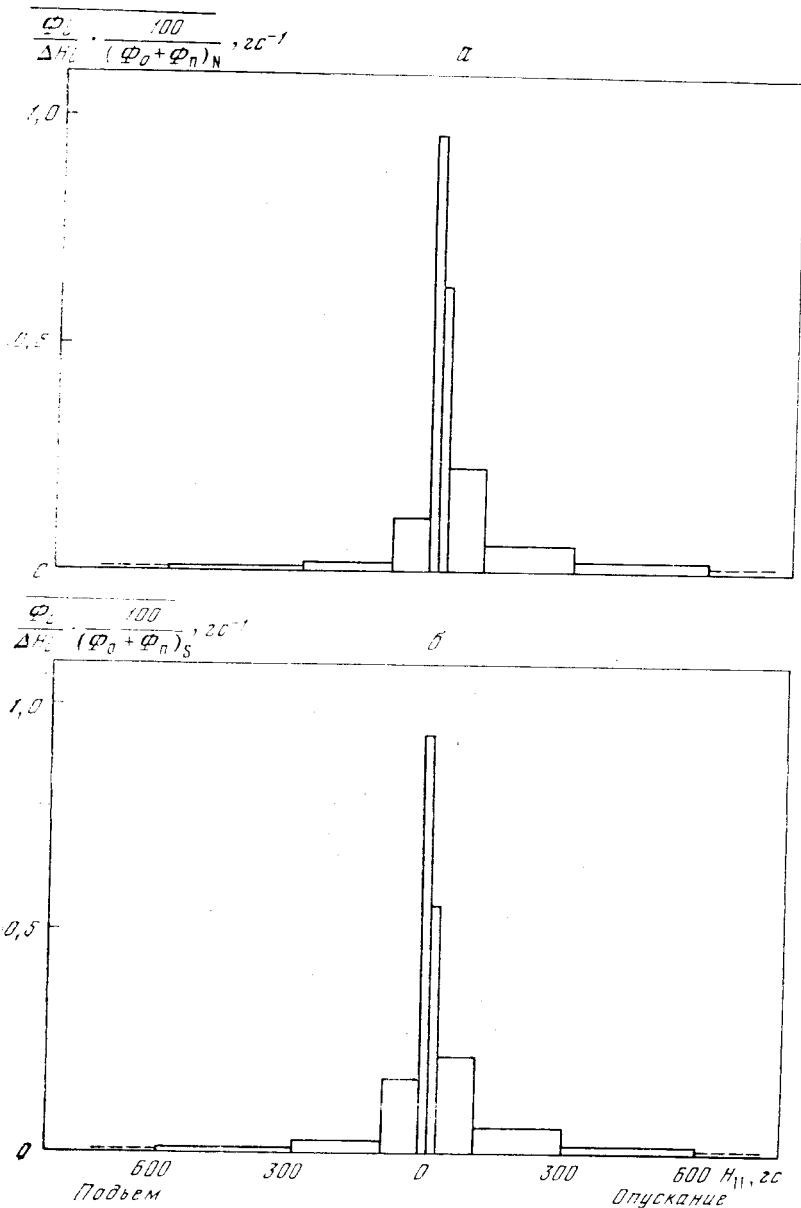


Рис. 2. Диаграммы распределения средних нормированных значений потоков подъема и опускания вещества для районов активной области, занятых магнитным полем северной (а) и южной (б) полярности в зависимости от напряженности магнитного поля

щаяся на единичный интервал напряженности поля в данном участке той или иной магнитной полярности ( $p$ ), делилась на величину суммарного потока вещества  $(\Phi_0 + \Phi_n)_p = \left\{ \sum_i [(\Phi_0)_i + (\Phi_n)_i] \right\}_p$ , измеренного по всем участкам активной области, занятой соответствующей полярностью ( $p$ ) магнитного поля.

Построенные таким образом диаграммы для районов активной области с северной и южной полярностью приведены на рис. 2. По оси ординат отложены значения средних нормированных величин потоков  $\frac{\Phi_i}{\Delta H_i} \cdot \frac{100}{(\Phi_0 + \Phi_n)_p}$  (для удобства умноженные на 100), а по оси абсцисс — значения величин

напряженности продольного магнитного поля  $H_{\parallel}$ . Значения, относящиеся к участкам с  $H_{\parallel} > 600$  гс, т. е. по существу к пятнам, отмечены штриховой линией.

Как видно из диаграмм, распределения средних нормированных значений величин потоков вещества подобны, т. е. не показывают существенных качественных различий в зависимости от полярности магнитного поля. На этом основании была построена одна общая диаграмма средних нормированных значений потоков подъема и опускания газов в зависимости от величины напряженности магнитного поля, без учета его полярности. Она приведена на рис. 3, а. Из этой диаграммы видно, что распределения средних нормированных значений потоков вещества имеют максимум в области слабых магнитных полей ( $H_{\parallel} < 20$  гс). Значительная доля потоков как поднимающегося, так и опускающегося вещества приходится на участки с магнитными полями, меньшими 300 гс. Распределения потоков поднимающегося и опускающегося газа не симметричны.

На рис. 3, б показана диаграмма разбаланса потоков вещества. Она представляет собой разность средних нормированных потоков опускающегося и поднимающегося газа на участках активной области, ограниченных соответствующими изогауссами, и получена на основе диаграммы, приведенной на рис. 3, а. На рис. 3 видно, что в активной области в районах со слабыми магнитными полями ( $H_{\parallel} < 20$  гс) имеет место преимущественно подъем газа; в районах с полями, большими чем 20 гс, преобладает опускание вещества. Так как в невозмущенной фотосфере и хромосфере существуют равенство потоков подъема и опускания газа [10], то, по-видимому, этот избыточный подъем газа в области слабых магнитных полей в какой-то мере может быть связан с преобладанием опускания вещества в тех районах активной области, где магнитное поле значительно сильнее. Если принять, что плотности вещества в этих районах активной области в среднем одинаковы, то избыточный подъем газа в местах слабых магнитных полей не компенсирует избыточное опускание вещества в остальной части активной области. На основе данных, использованных для построения диаграмм рис. 3, можно грубо оценить соотношение между средними плотностями вещества в местах со слабыми ( $H_{\parallel} < 20$  гс) и сильными ( $H_{\parallel} > 20$  гс) магнитными полями, необходимые для компенсации избыточного опускания газа по активной области в целом. Оценки показывают, что для полной компенсации потоков необходимо, чтобы плотность вещества в районах слабых магнитных полей превышала примерно в 3—4 раза плотность (среднюю) вещества в остальной части активной области. Вопрос о перераспределении потоков вещества между областями с сильными и слабыми магнитными полями полностью не ясен и нуждается в дальнейшем изучении.

4. Выше было указано, что различные по магнитной полярности части активной области не показали существенных качественных различий в распределении потоков поднимающегося и опускающегося вещества в зависимости от величины магнитного поля (см. рис. 2). В то же время степень разбаланса потоков вещества связана с величиной и структурой групп пятен. В связи с этим интересно рассмотреть различия в поле скоростей между частями активной области, содержащими доминирующие и малые по площади пятна. Точное разграничение активной области на участки, принадлежащие различным пятнам, невозможно. Поэтому для указанной выше цели нами были раздельно рассмотрены районы активной области, занятые магнитным полем с полярностью доминирующего пятна и магнитным полем пятен противоположной полярности.

Примененное разграничение активной области не дает возможности определить вклад в поле скоростей отдельных близко расположенных пятен одной полярности, но позволяет найти некоторые различия в полях скоростей, связанных с доминирующими и меньшими по площади пятнами. В пределах участков, ограниченных изогауссами со значениями

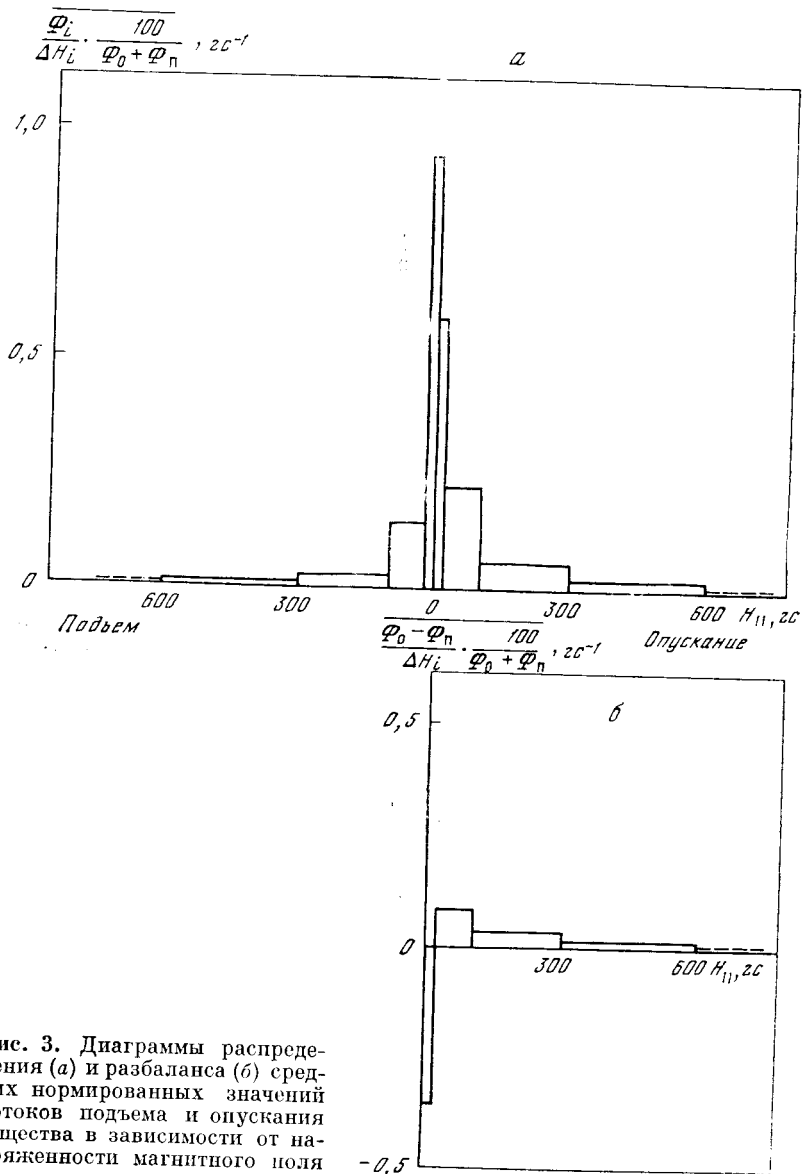


Рис. 3. Диаграммы распределения (а) и разбаланса (б) средних нормированных значений потоков подъема и опускания вещества в зависимости от напряженности магнитного поля

0, 20, 100, 300 и 600 гс, были вычислены средние значения отношений потоков ( $\Phi_n/\Phi_0$ ), средних по площади скоростей подъема  $\bar{v}_n$  и опускания  $\bar{v}_o$  газа ( $(\bar{v}_{o,n})_i = (\Phi_{o,n})_i/(S_{o,n})_i$ , где  $(S_{o,n})_i$  — площадь части данного участка, занятого движением в одном направлении). Ниже приведены вычисленные величины. Данные, относящиеся к «окрестности» доминирующего пятна, обозначены звездочками. Приведены также значения долей площадей участков ( $s_i$ ), выделенных по напряженностям поля, по отношению к полной площади активной области.

Видно, что величина отношения потоков вещества на участках с магнитными полями, превышающими 600 гс, (т. е. в пятнах без внешней части полутеней) больше, чем для соседних участков с меньшим по величине магнитным полем. Это, по-видимому, обусловлено влиянием на регистрацию лучевых скоростей в пятнах эвершедовских движений и эффекта разбалансировки ФЭУ [11, 12], приводящего к завышению величин  $\Phi_n/\Phi_0$ . Несколько большее по величине отношение потоков вещества при магнитных полях  $300 \text{ гс} < H_{\Gamma} < 600 \text{ гс}$  в части активной области, содержащей доминирующее пятно, может быть связано с тем, что эти участки включают

| $H, \text{гс}$  | 0—20  | 20—100 | 100—300 | 300—600 | >600  |
|---|-------|--------|---------|---------|-------|
| $\frac{(\Phi_{\parallel}/\Phi_0)^*}{(\Phi_{\parallel}/\Phi_0)}$ | 1,76  | 0,48   | 0,35    | 0,45    | 0,50  |
| $\bar{v}_{\parallel}^*$ , м/сек                                 | -146  | -123   | -182    | -239    | -259  |
| $\bar{v}_0^*$ , »   | +113  | +164   | +207    | +287    | +361  |
| $\bar{v}_{\parallel}$ , »                                       | -134  | -135   | -140    | -175    | -217  |
| $\bar{v}_0$ , »   | +134  | +150   | +167    | +188    | +195  |
| $s^*$   | 0,170 | 0,145  | 0,068   | 0,029   | 0,066 |
| $s$   | 0,201 | 0,186  | 0,080   | 0,029   | 0,026 |

часть полутеней пятен. Действительно, из карт поля лучевых скоростей видно, что холмы эвершедовских движений часто простираются за пределы полутеней пятен, а согласно [13], скорости Эвершеда тем больше, чем больше площадь пятна.

Сравнение величин, относящихся к участкам активной области с напряженностями поля, заключенными в пределах (20—100) гс и (100—300) гс указывают на то, что в районах с более сильным магнитным полем разбаланс потоков вещества больше. Средние по площади скорости как подъема, так и опускания также больше в области более сильного магнитного поля. При указанных выше напряженностях поля степень разбаланса потоков вещества в «окрестности» доминирующих пятен больше, чем в «окрестности» меньших по площади пятен.

Видно также, что в местах со слабыми магнитными полями  $H_{\parallel} < 20$  гс преобладание подъема вещества выражено сильнее в «окрестности» доминирующих пятен по сравнению с «окрестностью» меньших по площади пятен. В области магнитных полей, превосходящих 100 гс, средние по площади скорости по величине больше в «окрестности» доминирующего пятна. Эти факты не противоречат гипотезе о наличии оттока вещества из пятен в активной области, и, по-видимому, указывают на то, что в «окрестности» больших пятен отток вещества происходит более интенсивно.

Значения долей площадей ( $s_i$  и  $s_i^*$ ) участков с различными напряженностями поля, показывают, что, если в активной области участок с  $H_{\parallel} > 600$  гс (т. е. по существу пятно) одной магнитной полярности по площади больше участка с  $H_{\parallel} > 600$  гс противоположной полярности, то для площадей участков с  $H_{\parallel} < 600$  гс, занятых этими полярностями, имеет место обратное соотношение. Последнее свидетельствует о том, что разбаланс магнитных потоков в районах активной области с сильными ( $H_{\parallel} > 600$  гс) и слабыми ( $H_{\parallel} < 600$  гс) магнитными полями направлен в противоположную сторону. Это согласуется с результатом Я. Стенфлю [14].

Разбаланс потоков вещества в части активной области, принадлежащей полярности доминирующего пятна, больше, чем в области, содержащей меньшие по площади пятна противоположной полярности:  $\Phi_{\parallel}/\Phi_0 = 0,67$  и  $\Phi_{\parallel}/\Phi_0 = 0,85$ . Это находится в согласии с изложенным в п. 2.

Таким образом, мы видим, что существует различие в поле скоростей между частями активной области, занятыми полярностью доминирующего пятна и магнитным полем пятен противоположной полярности, по-видимому, оно обусловлено магнитными полями и размерами пятен, принадлежащих этим частям активной области.

5. В заключение подведем некоторые итоги. Изучение показывает, что существует связь разбаланса потоков вещества с разбалансом магнитных потоков в активной области, которая зависит от строения и структуры групп пятен. В распределениях потоков поднимающегося и опускающегося вещества в зависимости от напряженности магнитного поля нет существенных качественных различий для районов активной области с различной магнитной полярностью. Имеющиеся различия в поле ско-

ростей между разными участками активной области связаны с размерами пятен и с величиной напряженности магнитного поля в этих участках.

В местах активной области со слабыми ( $H_{\parallel} < 20 \text{ гс}$ ) магнитными полями наблюдается преимущественно подъем газа, а в местах с напряженностью магнитного поля  $H_{\parallel} > 20 \text{ гс}$  — опускание газа. Вне пятен преобладание опускания газа выражено сильнее на участках больших по величине магнитных полей. Наличие избыточного подъема газа в местах слабых магнитных полей, вероятно, связано с преимущественным опусканием газа в остальной части активной области. Для выполнения баланса между потоками поднимающегося и опускающегося вещества по активной области в целом, как показывают оценки, требуется, чтобы плотность поднимающегося и опускающегося газа в местах слабых магнитных полей в среднем была примерно в 3—4 раза больше, чем в местах с сильными магнитными полями. Однако не ясно, как происходит перераспределение потоков вещества между этими районами активной области.

Автор искренне признателен директору Крымской астрофизической обсерватории академику А. Б. Северному за возможность пользоваться материалами наблюдений обсерватории, научному руководителю С. И. Гопасюку за полезные обсуждения и ценные замечания, П. П. Добронравину и В. А. Котову за прочтение рукописи.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 184.
2. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 14.
3. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 15.
4. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, 3.
5. Дж. И. Иргашев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 141.
6. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 148.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 22.
8. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 212.
9. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 194.
10. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 45.
11. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Солнечные данные, 1964, № 12, 43.
12. Р. Н. Ихсанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 150.
13. Т. Д. Киптан. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, 113, 613.
14. J. O. Stenflo. Acta Univ. Iud., Ser. II, 1967, № 35.



## О ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ «СПОКОЙНОГО» СОЛНЦА В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев

На основании нескольких циклов наблюдений на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см с привлечением литературных данных на других волнах получено, что яркостная температура «спокойного» Солнца в сантиметровом диапазоне растет с длиной волны приблизительно по закону  $\lambda^{3/2}$ .

ON THE BRIGHTNESS TEMPERATURE OF THE QUIET SUN AT CENTIMETER WAVELENGTHS, by A. F. Bachurin, N. N. Erjushev. — The measurements made at 1,9; 2,5 and 3,5 cm wavelengths by the 22-m radiotelescope of the Crimean astrophysical observatory and published data for other wavelengths were used for determination of the brightness temperature of the quiet Sun. It was found that the brightness temperature increases with wavelengths according to  $\lambda^{3/2}$  in the centimeter spectral range.

Ранее нами [1] были приведены данные о яркостной температуре «спокойного» Солнца  $T_{я\odot}$  на волне 3,15 см, полученные по наблюдениям 1970 г. и на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см — по наблюдениям 1972 г. Яркостная температура Солнца определялась из соотношения

$$T_{я\odot} = T_{я\zeta} \frac{T_{a\odot}}{T_{a\zeta}},$$

где  $T_{a\odot}$  и  $T_{a\zeta}$  — измеренные антенные температуры Солнца и Луны соответственно;  $T_{я\zeta}$  — яркостная температура Луны, которая в свою очередь определялась с учетом ее фазы согласно [2].

Здесь приводим результаты дополнительных наблюдений: 4.V — 5.V 1973 г., 30.V — 3.VI 1973 г. и 22.VI — 23.VI 1974 г. Все наблюдения проведены на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и охватывают периоды новолуний. Методика определения  $T_{я\odot}$  в новых циклах наблюдений аналогична [1].

Делается попытка описать ход изменения  $T_{я\odot}$  с длиной волны во всем сантиметровом диапазоне. Для этой цели были привлечены также данные на волнах 6,6; 8 и 10 см, взятые из [3—5].

Используемый здесь метод определения  $T_{я\odot}$  требует знания температуры Луны  $T_{я\zeta}$ , в определении которой в свою очередь могут быть допущены некоторые погрешности. Поэтому в публикациях, описывающих определение  $T_{я\odot}$  из сравнения с  $T_{я\zeta}$  желательно приводить не только окончательные результаты, как обычно делается, но и значения отношений антенных температур Солнца и Луны, получаемых непосредственно из наблюдений. Усредненные значения  $T_{a\odot}/T_{a\zeta}$  по каждому циклу наблюдений в отдельности сведены в таблицу, в последнем столбце которой представлены данные, взятые из [1].

Отношения антенных температур соответствуют отношениям яркостных температур  $T_{я\odot}/T_{я\zeta}$ , поэтому данные таблицы могут представлять интерес не только для определения абсолютных значений яркостной

температуры Солнца, но и в решении других задач. Разброс данных от одного цикла наблюдений к другому, а также отдельных измерений данного цикла может быть связан как со случайными ошибками измерений или аномалиями в поглощении радиоволн, так и выбором «спокойного» участка на Солнце, где определяется яркостная температура. Дело в том, что при наблюдениях на больших антеннах определяется антенная температура, усредненная не по всему диску Солнца или Луны, а по отдельному

| $\lambda$ , см | $T_{a\odot}/T_{a\zeta}$ |                   |                  |                                   |
|----------------|-------------------------|-------------------|------------------|-----------------------------------|
|                | 1—5.V 1973 г.           | 30.V—3.VI 1973 г. | 22—23.VI 1974 г. | 10.VIII 1972 г.<br>6—8.IX 1972 г. |
| 1,9            | 47,4                    | 48,0              | 44,3             | 47,3                              |
| 2,5            | 49,0                    | 50,2              | 52,0             | 50,7                              |
| 3,5            | 62,9                    | 62,4              | —                | 58,3                              |

участку, охваченному диаграммой направленности антенны. Участки для измерений выбираются по возможности вблизи центра диска, а для Солнца дополнительным условием является отсутствие в этих местах активных областей (локальных радиоисточников). Естественно, при этом не исключены возможности некоторого увеличения антенной температуры за счет остаточного излучения исчезнувших активных областей, а также попадания радиоизлучения близких локальных источников в боковые лепестки диаграммы направленности антенны. Эти эффекты приводят к завышению  $T_{я\odot}$ , однако они, по-видимому, незначительны и мы здесь их не оцениваем. Отметим, что отношение антенных температур  $T_{a\odot}/T_{a\zeta}$  само по себе может служить параметром для изучения относительного изменения  $T_{я\odot}$  как со временем, так и с изменениями общей активности Солнца.

Для оценки яркостной температуры  $T_{я\odot}$  воспользуемся средними значениями отношения  $T_{a\odot}/T_{a\zeta}$  по измерениям всех циклов наблюдений. Разброс данных  $T_{a\odot}/T_{a\zeta}$  от средних составил  $\pm 9$ ,  $\pm 6$  и  $\sim \pm 10\%$  на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см соответственно. Ниже приведены значения яркостной температуры Луны, полученные согласно [2], средние значения отношения  $T_{a\oplus}/T_{a\zeta}$  и данные о яркостной температуре Солнца на трех волнах.

|                          |       |        |        |
|--------------------------|-------|--------|--------|
| $\lambda$ , см           | 1,9   | 2,5    | 3,5    |
| $T_{л\oplus}$ , °K       | 204   | 212    | 223    |
| $T_{a\oplus}/T_{a\zeta}$ | 46,8  | 50,5   | 61,2   |
| $T_{я\oplus}$ , °K       | 9 550 | 10 700 | 13 650 |

Как и по измерениям 1972 г. [1], яркостная температура «спокойного» Солнца, полученная по усредненным данным наблюдений, на рассматриваемых волнах растет с длиной волны примерно линейно и достаточно хорошо описывается соотношением

$$T_{я\odot}(\lambda) = (6000 + 2000\lambda) \text{ °K}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  дано в см.

Однако, как следует из экспериментальных данных, в области более длинных волн сантиметрового диапазона яркостная температура Солнца изменяется заметно быстрее, чем по закону (1). Так, в [6] указывается, что на волнах  $\lambda > 4$  см ход яркостной температуры также близок к линейному и описывается соотношением вида

$$T_{я\odot}(\lambda) \approx (5000\lambda) \text{ °K}. \quad (2)$$

Линеаризация хода яркостной температуры в отдельных участках диапазона волн в ряде случаев удобна, однако она не дает правильного

представления о характере распределения  $T_{\text{я}\odot}$  в широкой области длин волн. Некоторую тенденцию к отклонению от линейного хода можно заметить даже из приведенных выше данных, т. е. в таком узком участке диапазона, как  $\lambda\lambda 2-3,5$  см.

Здесь мы делаем попытку описать ход изменения яркостной температуры «спокойного» Солнца одним нелинейным соотношением, справедливым для всего сантиметрового диапазона. В настоящее время имеется много измерений  $T_{\text{я}\odot}$  в широком диапазоне длин волн, однако полученные разными авторами данные порой сильно отличаются друг от друга. Поэтому исследования в этом направлении не потеряли своей актуальности. Ниже приведены данные о  $T_{\text{я}\odot}$  по измерениям на дискретных длинах волн сантиметрового диапазона.

|                         |      |        |        |        |        |        |        |
|-------------------------|------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $\lambda$ , см          | 1,9  | 2,5    | 3,15   | 3,5    | 6,6    | 8,0    | 10     |
| $T_{\text{я}\odot}$ изм | 9550 | 10 700 | 12 300 | 13 600 | 24 100 | 28 300 | 40 000 |
| $T_{\text{я}\odot}$ выч | 9600 | 10 900 | 12 600 | 13 500 | 23 900 | 29 600 | 38 600 |

На волне 6,6 см значение  $T_{\text{я}\odot}$  получено на основании данных о плотности потока интегрального радиоизлучения Солнца ( $S_{\odot} = 104 \times 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц), приведенного в [3] по измерениям радиоастрономической станции Тоякава. Значение  $T_{\text{я}\odot}$  на волне 8 см оценено также по величине плотности потока ( $S_{\odot} = 83 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц) [4], взятой как наименьшее из многолетних наблюдений интегрального радиоизлучения и соответствует периоду минимума солнечной активности. На волне 10 см величина  $T_{\text{я}\odot}$  определена по наблюдениям затмения Солнца в сентябре 1968 г. [5].

Выше представлены также значения  $T_{\text{я}\odot}$ , вычисленные по найденной эмпирически формуле

$$T_{\text{я}\odot}(\lambda) = (T_0 + t\lambda^{3/2}) \text{ } ^\circ\text{K}, \quad (3)$$

где  $T_0 = 7000^\circ \text{K}$ ,  $t = 1000^\circ \text{K/см}^{3/2}$ ,  $\lambda$  дано в см.

Выражение (3) вполне удовлетворительно описывает ход изменения яркостной температуры «спокойного» Солнца во всем сантиметровом диапазоне. Выбранные здесь значения параметров  $T_0$  и  $t$  обеспечивают достаточно высокую точность совпадения измеренных и вычисленных данных. Следовательно, яркостная температура «спокойного» Солнца в сантиметровом диапазоне растет с длиной волны приблизительно по закону  $\lambda^{3/2}$ . Не исключено, что при дальнейшем пополнении и уточнении наблюдаемых данных, величины  $T_0$  и  $t$  могут быть несколько изменены, однако общий ход  $T_{\text{я}\odot}(\lambda)$  вида (3), по-видимому, правильно отражает зависимость  $T_{\text{я}\odot}(\lambda)$  на сантиметровых волнах.

Выражаем глубокую благодарность академику А. Б. Северному за замечания при обсуждении работы.

Декабрь 1974 г. §

#### Л и т е р а т у р а

1. А. Ф. Бачурин, Н. И. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 180.
2. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964.
3. Солнечные данные, 1973, № 5.
4. С. И. Арбузов, М. М. Кобрин, А. Н. Коршунов, В. М. Фридман. Доклад на VII Всесоюзной конференции по радиоастрономии. Горький, 1972.
5. Н. Я. Николаев, Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 128.
6. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ К ЗАДАЧЕ ПРОГНОЗА РАЗВИТИЯ ГРУППЫ ПЯТЕН

В. А. Слепян, Т. Л. Слущкая, Н. Н. Степанян

По наблюдениям активной области перед возникновением в ней группы пятен (включая день возникновения) дается прогноз вспышечной активности возникшей группы. Для решения задачи используются два метода: метод потенциальных функций и метод вычисления оценок. В качестве исходного материала при нахождении прогнозирующей функции и ее контроле использовались наблюдения за три года (1967—1969 гг.). По 10 исходным параметрам прогнозируется вспышечная активность. Метод потенциальных функций позволяет дать правильный прогноз для 82% групп пятен, а метод вычисления оценок только для 67% групп.

THE APPLICATION OF PATTERN RECOGNITION METHODS TO THE PROBLEM OF FORECASTING THE SUNSPOT GROUPS DEVELOPMENT, by V. A. Slepian, T. L. Slutskaya and N. N. Stepanyan.— The flare activity forecast of the just emerged sunspot group is given using the observations of the active region before and in the day of appearance of the sunspots. Two methods are used for the solution of the problem: the potential functions method and the method of calculation of the values. Three years observations (1967—1969) are used as initial data for the deriving and checking of the forecasting function. The flare activity forecast is based on 10 initial parameters. The potential functions method gives the right forecast for 82% of the sunspot groups, and the method of calculation of the values only for 67%.

Общую задачу прогноза развития активной области мы разбиваем на несколько последовательных частных задач. Две из них, касающиеся прогноза развития флоккула, возникшего на диске, решались ранее [4].

Сейчас мы рассматриваем следующий этап в развитии активной области — возникновение во флоккуле группы пятен. Попытаемся ответить на вопрос, можно ли в день возникновения группы пятен сказать что-либо о ее дальнейшей судьбе, например, сколько дней будет существовать эта группа или какова будет в ней вспышечная активность.

Задача ставится следующим образом. Каждая возникшая на диске группа пятен описывается значениями десяти исходных параметров. Они характеризуют всю активную область в предыдущем и в настоящем оборотах, включая день возникновения группы. Зная эти величины, надо найти значения прогнозируемых параметров. Рассмотрим в качестве прогнозируемого параметра только вспышечную активность группы, а именно среднесуточный вспышечный индекс на месте группы с момента появления группы и до захода этого места флоккула.

Перечислим исходные параметры задачи:

1. Число старых групп во флоккуле.
2. Среднесуточный вспышечный индекс на месте группы до даты возникновения группы.
3. Возраст флоккула в оборотах.
4. Отношение мощности флоккула к мощности комплекса.
5. Суммарный вспышечный индекс по всему флоккулу до момента появления группы.

6. Суммарный вспышечный индекс флоккула в предыдущем обороте.
7. Мощность флоккула в предыдущем обороте.
8. Общее число групп во флоккуле в предыдущем обороте.
9. Число новых групп во флоккуле в предыдущем обороте.
10. Мощность флоккула в день появления группы.

В этом списке под мощностью флоккула понимается произведение яркости флоккула, выраженной в условных единицах, на его площадь, выраженную в миллионных долях полусферы.

За вспышечный индекс принята некоторая величина, примерно пропорциональная энергии в линии  $H_{\alpha}$ , выделенной за сутки во время всех вспышек в данной активной области. Для каждой вспышки индекс получен умножением длительности вспышки на некоторый коэффициент. Эти коэффициенты пропорциональны произведению средних для вспышек данного балла ширины и центральной интенсивности  $H_{\alpha}$  и площади вспышки.

Под комплексом флоккулов мы понимаем несколько близких флоккулов, расстояние между границами которых  $< 5^{\circ}$ .

Исходные параметры задаются в виде реальных численных значений. Прогнозируемый параметр преобразован в двоичный код, т. е. выбирается пороговое значение параметра, относительно которого весь материал разбивается на два класса. Для определения численных значений параметров были использованы наблюдения за три года (1967—1969 гг.), опубликованные в [2, 3].

В рассмотрение принимались только группы, возникшие на диске Солнца в пределах  $\pm 60^{\circ}$  от центрального меридиана. Всего рассмотрено 787 групп. Весь материал представляет собой таблицу, число строк которой равно числу рассмотренных групп (787), а число столбцов — числу параметров (11, из них 10 исходных и 1 прогнозируемый).

Для каждого  $i$ -го признака были найдены средние значения  $\bar{y}_i$  по всем группам пятен и дисперсии  $\sigma_i$ , после чего вся исходная информация преобразована по формуле

$$x_i = \frac{y_{ik} - \bar{y}_i}{\sigma_i},$$

где  $i = 1, 2, \dots, 11$ ,  $k = 1, 2, \dots, 787$ ;  $y_{ik}$  — исходное значение  $i$ -го признака у  $k$ -й группы.

Часть таблицы ( $N_1$  строк) используется для обучения. Остальная часть — контрольный материал. Вся таблица разбивается на 2 класса по значению прогнозируемого признака.

По информации, заключенной в таблице обучения, нужно найти вероятность принадлежности любого объекта (будем так называть рассматриваемые группы пятен — строки таблицы) к одному из классов при разделении по прогнозируемому признаку. Качество полученной функции вероятности проверяется на контрольном материале.

Для решения данной задачи были применены два метода: метод потенциальных функций и метод вычисления оценок (модификация метода голосования [4]).

Остановимся сначала на втором методе — вычислении оценок.

Пусть таблица обучения состоит из  $m_1$  и  $m_2$  строк  $S_k = (x_{1k}, x_{2k}, \dots, x_{nk})$ , образующих классы  $K_1$  и  $K_2$  соответственно (при разделении по прогнозируемому признаку). Возьмем строку  $\tilde{S} = (\tilde{x}_1, \tilde{x}_2, \dots, \tilde{x}_n)$ . Вычислим значение  $P_j(\tilde{S})$ , используя формулы

$$P_j(\tilde{S}) = \frac{\Gamma_j(\tilde{S})}{\Gamma_1(\tilde{S}) + \Gamma_2(\tilde{S})}, \quad \Gamma_j(\tilde{S}) = \frac{1}{m_j} \sum_{S_k \in K_j} \gamma_k e^{-\alpha \rho(S_k, \tilde{S})},$$

$$\rho(\tilde{S}, S_k) = \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_{ik} - \tilde{x}_i)^2};$$

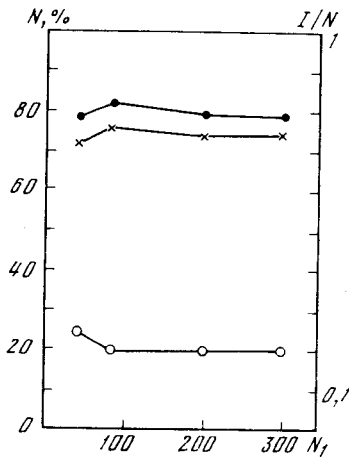


Рис. 1. Зависимость качества распознавания от количества объектов в таблице обучения

Точки — доля объектов с  $P > 0,5$ , крестики — доля объектов с  $P \geq 0,7$ , кружки — суммарная ошибка

$$I/N = \sum_{i=1}^N [1 - P(S_i)]/N$$

здесь  $j = 1, 2$ ;  $\gamma_k, \alpha$  — параметры, подлежащие определению. Значение  $P_j(\tilde{S})$  примем за вероятность принадлежности объекта  $\tilde{S}$  к  $j$ -му классу. Критерием качества данного алгоритма служит одна из следующих величин:

1. Суммарная ошибка  $I = \sum_{i=1}^N [1 - P(S_i)]$ , где  $N$  — общее число объектов в таблице, а

$$P(S_i) = \begin{cases} P_1(S_i), & \text{если } S_i \text{ принадлежит } K_1, \\ P_2(S_i), & \text{если } S_i \text{ принадлежит } K_2. \end{cases}$$

2. Количество объектов таблицы (в %), для которых  $P(S_i) > 0,5$ .
3. Количество объектов таблицы (в %), для которых  $P(S_i) \geq 0,7$ .

Применяя процесс распознавания с разными значениями параметров  $\gamma_k$  и  $\alpha$  ко всей таблице, можно выбрать оптимальные значения параметров в смысле одного из указанных критериев. При решении данной задачи методом вычисления оценок все  $\gamma_k$  полагались равными 1. Метод потенциальных функций применительно к задаче прогноза развития флоккулов описан в [1]. В этом методе вероятность принадлежности объекта  $S_k$  к  $j$ -му классу  $P_j(S_k)$  определяется величиной

$$\sum_{S_k \in K_1 \cup K_2} \gamma_k e^{-\alpha \varphi(\tilde{S}, S_k)},$$

пронормированной соответствующим образом. Значения  $\gamma_k \in [-1, 1]$  вычисляются в процессе обучения и могут быть интерпретированы как веса объектов таблицы обучения, придающие им некоторую неравноправность, предпочтительность. Такая модель, по-видимому, больше соответствует рассматриваемой задаче, и поэтому метод потенциальных функций дал лучшие результаты распознавания.

Остановимся подробнее на результатах решения задачи каждым из методов.

**Метод потенциальных функций.** В процессе машинного эксперимента были выбраны оптимальная величина таблицы обучения, значение параметра  $\alpha$ , порог в прогнозируемом признаке, дающие наилучшее распознавание. На рис. 1 представлено изменение критериев качества распознавания с изменением количества объектов в таблице обучения ( $N_1$ ). Было выбрано  $N_1 = 80$ .

На рис. 2 представлены результаты распознавания, полученные с этим  $N_1$  для различных значений  $\alpha$ . Как видим, наилучшее распознавание получается при  $\alpha = 0,1$ .

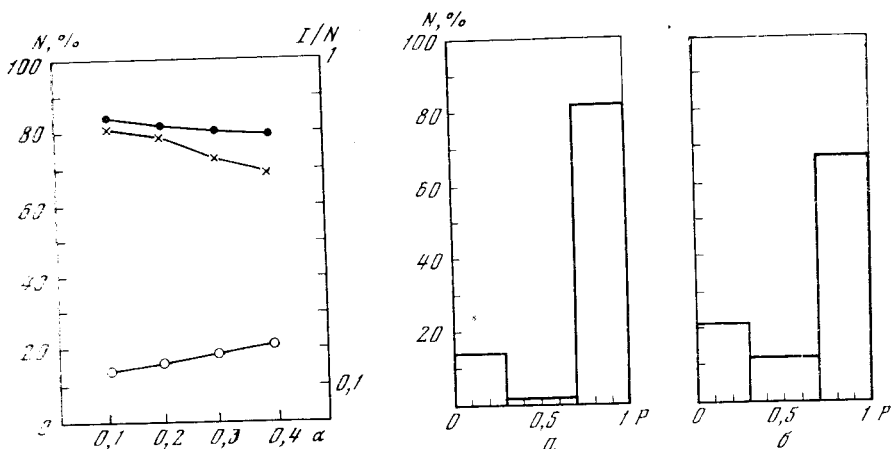


Рис. 2. Зависимость качества распознавания от  $\alpha$

Обозначения те же, что и на рис. 1

Рис. 3. Результаты прогноза методом потенциальных функций (а) и методом вычисления оценок (б)

Окончательные результаты распознавания представим в несколько ином виде для удобства сравнения с результатами [1]. На диаграмме (рис. 3, а) представлено количество групп пятен (в процентах от общего числа рассмотренных групп), для которых в результате распознавания методом потенциальных функций получена вероятность отнесения к «своему» классу  $P < 0,3$  (т. е. ошибочный прогноз),  $0,3 \leq P < 0,7$  (неопределенный),  $P \geq 0,7$  (правильный прогноз). Как видим,  $P \geq 0,7$  (правильный прогноз) дается для 82% всех групп пятен, или, иначе, для 82% всех возникших на диске групп мы правильно прогнозировали вспышечную активность.

**Метод вычисления оценок.** При решении этим методом также выбиралась оптимальная величина таблицы обучения ( $N_1 = 50$ ), значения  $\alpha$  ( $\alpha = 40$ ), порог в разделяющем признаке. Наилучшее распознавание дано на рис. 3, б. Как видим, результат значительно хуже, чем в методе потенциальных функций, а именно только для 67% всех групп  $P \geq 0,7$ .

**Выводы.** Задача прогноза вспышечной активности групп, рожденных на диске, может решаться в практике ежедневного прогнозирования. Для этого целесообразно использовать метод потенциальных функций. Величина таблицы обучения при этом не очень велика ( $\sim 80$  объектов), а результаты прогноза вполне удовлетворительны — 82% верных прогнозов.

Декабрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Т. Л. Слуцкая, Н. П. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 131.
2. Solar Geophysical Data, 1967—1969; NOAA.
3. Солнечные данные, 1967—1969.
4. Ю. И. Журавлев, В. В. Пикифоров. Кибернетика, т. 3. Киев, 1974.

## ГЛУБИНА ФОРМИРОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ ЗАПИСИ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Л. С. Любимков

Для условий невозмущенной атмосферы Солнца рассчитаны эффективные глубины образования и функция вклада в различных участках контуров следующих линий:  $\lambda 4554$  Ba II,  $\lambda 4808$  Fe I,  $\lambda 5250$  Fe I,  $\lambda 5302$  Fe I,  $\lambda 6103$  Ca I и  $\lambda 6302$  Fe I. Полученные результаты сравниваются с более ранними вычислениями В. Г. Буславского и Э. Е. Дубова. На основе такого сравнения показано, что ошибки в принятых значениях сил осцилляторов, обилия соответствующих элементов и скорости микротурбулентности могут приводить к смещению области образования центральных частей линий на несколько сотен километров по глубине. Установлено, что с точностью до нескольких десятков километров геометрическая высота образования  $h_f$  участка контура с частотой  $\nu$  совпадает с высотой залегания уровня  $\tau_\nu = 1$ ; это обстоятельство может быть использовано, если требуется определить величину  $h_f$  для достаточно большого числа линий.

THE DEPTH OF FORMATION OF SOME LINES USED FOR SOLAR MAGNETIC FIELD RECORDING, by L. S. Lyubimkov.— For the atmosphere of quiet Sun effective depths of formation and contribution function are calculated in different parts of profiles of the following lines:  $\lambda 4554$  Ba II,  $\lambda 4808$  Fe I,  $\lambda 5250$  Fe I,  $\lambda 5302$  Fe I,  $\lambda 6103$  Ca I and  $\lambda 6302$  Fe I. Results obtained are compared with earlier calculations of V. G. Busiavsky and E. E. Dubov. On the base of this comparison it is shown that errors in used oscillator strengths, abundances and microturbulent velocities may shift the region of formation of central parts of the lines by several hundreds of kilometres. It is found that with accuracy of several decades of kilometres the geometrical height of formation  $h_f$  for a part of the profile having the frequency  $\nu$  coincides with the height of  $\tau_\nu = 1$  level; that could be used if the determination of the  $h_f$  value for a sufficient large number of lines should be necessary.

Из наблюдений магнитных полей на Солнце известно (см., например, [1]), что в результате измерений продольного поля по разным спектральным линиям получаются, вообще говоря, разные значения напряженности. Так как излучение в этих линиях может формироваться в атмосфере на совершенно разных высотах, то указанные различия в величине напряженности могут отражать реальное изменение поля с глубиной. В связи с этим существенное значение приобретает знание глубин образования тех линий, которые используются в наблюдениях.

Несколько лет назад В. Г. Буславский [2], применив утрехтскую модель солнечной атмосферы [3], рассчитал эффективные глубины образования пяти линий поглощения, в которых производится запись магнитных полей на двойном магнитографе КАО АН СССР. Позже Э. Е. Дубов [4] для некоторых из них вычислил функцию вклада. За прошедшее с тех пор время была заметно уточнена модель атмосферы Солнца. Кроме того, для отдельных линий пришлось существенно пересмотреть значения сил осцилляторов. Были получены также более надежные данные о солнечном



содержании соответствующих элементов. Например, содержание железа в фотосфере оказалось примерно на порядок выше того значения, которое принимали Буславский [2] и Дубов [4]. Таким образом, возникла необходимость новых расчетов глубин образования линий на основе улучшенных исходных данных.

Ниже обсуждаются результаты выполненных нами вычислений эффективных глубин образования, а также функции вклада для различных участков контуров шести линий поглощения, применяемых при изучении солнечных магнитных полей. В этот список включены все пять линий, исследованных Буславским [2], а также линия Fe I  $\lambda$ 6302,5. Сравнение полученных данных с опубликованными ранее позволяет оценить влияние изменений в модели атмосферы, в химическом составе и в силах осцилляторов на определение глубин формирования линий.

### 1. Исходные данные и метод вычислений

Основные сведения о рассмотренных линиях приведены в табл. 1. Здесь указана длина волны каждой линии, соответствующий атом или ион, потенциалы возбуждения нижнего и верхнего уровней  $\chi_1$  и  $\chi_2$ . В двух последних столбцах представлены использованные в расчетах значения сил осцилляторов и литературный источник, из которого взяты эти значения (точнее, указан десятичный логарифм произведения  $gf$ , где  $g$  — статистический вес нижнего уровня и  $f$  — сила осциллятора).

Т а б л и ц а 1

| Длина волны, $\text{\AA}$ | Элемент | Потенциалы возбуждения, эВ |          | $\lg gf$ | Источник |
|---------------------------|---------|----------------------------|----------|----------|----------|
|                           |         | $\chi_1$                   | $\chi_2$ |          |          |
| 4554,0                    | Ba II   | 0,00                       | 2,71     | 0,17     | [5]      |
| 4808,2                    | Fe I    | 3,24                       | 5,80     | -2,44    | [6, 7]   |
| 5250,2                    | Fe I    | 0,12                       | 2,47     | -4,98    | [8]      |
| 5302,3                    | Fe I    | 3,27                       | 5,60     | -0,64    | [6, 7]   |
| 6102,7                    | Ca I    | 1,87                       | 3,89     | -0,89    | [9]      |
| 6302,5                    | Fe I    | 3,67                       | 5,63     | -1,21    | [6, 7]   |

Как видно из таблицы, четыре из шести исследованных линий принадлежат нейтральному железу. На рубеже 60-х и 70-х годов система сил осцилляторов для Fe I была пересмотрена. Оказалось, что выполненные ранее определения  $f$  содержат систематические ошибки. В частности, одна из наиболее полных сводок значений  $f$  для линий Fe I, опубликованная Корлиссом и Уорнером [6], дает систематическое отличие от результатов последних измерений, которое зависит от длины волны и от потенциала возбуждения верхнего уровня  $\chi_2$ . Аллен [7] составил таблицы поправок к значениям Корлисса и Уорнера [6], с помощью которых и были определены силы осцилляторов для линий  $\lambda$ 4808,  $\lambda$ 5302 и  $\lambda$ 6302. Что касается линии  $\lambda$ 5250, то метод Аллена к ней неприменим, так как потенциал возбуждения  $\chi_2$  у нее слишком мал (см. табл. 1); поэтому здесь был использован результат измерений Хьюбера и Таббса [8]. Отметим, что значения  $f$  для линий  $\lambda$ 4808 и  $\lambda$ 5302 можно извлечь и из других источников. Эти значения оказываются весьма близкими к тем, которые представлены в табл. 1. Аналогичное замечание справедливо и для двух линий, не принадлежащих железу ( $\lambda$ 4554 Ba II и  $\lambda$ 6103 Ca I).

В табл. 2 приведены сведения о содержании в солнечной атмосфере тех элементов, которым принадлежат рассмотренные линии, причем наряду с современными данными указаны значения Голдберга и др. [10],

использованные в расчетах Буславского [2] и Дубова [4]. При этом для водорода, как обычно, принято  $\lg \epsilon_{\text{H}} = 12,00$ . Согласно последним данным (см., например, [11] и [12]), содержание железа в атмосфере Солнца близко к значению  $\lg \epsilon_{\text{Fe}} = 7,60$ , т. е. примерно на порядок превышает величину, полученную Голдбергом и др. [10]. К такому различию привел, в основном, упомянутый выше пересмотр системы сил осцилляторов для линий Fe I. Как видно из табл. 2, содержание кальция и бария, напротив, существенно не изменилось.

Т а б л и ц а 2

| Элемент | $\lg \epsilon$ |                   | Источник |
|---------|----------------|-------------------|----------|
|         | [10]           | Принятое значение |          |
| H       | 12,00          | 12,00             | —        |
| Fe      | 6,57           | 7,60              | [11, 12] |
| Ca      | 6,45           | 6,33              | [13]     |
| Ba      | 2,10           | 1,90              | [13]     |

В расчетах использована гарвард-смитсоновская модель солнечной атмосферы [14]. В соответствии с применяемой моделью при вычислении коэффициента поглощения в непрерывном спектре учитывались следующие источники непрозрачности: H I, H<sup>-</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, металлы (Mg I и Si I), релеевское рассеяние на атомах водорода и рассеяние на свободных электронах. Гаунтовские множители, необходимые для определения поглощения атомами H I, находились с помощью таблиц и графиков Карзаса и Лэттера [15]. Поглощение ионами H<sup>-</sup> и H<sub>2</sub><sup>+</sup>, а также релеевское рассеяние на атомах H I учитывалось с помощью приближенных формул Джинджерича [16]. Для вычисления коэффициентов поглощения атомами Mg I и Si I был использован алгоритм Кэрбона и Джинджерича [17]. Отметим, что контрольные расчеты коэффициента поглощения в непрерывном спектре для длины волны  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  дали результаты, совпадающие с табличными значениями, приведенными в модели [14].

Коэффициент поглощения в линии считался доплеровским. Скорость микротурбулентности принималась равной  $1 \text{ км/сек}$ .

Для определения населенностей нижних уровней и степени ионизации применялись формулы Больцмана и Саха. При этом значения сумм по состояниям для нейтральных атомов находились с помощью таблиц [18], учитывающих зависимость не только от температуры, но и от плотности заряженных частиц. Суммы по состояниям для ионизованных атомов в условиях солнечной атмосферы (в тех слоях, где формируется излучение в рассматриваемых линиях) зависят практически только от температуры, поэтому для них была использована приближенная формула Болтона [19]. В последнюю входят коэффициенты, которые в случае Ba II не заданы; они были найдены с помощью таблиц [18].

Важной частью задачи является вычисление функции источников  $S_{\nu}(\tau_{\nu})$ . Буславский [2] и Дубов [4], использовавшие одинаковую методику расчетов, искали значения  $S_{\nu}(\tau_{\nu})$  для всех линий из интегрального уравнения вида

$$S_{\nu}(\tau_{\nu}) = \frac{\lambda_{\nu}(\tau_{\nu})}{2} \int_0^{\infty} S_{\nu}(\tau'_{\nu}) E_1(|\tau_{\nu} - \tau'_{\nu}|) d\tau'_{\nu} + [1 - \lambda_{\nu}(\tau_{\nu})] B_{\nu}[T(\tau_{\nu})], \quad (1)$$

где  $\tau_{\nu}$  — оптическая глубина в частоте  $\nu$ ,  $B_{\nu}[T(\tau_{\nu})]$  — функция Планка, зависящая от распределения температуры  $T(\tau_{\nu})$ ,  $E_1(\tau_{\nu})$  — первая интегральная показательная функция. Величина  $\lambda_{\nu}(\tau_{\nu})$  выражается через

коэффициенты поглощения и рассеяния в непрерывном спектре и в линии:

$$\lambda_\nu = \frac{(1-\gamma)l_\nu + \sigma}{l_\nu + \kappa + \sigma}, \quad (2)$$

где  $\kappa$  и  $\sigma$  — соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния в непрерывном спектре,  $l_\nu$  — коэффициент поглощения в линии, а  $\gamma$  — доля квантов, уходящих из линии вследствие истинного поглощения. Отметим, что в расчетах [2] и [4] полагалось  $\sigma = 0$  и  $\gamma = 0$ .

Уравнение (1) соответствует случаю когерентного рассеяния. Для его решения необходимо задать коэффициент поглощения  $l_\nu$ , а значит, и населенность нижнего уровня линии. У резонансных линий нижним уровнем является основной уровень соответствующего атома или иона ( $\chi_1 = 0$ ), и его населенность находится из модели атмосферы. У остальных линий нижний уровень является возбужденным ( $\chi_1 \neq 0$ ), и для определения его населенности необходимо привлечь дополнительное условие. В [2] и [4] таким условием служило предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Следовательно, здесь населенности нижних уровней вычислялись по формуле Больцмана, а затем из уравнения (1) определялась функция источников. Однако такой путь нахождения  $S_\nu$  ( $\tau_\nu$ ) является недостаточным обоснованным. Действительно, нет никаких оснований считать, что один из двух возбужденных уровней, между которыми возникает линия, населен согласно условию ЛТР, а населенность другого этому условию не удовлетворяет. Иначе говоря, если предположение о ЛТР использовано для нижнего уровня линии, то оно должно быть использовано и для верхнего уровня. Но тогда функция источников совпадает с функцией Планка, и необходимость в решении уравнения (1) отпадает. Таким образом, при условии ЛТР для линий, не являющихся резонансными,

$$S_\nu(\tau_\nu) = B_\nu [T(\tau_\nu)].$$

Возможность более точного определения населенностей уровней связана с заменой предположения о ЛТР условием статистического равновесия. Однако в случае таких сложных атомов, как атомы Fe и Ba, на этом пути все еще приходится сталкиваться с большими трудностями. Поэтому в наших расчетах, как и в расчетах [2] и [4], населенности нижних уровней вычислялись при предположении о ЛТР. При этом, следуя высказанным выше соображениям, функция источников для резонансной линии  $\lambda 4554$  Ba II находилась из уравнения (1), а для остальных приведенных в табл. 1 линий полагалось  $S_\nu = B_\nu$ .

Таким образом, для всех линий, кроме  $\lambda 4554$ , значения  $S_\nu$  находились иным путем, чем в работах [2] и [4]. Данные последних, как будет показано ниже, часто не совпадают с вновь полученными результатами. Возникает вопрос, не является ли причиной этого расхождения различие в способах определения  $S_\nu$ . Чтобы ответить на него, для всех пяти линий из табл. 1, у которых  $\chi_1 \neq 0$ , значения  $S_\nu$  были найдены не только из равенства  $S_\nu = B_\nu$ , но и с помощью уравнения (1). Последнее решалось для двух точек контура каждой линии, соответствующих расстояниям от центра  $\Delta\lambda = 0$  и  $0,05$  Å. Заметим, что ответ на поставленный выше вопрос оказался отрицательным (см. ниже).

Как уже указывалось, уравнение (1) в [2] и [4] решалось при условиях  $\gamma = 0$  и  $\sigma = 0$ . Первое из них означает, что не учитываются процессы, приводящие к уходу квантов из линии. Точный учет величины  $\gamma$  весьма сложен, но грубая оценка может быть получена с помощью приближенного соотношения  $\gamma \approx e^{-\chi_{2,\infty}/kT}$ , где  $\chi_{2,\infty}$  — энергия ионизации с верхнего уровня (см. [20]). Чтобы исследовать влияние  $\gamma$  на результаты вычислений, для всех линий из табл. 1 при  $\Delta\lambda = 0$  решение уравнения (1) было найдено как при  $\gamma = 0$ , так и при  $\gamma = e^{-\chi_{2,\infty}/kT}$ . Оказалось, что изменения в значениях  $S_\nu$  столь малы, что разница в высотах образования не превышает

1 км. Поэтому действительно можно считать, что  $\gamma = 0$ . Что касается второго условия ( $\varepsilon = 0$ ), то оно в наших расчетах не было выполнено, так как за счет рассеяния на свободных электронах и релеевского рассеяния на атомах водорода  $\varepsilon \neq 0$ . Однако, как показали вычисления, учет  $\varepsilon$  слабо влияет на величину  $S_\nu$ .

Из сказанного выше ясно, что уравнение (1) пришлось решать фактически для всех линий, представленных в табл. 1, хотя лишь для одной из них ( $\lambda 4554$ ) оно дает функцию источников. В связи с многократностью применения этого уравнения (для нескольких линий и нескольких значений  $\Delta\lambda$  и  $\gamma$ ) существенную роль играл выбор метода его решения. Классический метод последовательных приближений, использованный в [2] и [4], обладает медленной сходимостью и требует большого числа итераций (обычно не менее нескольких десятков) и продолжительного времени счета на ЭВМ. Гораздо более быструю сходимость имеет предложенный недавно метод итерационно-вариационного типа [21], который и был применен для численного решения уравнения (1). Практически для всех рассмотренных линий и всех  $\Delta\lambda$  потребовалось только три приближения или меньше, чтобы найти  $S_\nu$  с 3–4 верными знаками. Тем самым подтвержден сделанный ранее вывод (см. [21]), что каждое последующее приближение примерно на порядок повышает точность определения  $S_\nu$ , т. е. добавляет еще один верный знак к уже найденным.

Для резонансной линии  $\lambda 4554$  при  $\Delta\lambda = 0$  достижение той же точности потребовало четырех приближений. Последний случай интересен тем, что здесь обнаружилось особенно сильное отличие функции  $S_\nu$  от начального приближения  $B_\nu$ . Например, при  $\tau_\nu = 0,1$  величина  $S_\nu$  оказалась примерно в 25 раз, а при  $\tau_\nu = 1$  — в 5 раз меньше, чем  $B_\nu$ . И хотя это намного превосходит соответствующие значения для других линий, число приближений увеличилось лишь на единицу. Отсюда следует, что сходимость использованного метода слабо зависит от начального приближения. Интересно также отметить, что для линии  $\lambda 4554$  при  $\Delta\lambda = 0$  величина  $\lambda_\nu(\tau_\nu)$  в уравнении (1) очень мало отличается от единицы ( $0,99990 \leq \lambda_\nu \leq 0,99997$  при  $0,05 \leq \tau_\nu \leq 4,80$ ). Как известно, классический метод последовательных приближений при  $\lambda_\nu \approx 1$  имеет особенно медленную сходимость. На примере линии  $\lambda 4554$  видно, что сходимость итерационно-вариационного метода [21], наоборот, не зависит от конкретного вида функции  $\lambda_\nu(\tau_\nu)$ .

## 2. Эффективная глубина образования линий

В настоящее время в литературе имеется несколько определений эффективной глубины образования линии поглощения, принадлежащих разным авторам. В частности, Буславский [2] применил следующее определение:

$$\int_0^{\tau_{\nu f}} S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu = \int_{\tau_{\nu f}}^{\infty} S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (3)$$

где  $\tau_{\nu f}$  — эффективная оптическая глубина образования линии, точнее, того участка контура, которому соответствует частота  $\nu$ . Необходимо сделать два замечания по поводу соотношения (3). Во-первых, оно справедливо только для центра солнечного диска. В более общем случае, когда излучение выходит на угловом расстоянии  $\theta$  от центра диска, необходимо заменить подынтегральные выражения в (3) на  $S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu \cos^2 \theta}$ . Во-вторых, равенство (3) можно рассматривать как определение эффективной глубины образования всякого излучения вообще, а не только линии поглощения. Физический смысл этого равенства заключается в том, что атмосферные слои, лежащие выше глубины  $\tau_{\nu f}$ , излучают ровно половину выходящей из атмосферы интенсивности  $I_\nu$ ; другую половину  $I_\nu$  излучают слои, лежащие ниже  $\tau_{\nu f}$ . Это утверждение следует из того факта,

Т а б л и ц а 3

| Линия | $\Delta\lambda, \text{ \AA}$ | Глубина образования |                         |                   | Линия | $\Delta\lambda, \text{ \AA}$ | Глубина образования     |                       |                   |
|-------|------------------------------|---------------------|-------------------------|-------------------|-------|------------------------------|-------------------------|-----------------------|-------------------|
|       |                              | $\tau_{\nu f}$      | $\tau_{5000}$           | $h_f, \text{ км}$ |       |                              | $\tau_{\nu f}$          | $\tau_{5000}$         | $h_f, \text{ км}$ |
| 4554  | 0                            | 1,273               | $0,621 \cdot 10^{-4}$   | 589               | 5302  | 0                            | 0,770                   | $0,360 \cdot 10^{-3}$ | 480               |
|       | 0,025                        | 1,271               | $0,724 \cdot 10^{-3}$   | 439               |       | (1,262)                      | $(0,607 \cdot 10^{-3})$ | (449)                 |                   |
|       | 0,050                        | 1,423               | 1,047                   | -2                |       | 0,025                        | 0,849                   | $0,106 \cdot 10^{-2}$ | 417               |
|       | 0,075                        | 1,370               | 1,486                   | -15               |       | 0,050                        | 1,004                   | $0,317 \cdot 10^{-1}$ | 212               |
|       | 0,100                        | 1,370               | 1,486                   | -15               |       | (1,215)                      | $(0,408 \cdot 10^{-1})$ | (197)                 |                   |
|       | 0,125                        | 1,370               | 1,486                   | -15               |       | 0,075                        | 1,264                   | 1,016                 | -1                |
|       |                              |                     |                         |                   |       | 0,100                        | 1,248                   | 1,183                 | -7                |
| 4808  | 0                            | 1,357               | 0,167                   | 105               | 6103  | 0,125                        | 1,248                   | 1,184                 | -7                |
|       |                              | (1,320)             | (0,159)                 | (108)             |       |                              |                         |                       |                   |
|       | 0,025                        | 1,458               | 0,618                   | 24                |       | 0                            | 0,844                   | $0,176 \cdot 10^{-2}$ | 387               |
|       | 0,050                        | 1,335               | 1,293                   | -10               |       | (1,252)                      | $(0,282 \cdot 10^{-2})$ | (359)                 |                   |
|       |                              | (1,330)             | (1,288)                 | (-10)             |       | 0,025                        | 0,858                   | $0,340 \cdot 10^{-2}$ | 348               |
|       | 0,075                        | 1,323               | 1,355                   | -12               |       | 0,050                        | 0,951                   | $0,272 \cdot 10^{-1}$ | 222               |
|       |                              |                     |                         |                   |       | (1,199)                      | $(0,368 \cdot 10^{-1})$ | (203)                 |                   |
| 5250  | 0                            | 0,938               | $0,311 \cdot 10^{-2}$   | 353               | 6302  | 0                            | 0,860                   | $0,548 \cdot 10^{-2}$ | 320               |
|       |                              | (1,252)             | $(0,490 \cdot 10^{-2})$ | (327)             |       | (1,224)                      | $(0,862 \cdot 10^{-2})$ | (292)                 |                   |
|       | 0,025                        | 1,177               | $0,209 \cdot 10^{-1}$   | 239               |       | 0,025                        | 0,887                   | $0,123 \cdot 10^{-1}$ | 271               |
|       | 0,050                        | 1,376               | 1,000                   | 0                 |       | 0,050                        | 1,100                   | 0,147                 | 113               |
|       |                              | (1,342)             | (0,969)                 | (2)               |       | (1,189)                      | (0,164)                 | (106)                 |                   |
|       | 0,075                        | 1,262               | 1,202                   | -7                |       | 0,075                        | 1,149                   | 0,812                 | 10                |
|       | 0,100                        | 1,256               | 1,203                   | -7                |       | 0,100                        | 1,140                   | 0,940                 | 3                 |
|       | 0,125                        | 1,256               | 1,203                   | -7                |       | 0,125                        | 1,140                   | 0,943                 | 3                 |
|       |                              |                     |                         |                   |       | 0,150                        | 1,140                   | 0,943                 | 3                 |

что каждый из интегралов в (3) равен  $1/2 I_{\nu}$ . Ниже обсуждаются результаты вычислений величины  $\tau_{\nu f}$  для линий поглощения, представленных в табл. 4.

Расчеты были выполнены для участков контура, удаленных от центра линии на расстояния от  $\Delta\lambda = 0$  до  $\Delta\lambda = 0,150 \text{ \AA}$  с шагом  $0,025 \text{ \AA}$ . Результаты приведены в табл. 3. Для каждой точки контура каждой линии здесь указаны эффективная глубина образования  $\tau_{\nu f}$ , соответствующая ей оптическая глубина  $\tau_{5000}$  для длины волны  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  и геометрическая высота образования линии  $h_f$ . Последняя находится из модели солнечной атмосферы [14], где задана связь между оптической глубиной  $\tau_{5000}$  и высотой  $h$ . При этом уровне  $\tau_{5000} = 1$  соответствует геометрическая высота  $h = 0$ .

Как уже отмечалось, для всех линий, кроме резонансной линии  $\lambda 4554$ , функция источников находилась из равенства  $S_{\nu} = B_{\nu}$ . Однако при  $\Delta\lambda = 0$  и  $\Delta\lambda = 0,050 \text{ \AA}$  значения  $S_{\nu}$  были найдены также с помощью уравнения (1). Полученные отсюда величины  $\tau_{\nu f}$ ,  $\tau_{5000}$  и  $h_f$  в табл. 3 указаны в скобках.

Остановимся на некоторых выводах, вытекающих из рассмотрения табл. 3. Как и следовало ожидать, геометрическая высота образования  $h_f$  сильно зависит от  $\Delta\lambda$ , что является отражением сильной зависимости от частоты коэффициента поглощения в линии. Значения  $h_f$  в центре линии и в крыльях могут отличаться на несколько сотен километров. Наиболее высоко в атмосфере образуется центральная часть линии, а при

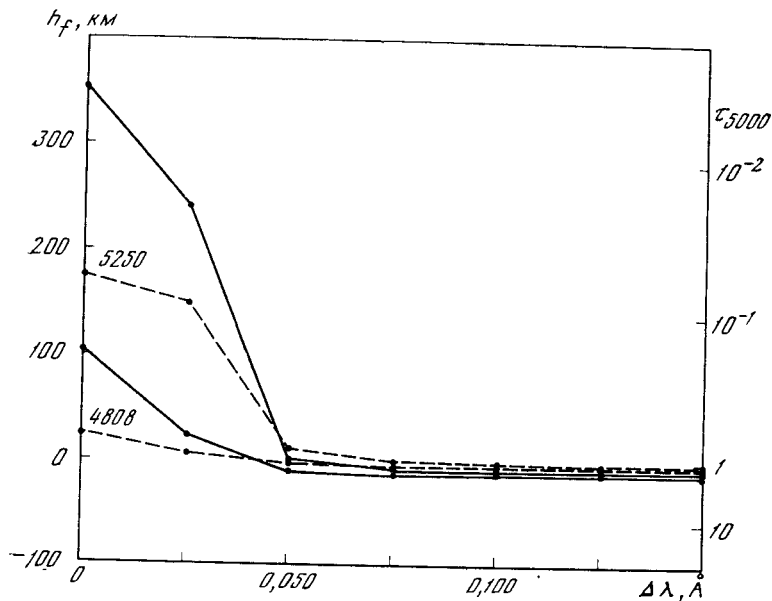


Рис. 1. Зависимость высоты образования  $h_f$  от  $\Delta\lambda$  для линий  $\lambda 4808$  и  $\lambda 5250$  Fe I. Сплошная линия — данные табл. 3, штриховая линия — результаты В. Г. Буславского [2]

переходе к крыльям  $h_f$  быстро уменьшается. Начиная примерно с  $\Delta\lambda = 0,075 \div 0,100$  Å, коэффициент поглощения  $l_\nu$  в данных линиях становится таким малым, что высота образования практически совпадает с высотой образования непрерывного спектра. Отметим, что последняя слабо зависит от длины волны (см. табл. 3). Если рассмотреть разные линии при одних и тех же значениях  $\Delta\lambda$ , то здесь различие в величинах  $h_f$  также может достигать нескольких сотен километров.

Для всех линий и всех значений  $\Delta\lambda$  эффективная глубина образования  $\tau_{\nu f}$  оказалась близкой к единице. Если положить  $\tau_{\nu f} = 1$ , то ошибка в высоте образования  $h_f$  не превысит нескольких десятков километров. Таким образом, с точностью до нескольких десятков километров высоту  $h_f$  можно найти из условия  $\tau_{\nu f} = 1$ . Интересно отметить, что если пользоваться определениями эффективной глубины образования линии, принадлежащими разным авторам, то получается примерно такой же разброс в значениях  $h_f$ . По-видимому, когда анализируется большое число линий, для нахождения  $\tau_{\nu f}$  нет необходимости применять соотношение (3), достаточно положить  $\tau_{\nu f} = 1$  и отсюда найти высоту образования  $h_f$ .

Как уже указывалось, для пяти из шести рассмотренных линий (кроме  $\lambda 6302$ ) расчеты эффективных глубин образования ранее выполнил Буславский [2]. Его результаты вместе с вновь полученными представлены на рис. 1—4. Отметим, что в утрехтской модели солнечной атмосферы [3], использованной Буславским, отсчет высот начинается от того же уровня  $\tau_{5000} = 1$ , что и в гарвард-смитсоновской [14].

Из рис. 1—4 видно, что в отдельных случаях разница между найденными значениями  $h_f$  и результатами Буславского достигает нескольких сотен километров. С помощью данных табл. 3 (см. числа в скобках) можно убедиться, что такое расхождение нельзя объяснить различным подходом к вычислению  $S_\nu$ , так как при  $\chi_1 \neq 0$  последний меняет величину  $h_f$  не более, чем на 31 км. Кроме того, наибольшее расхождение получилось как раз для той линии ( $\lambda 4554$ , рис. 4), для которой этот подход в обеих работах был одинаков. Таким образом, причину полученного несоответствия нужно искать в изменении исходных данных, т. е.: 1) модели солнечной атмосферы, 2) принятого химического состава и 3) значений сил ос-

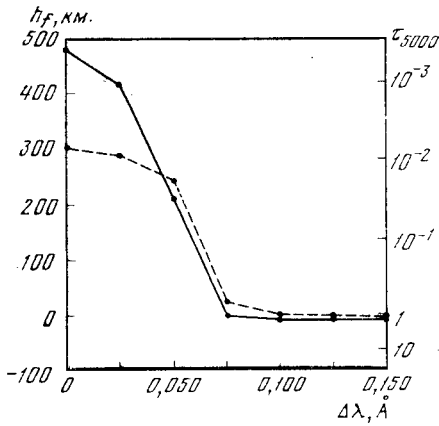


Рис. 2. Зависимость  $h_f$  от  $\Delta\lambda$  для линии  $\lambda 5302$  Fe I  
Обозначения те же, что и на рис. 1

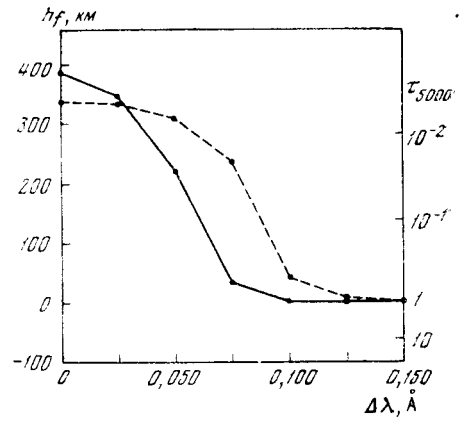


Рис. 3. Зависимость  $h_f$  от  $\Delta\lambda$  для линии  $\lambda 6103$  Ca I

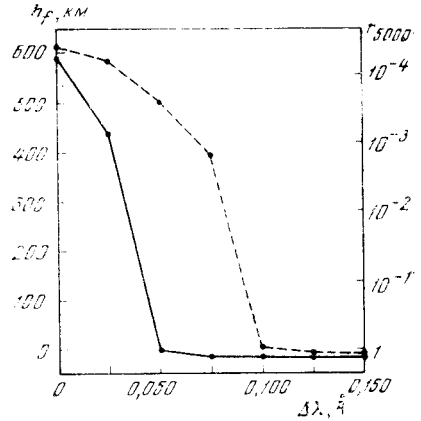


Рис. 4. Зависимость  $h_f$  от  $\Delta\lambda$  для линии  $\lambda 4554$  Ba II

цилляторов. Ниже анализируется влияние этих факторов на высоту образования линии  $h_f$ .

Мы установили, что с точностью до нескольких десятков километров величина  $h_f$  совпадает с высотой залегания уровня  $\tau_v = 1$ . Последняя же полностью определяется непрозрачностью атмосферы в частоте  $\nu$ . В ядрах рассмотренных линий  $l_\nu \gg \kappa + \sigma$ , поэтому поглощением в непрерывном спектре можно пренебречь; тогда непрозрачность атмосферы зависит только от коэффициента поглощения в линии  $l_\nu$ . В свою очередь, величина  $l_\nu$  зависит от распределения температуры и давления в модели атмосферы; кроме того, она пропорциональна силе осциллятора  $f$  и содержанию соответствующего элемента  $\epsilon$ . Следовательно, изменения в модели атмосферы, а также в значениях  $f$  и  $\epsilon$  через коэффициент поглощения  $l_\nu$  могут сильно влиять на высоту образования центральных частей линий.

Рассмотрим сначала три линии, принадлежащие Fe I (рис. 1 и 2). Напомним, что содержание железа в атмосфере Солнца  $\epsilon_{Fe}$  оказалось на порядок выше той величины, которую использовал Буславский (см. табл. 2). Далее, силы осцилляторов  $f$  для этих линий пришлось уменьшить в 3—5 раз по сравнению с прежними значениями. Таким образом, только за счет изменений в  $\epsilon_{Fe}$  и  $f$  коэффициент поглощения  $l_\nu$  в центре линий  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 5302$  в наших расчетах возрос в 2—3 раза. Оценки показывают, что на тех высотах, где формируются рассматриваемые линии, температура и давление в утрехтской и гарвард-смитсоновской моделях солнечной атмосферы отличаются незначительно и не могут приводить к заметному изменению  $l_\nu$ . Некоторое влияние на  $l_\nu$  оказывает разница в принятых значениях скорости микротурбулентности  $v_t$ . В вычислениях Буславского использовалась приведенная в утрехтской модели зависимость  $v_t$  от  $h$ . В гарвард-смитсоновской модели данные о  $v_t$  отсутствуют, поэтому для всех высот было принято  $v_t = 1$  км/сек. Различия в значе-

ниях  $v_t$  сказываются при  $h \gtrsim 200$  км. За счет этих различий коэффициент поглощения в центре линии  $\lambda 5250$  увеличивается примерно в 1,5 раза, а в центре линии  $\lambda 5302$  — в 2 раза. Это еще больше усиливает расхождение между новыми значениями  $l_\nu$  и значениями Буславского.

Таким образом, в наших расчетах непрозрачность атмосферы в центре линий  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 5302$  оказалась в несколько раз выше, чем в вычислениях Буславского. Причиной этого явилось изменение величин  $\epsilon_{Fe}$ ,  $f$  и в меньшей мере  $v_t$ . Но чем больше непрозрачность атмосферы в частоте  $\nu$ , тем выше залегает уровень  $\tau_\nu = 1$ . Отсюда следует, что геометрическая высота образования  $h_f$ , которая, как указывалось, примерно соответствует уровню  $\tau_\nu = 1$ , в наших расчетах должна быть больше, чем в расчетах Буславского. И действительно, как видно из рис. 1 и 2, новые значения  $h_f$  для центра линий  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 5302$  оказались приблизительно на 100—200 км выше значений Буславского.

При увеличении  $\Delta\lambda$  коэффициент поглощения в линии  $l_\nu$  уменьшается, и постепенно доминирующую роль в непрозрачности атмосферы начинает играть поглощение в непрерывном спектре. Вместе с уменьшением  $l_\nu$  понижается и влияние величин  $\epsilon$ ,  $f$  и  $v_t$  на высоту образования  $h_f$ . Поэтому при удалении от центра линий  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 5302$  расхождение между нашими значениями  $h_f$  и значениями Буславского уменьшается (см. рис. 1 и 2).

Для достаточно больших  $\Delta\lambda$  величина  $l_\nu$  становится такой малой, что положение уровня  $\tau_\nu = 1$  определяется только поглощением в непрерывном спектре. При таких значениях  $\Delta\lambda$  высота образования линии  $h_f$  совпадает с высотой образования непрерывного спектра. Как видно из рис. 1 и 2 и табл. 3, для линий  $\lambda 4808$  и  $\lambda 5250$  этот момент наступает приблизительно при  $\Delta\lambda = 0,075 \text{ \AA}$ , а для линии  $\lambda 5302$  — при  $\Delta\lambda = 0,100 \text{ \AA}$ . Дальнейшее увеличение  $\Delta\lambda$  уже не меняет значений  $h_f$ . Разница в высотах образования непрерывного спектра в наших расчетах и в вычислениях Буславского для всех рассмотренных длин волн не превышает 8 км (см. рис. 1—4) и может быть объяснена небольшими различиями в примененных моделях солнечной атмосферы.

Перейдем теперь к линии  $\lambda 6103 \text{ Ca I}$  (рис. 3). Оценив влияние изменений в значениях  $\epsilon_{Ca}$ ,  $f$  и  $v_t$ , приходим к выводу, что непрозрачность атмосферы в центре линии у нас примерно в 1,5 раза больше, чем у Буславского. Это означает, что уровень  $\tau_\nu = 1$  (а значит, и высота образования  $h_f$ ) в наших расчетах должен лежать выше. Действительно, как видно из рис. 3, новое значение  $h_f$  для ядра линии  $\lambda 6103$  на 50 км больше значения Буславского. Отметим, что расхождение в коэффициенте поглощения  $l_\nu$  здесь оказалось не таким существенным, как для трех линий Fe I. Поэтому и расхождение в величине  $h_f$  получилось менее заметным (50 км вместо 100—200 км).

Интересная картина наблюдается при удалении от центра линии (см. рис. 3). Величина  $h_f$  у Буславского убывает с ростом  $\Delta\lambda$  значительно медленнее; в результате, например, при  $\Delta\lambda = 0,075 \text{ \AA}$  найденная им высота  $h_f = 238$  км оказалась на 204 км больше нашего значения. Главной причиной такого различия является несоответствие в принятой скорости микротурбулентности  $v_t$ . Действительно, в утрехтской модели солнечной атмосферы на высоте  $h = 238$  км скорость микротурбулентности  $v_t = 2,65 \text{ км/сек}$ , в то время как в наших вычислениях  $v_t = 1 \text{ км/сек}$ . За счет различия в величине  $v_t$  коэффициент поглощения  $l_\nu$  при  $\Delta\lambda = 0,075 \text{ \AA}$  у нас примерно в 12 раз меньше, чем у Буславского. Это расхождение несколько уменьшается за счет изменения параметров  $\epsilon_{Ca}$  и  $f$ . Кроме того, на таком расстоянии от центра линии непрозрачность атмосферы определяется уже не только коэффициентом  $l_\nu$ , так как поглощение в непрерывном спектре становится сравнимым с поглощением в линии. Тем не менее, в наших расчетах при  $\Delta\lambda = 0,075 \text{ \AA}$  непрозрачность атмосферы на высоте  $h = 238$  км, где по Буславскому формируется данный участок контура,



оказалась почти на порядок меньше. Так как атмосфера стала прозрачнее, то и уровень  $\tau_v = 1$  залегает в ней глубже. Этим и объясняется расхождение в значениях  $h_f$  при  $\Delta\lambda = 0,075 \text{ \AA}$ .

Таким образом, влияние различий в скорости микротурбулентности для  $\lambda 6103$  оказалось наиболее существенным не в центре линии, а на некотором расстоянии от него. Аналогичный результат получился и для  $\lambda 4554$  (рис. 4). Необходимо отметить, что последние определения зависимости  $v_t$  от  $h$  (см., например, [22]) приводят к выводу, что использованная Буславским величина  $v_t = 2,65 \text{ км/сек}$  при  $h = 238 \text{ км}$  является завышенной, в то время как значение  $v_t = 1 \text{ км/сек}$  в среднем лучше согласуется с наблюдениями.

Из рис. 4 видно, что высота образования ядра линии  $\lambda 4554$  Вa II, полученная нами, практически совпадает со значением Буславского ( $h_f \approx 600 \text{ км}$ ). В отличие от других линий уверенное объяснение этого результата затруднительно, так как неизвестна величина  $f$ , которую использовал здесь Буславский. К сожалению, в своей статье он не привел примененных им значений  $f$ , а ограничился лишь общей для всех линий ссылкой на литературные источники. В последних, в частности, содержатся два значения силы осциллятора для линии  $\lambda 4554$  ( $gf = 1,10$  [23] и  $gf = 0,28$  [24]), отличающиеся одно от другого примерно в 4 раза. Только в том случае, если в расчетах Буславского  $gf = 1,10$  [23], изменения в параметрах  $f$ ,  $\epsilon_{\text{Ba}}$  и  $v_t$  в совокупности почти не влияют на коэффициент поглощения в линии и высота залегания уровня  $\tau_v = 1$  почти не меняется. Отметим, что в области формирования центра  $\lambda 4554$  различия в температуре и давлении между утрехтской и гарвард-смитсоновской моделями оказались больше, чем в области формирования других линий. Однако совместное действие этих различий на величину  $l_v$  невелико, так как разница в температуре компенсируется разницей в давлении.

Как и для  $\lambda 6103$ , при удалении от центра линии  $\lambda 4554$  высота образования  $h_f$  у Буславского спадает медленнее, чем в наших вычислениях (см. рис. 4). И снова причина этого — различие в принятой скорости микротурбулентности  $v_t$  (различия в  $\epsilon_{\text{Ba}}$  и  $f$  здесь гораздо менее существенны). В утрехтской модели она растет в сторону внешних слоев и на высотах 500—600 км, где образуются центральные части линии  $\lambda 4554$ , составляет около 4 км/сек. В результате получается еще более сильное расхождение в величине  $l_v$ , чем в случае  $\lambda 6103$ . Так как атмосфера у нас оказалась во много раз прозрачнее, то уровень  $\tau_v = 1$ , около которого формируется излучение, залегает гораздо глубже, чем у Буславского (на 500 км при  $\Delta\lambda = 0,050 \text{ \AA}$  и на 400 км при  $\Delta\lambda = 0,075 \text{ \AA}$ ). На этом примере хорошо видно, к каким ошибкам при вычислении эффективной высоты образования  $h_f$  может привести недостаточно точное знание скорости микротурбулентности.

Отметим, что как и для линии  $\lambda 6103$ , принятая здесь Буславским величина  $v_t = 4 \text{ км/сек}$  оказалась завышенной (см. [22]). Что касается значения  $v_t = 1 \text{ км/сек}$ , использованного нами, то при  $h = 500 \div 600 \text{ км}$  его, возможно, придется увеличить до 1,5—2,0 км/сек. Тогда полученные высоты образования  $h_f$  при  $\Delta\lambda = 0,025 \div 0,075 \text{ \AA}$  несколько возрастут, уменьшив тем самым расхождение с результатами Буславского.

Итак, сравнение вновь полученных и найденных ранее Буславским значений  $\tau_{\nu f}$  и  $h_f$  показало следующее. Выяснилось, что различия в распределении температуры и давления, к которым приводит замена утрехтской модели солнечной атмосферы гарвард-смитсоновской, сравнительно мало влияют на эффективную высоту образования рассмотренных линий. Гораздо более существенным оказалось влияние сил осцилляторов  $f$ , содержания соответствующих элементов  $\epsilon$  и скорости микротурбулентности  $v_t$ . Недостаточно точные значения  $f$ ,  $\epsilon$  и  $v_t$  через коэффициент поглощения в линии могут приводить к ошибкам порядка нескольких сотен километров в величине  $h_f$ .

### 3. Функция вклада

Интенсивность всякого излучения  $I_\nu$ , выходящего из атмосферы в частоте  $\nu$ , формируется не на какой-то строго заданной высоте  $h_j$ , а в протяженном слое, каждый уровень которого вносит свой вклад в  $I_\nu$ . Например, половина интенсивности  $I_\nu$  в центральных частях линий, рассмотренных Буславским, выходит из слоя шириной около 100 км (см. [2]). Именно это обстоятельство — протяженность области формирования — имеют в виду, когда оптическую глубину образования линии  $\tau_{\nu f}$  или соответствующую высоту образования  $h_f$  называют «средней» или «эффективной». Из сказанного ясно, что величина  $\tau_{\nu f}$  (или  $h_f$ ) лишь в среднем характеризует тот слой, где формируется выходящее наружу излучение. Она не может дать полного представления о вкладе тех или иных глубин в интенсивность  $I_\nu$ , каким бы определением  $\tau_{\nu f}$  мы не пользовались. Это представление может быть получено только с помощью функции вклада.

Как и для эффективной глубины образования  $\tau_{\nu f}$ , для функции вклада существует несколько определений, принадлежащих разным авторам. К сожалению, не всегда таким определениям стремятся придать четкий физический смысл; обычно просто полагают, что эта функция равна записанному в том или ином виде подынтегральному выражению в формуле для интенсивности выходящего излучения. Очевидно, что при введении определения функции вклада необходимо исходить из той цели, для которой эта функция предназначена, а именно: количественное описание вклада каждого уровня глубины в  $I_\nu$ . При этом должно сравниваться излучение от равных объемов за равные промежутки времени. Ниже приводится определение функции вклада, отвечающее этим требованиям.

Пусть  $\epsilon_\nu(\tau_\nu)$  и  $\alpha_\nu(\tau_\nu)$  — соответственно коэффициент излучения и коэффициент поглощения в частоте  $\nu$  на оптической глубине  $\tau_\nu$  (в случае линии  $\alpha_\nu = l_\nu + \kappa + \sigma$ ). Напомним, что величина  $\epsilon_\nu(\tau_\nu)$  есть энергия, излучаемая единичным объемом, находящимся на глубине  $\tau_\nu$ , за единицу времени в единице телесного угла и в единичном интервале частот. От этого единичного объема выходит за пределы атмосферы по нормали к поверхности энергия  $e^{-\tau_\nu} \epsilon_\nu(\tau_\nu)$ . Эту величину мы и примем за функцию вклада  $C_\nu(\tau_\nu)$  для центра солнечного диска, т. е.

$$C_\nu(\tau_\nu) = e^{-\tau_\nu} \epsilon_\nu(\tau_\nu). \quad (4)$$

Таким образом, функция вклада  $C_\nu(\tau_\nu)$  определяется как энергия, которая выходит из атмосферы за единицу времени в единице телесного угла и в единичном интервале частот от единичного объема, расположенного на глубине  $\tau_\nu$ .

По определению функция источников  $S_\nu = \epsilon_\nu/\alpha_\nu$ ; отсюда

$$C_\nu(\tau_\nu) = e^{-\tau_\nu} S_\nu(\tau_\nu) \alpha_\nu(\tau_\nu). \quad (5)$$

Интенсивность излучения, выходящего из солнечной атмосферы в центре диска, определяется из равенства

$$I_\nu = \int_0^\infty e^{-\tau_\nu} S_\nu(\tau_\nu) d\tau_\nu$$

или

$$I_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\tau_\nu(h)} S_\nu(h) \alpha_\nu(h) dh. \quad (6)$$

Подставляя сюда (5), получаем

$$I_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} C_\nu(h) dh, \quad (7)$$

т. е. интенсивность  $I_v$  находится простым интегрированием функции вклада по высоте. Нетрудно связать  $C_v(h)$  и с эффективной высотой образования  $h_f$ . Для этого достаточно перейти в формуле (3) от интегрирования по  $\tau_v$  к интегрированию по  $h$  и затем воспользоваться соотношением (5); в результате получаем

$$\int_{-\infty}^{h_f} C_v(h) dh = \int_{h_f}^{+\infty} C_v(h) dh. \quad (8)$$

Если излучение выходит из атмосферы на угловом расстоянии  $\theta$  от центра диска, тогда вместо (5) для функции вклада получаем следующее выражение:

$$C_v(\tau_v) = e^{-\tau_v/\cos\theta} S_v(\tau_v) \frac{\alpha_v(\tau_v)}{\cos\theta}. \quad (9)$$

При этом равенства (7) и (8) остаются в силе. Необходимо подчеркнуть, что (5) и (9) можно рассматривать как определение функции вклада для любого излучения, в том числе и для линии поглощения.

Рассмотренное здесь определение функции  $C_v(\tau_v)$  не является новым. Фактически те же соотношения (5) и (9), записанные в несколько измененном виде, применили недавно в своих расчетах Лайтс [22] и Канфилд и Мельтреттер [25]. Эти авторы предложили использовать в качестве функции вклада подынтегральную функцию в выражении вида (6) для интенсивности излучения. Как видно из приведенных выше рассуждений, их определение оказалось удачным в том смысле, что оно получается также из простых физических соображений.

Функцию вклада для трех линий из табл. 1 на основе утрехтской модели солнечной атмосферы рассчитал Э. Е. Дубов [4], используя при этом следующее определение:

$$F_4 = \frac{1}{I_0} \frac{\tau_0}{\text{mod}} e^{-\tau_v} S_v \left( \frac{l_v}{\kappa} + 1 \right). \quad (10)$$

Здесь  $F_4$  — функция вклада (в обозначении Дубова),  $\text{mod} = 0,4343$ ,  $I_0$  и  $\tau_0$  — соответственно интенсивность выходящего излучения и оптическая глубина в соседнем участке непрерывного спектра. Величина  $F_4$  с точностью до постоянного множителя  $1/I_0$  равна подынтегральному выражению в такой формуле для  $I_v$ , где переменной интегрирования служит  $\lg \tau_0$ .

Установим связь между  $F_4$  и  $C_v$ . После несложных преобразований из равенства (10) получаем

$$F_4 = \frac{1}{I_0} \frac{1}{\text{mod}} \frac{\tau_0}{\kappa} e^{-\tau_v} S_v \alpha_v.$$

Здесь  $\sigma = 0$ , поэтому полный коэффициент поглощения в линии  $\alpha_v = l_v + \kappa$ . Сравнивая последнее выражение для  $F_4$  с (5), находим

$$F_4 = \frac{1}{I_0} \frac{1}{\text{mod}} \frac{\tau_0}{\kappa} C_v. \quad (11)$$

Множитель  $1/\text{mod} \tau_0/\kappa$  имеет размерность длины. Из соотношения

$$d \lg \tau_0 = - \text{mod} \frac{\kappa}{\tau_0} dh$$

следует, что он равен приращению высоты  $\Delta h$  при  $\Delta \lg \tau_0 = 1$ , т. е.

$$|\Delta h|_{\Delta \lg \tau_0=1} = \frac{1}{\text{mod}} \frac{\tau_0}{\kappa}. \quad (12)$$

Отсюда

$$F_4 = \frac{1}{I_0} |\Delta h|_{\Delta \lg \tau_0=1} C_v. \quad (13)$$

Так как величина  $S_v$  по определению есть энергия, выходящая из единичного объема, то умножение ее на  $|\Delta h|$  даст энергию, излучаемую объемом, имеющим единичное поперечное сечение и высоту  $|\Delta h|$ . Величины  $\tau_0$  и  $\kappa$  в выражении (12) зависят от глубины  $\tau_v$ , поэтому каждому значению  $\tau_v$  соответствует свое значение  $|\Delta h|$ . Следовательно, в случае определения функции вклада с помощью соотношения (10) не выполняется требование о сравнении излучения от равных объемов, так как высота  $|\Delta h|$  излучающего объема меняется с глубиной в атмосфере. Расчеты показывают, что в пределах той области, откуда выходит существенная часть интенсивности  $I_v$  в рассматриваемых линиях, наибольшее и наименьшее значения  $|\Delta h|$  могут различаться в 2 раза. Очевидно, что такое непостоянство излучающего объема может приводить к ошибочной оценке вклада тех или иных глубин в интенсивность выходящего из атмосферы излучения.

Для всех линий, приведенных в табл. 1, была вычислена функция вклада в центре солнечного диска. Результаты вычислений представлены на рис. 5—10, где показана зависимость функции вклада от высоты  $h$ . Значения  $S_v(h)$ , найденные из выражения (5), даны в относительных единицах, причем за единицу принято максимальное для данного  $\Delta\lambda$  значение  $S_v(h)$ . Для сравнения здесь же приведены значения  $F_4(h)$ , рассчитанные по формуле (10) при тех же исходных данных (штриховая линия). Они также даны в относительных единицах. Пунктирная кривая представляет функцию вклада  $S_v(h)$  для излучения в соседнем участке непрерывного спектра.

Из рис. 5—10 видно, что области, в которых формируется выходящее из атмосферы излучение в заданном участке контура, занимают сотни километров по высоте. Эти области могут заметно перекрываться для достаточно близких значений  $\Delta\lambda$ , однако они практически изолированы друг от друга для таких точек контура, которым соответствуют большие различия в непрозрачности атмосферы.

Для линии  $\lambda 4808$  функция вклада приведена только при  $\Delta\lambda = 0$  и  $\Delta\lambda = 0,025 \text{ \AA}$  (рис. 5). При  $\Delta\lambda = 0,050 \text{ \AA}$  значения  $S_v(h)/S_{v,\max}$  оказываются уже весьма близкими к тем, которые получаются для непрерывного спектра (пунктирная кривая). Для  $\lambda 4808$  различие в коэффициентах поглощения в центре линии и в непрерывном спектре не столь значительно, как для других линий; в результате области формирования при всех  $\Delta\lambda$  частично перекрываются. Из рис. 5 видно, что если для функции вклада вместо определения (5) использовать определение (10), тогда относительный вклад отдельных слоев в интенсивность  $I_v$  можно завязать или понизить примерно в 2 раза.

Значения  $F_4$  в центре линии  $\lambda 4808$  рассчитал Э. Е. Дубов [4]. Полученная им кривая имеет максимум при  $h = -2 \text{ км}$ , что примерно на 90 км ниже нашего значения для максимума  $F_4$ . Оказывается, такое расхождение нельзя объяснить различием в способах вычисления функции источников  $S_v$ . Величина  $S_v$  была найдена как из равенства  $S_v = B_v$ , так и из уравнения (1), и в обоих случаях положения максимума функции  $F_4$  совпадают. Поэтому причину расхождения остается искать в различии исходных данных. В предыдущем разделе отмечалось, что решающую роль в локализации того слоя, где формируется тот или иной участок контура линии, играет непрозрачность атмосферы в соответствующей частоте. Последняя определяется заданием модели атмосферы, силы сциллятора и содержания элемента, которому принадлежит линия. За счет этих факторов (в основном за счет  $f$  и  $\epsilon_{Fe}$ ) коэффициент поглощения в центре линии  $\lambda 4808$  у Дубова, как и у Буславского [2], оказался заметно меньше, чем в наших вычислениях. А чем прозрачнее атмосфера, тем глубже залегает слой, из которых выходит наружу излучение. Этим и объясняется отмеченное выше расхождение.

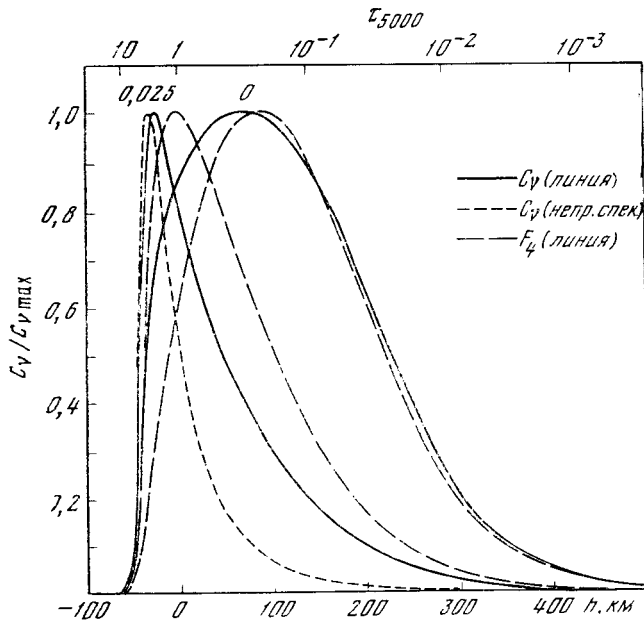


Рис. 5. Функция вклада для линии  $\lambda 4808$  Fe I  
Числа над кривыми относятся к соответствующим значениям  $\Delta\lambda$ .

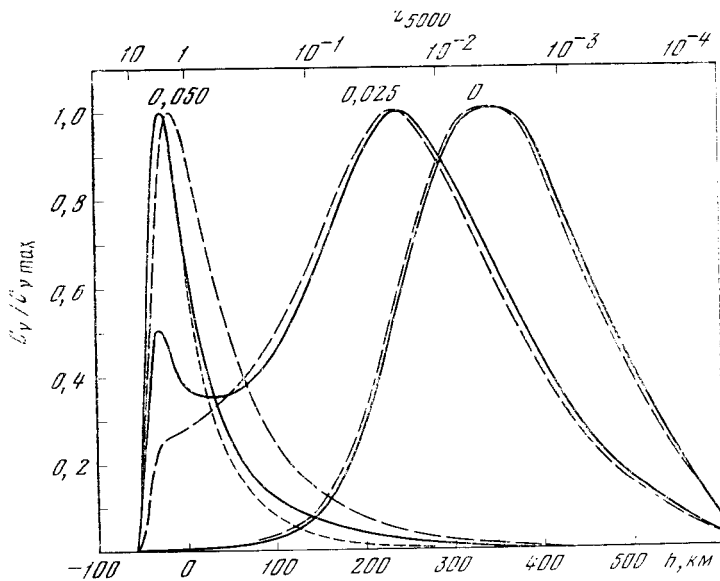


Рис. 6. Функция вклада для линии  $\lambda 5250$  Fe I

Наиболее интересной деталью, полученной для линии  $\lambda 5250$ , является наличие двух максимумов у функции вклада  $C_v(h)$  при  $\Delta\lambda = 0,025 \text{ \AA}$  (рис. 6). Положение второго, меньшего по величине максимума приходится примерно на те высоты, где формируется непрерывный спектр. Дубов, также рассматривавший эту линию, обнаружил отчетливый двойной максимум у  $F_4(h)$  не только при  $\Delta\lambda = 0,025 \text{ \AA}$ , но и при  $\Delta\lambda = 0,050 \text{ \AA}$ . По его мнению, появление двух максимумов возможно в том случае, когда верхние слои атмосферы, в которых формируется выходящее наружу «селек-

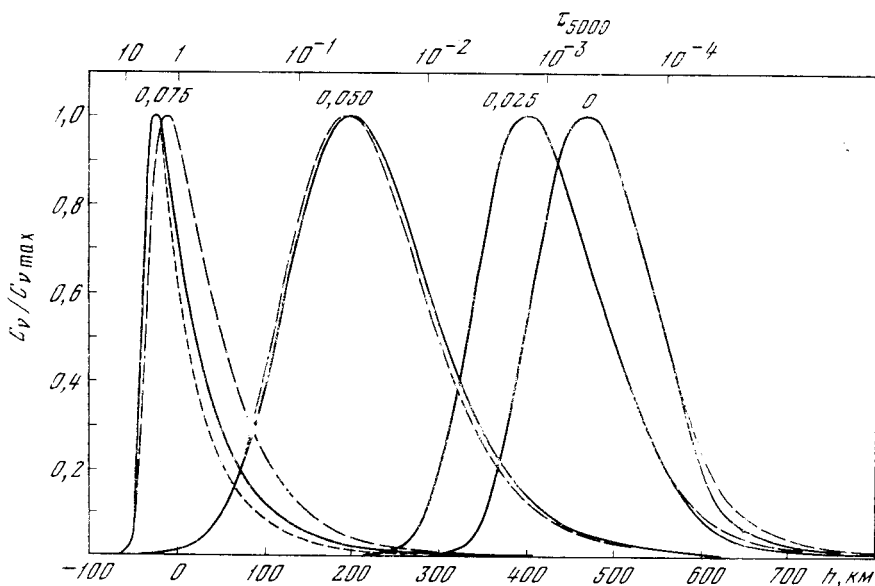


Рис. 7. Функция вклада для линии  $\lambda 5302$  Fe I

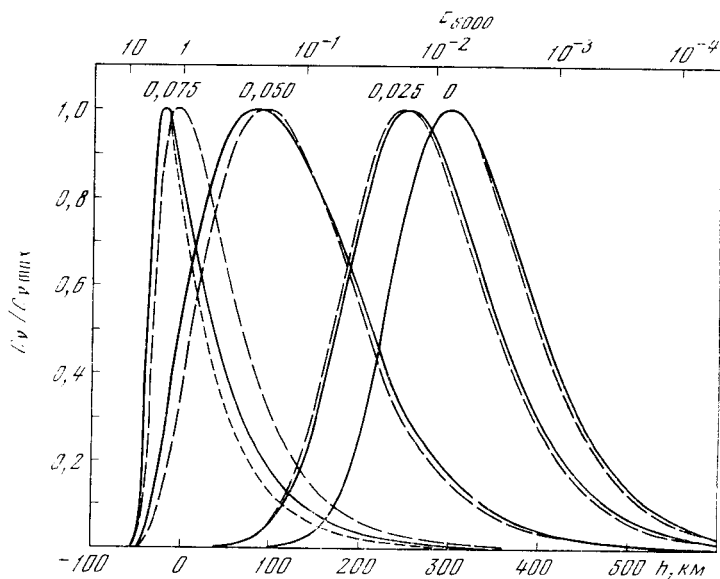


Рис. 8. Функция вклада для линии  $\lambda 6302$  Fe I

тивное» излучение (переходы между уровнями в линии), оказываются достаточно прозрачными для идущего снизу излучения той же частоты в непрерывном спектре. Из наших вычислений следует, что подобные условия возникают, по-видимому, довольно редко. К такому заключению приводит тот факт, что рассмотренный здесь случай ( $\lambda 5250$ ,  $\Delta\lambda = 0,025$  Å), когда функция вклада имеет два максимума, оказался единственным (рис. 5—10). Из рис. 6 видно, что если при тех же исходных данных в качестве функции вклада взять величину  $F_1$ , определяемую соотношением (10), тогда получить второй максимум не удастся, а относительный вклад соответствующего уровня  $h$  оказывается заниженным в 2 раза.

Положение максимума функции  $F_1(h)$ , рассчитанной Дубовым для центра линии  $\lambda 5250$ , оказалось примерно на 150 км ниже, чем в наших вычисле-

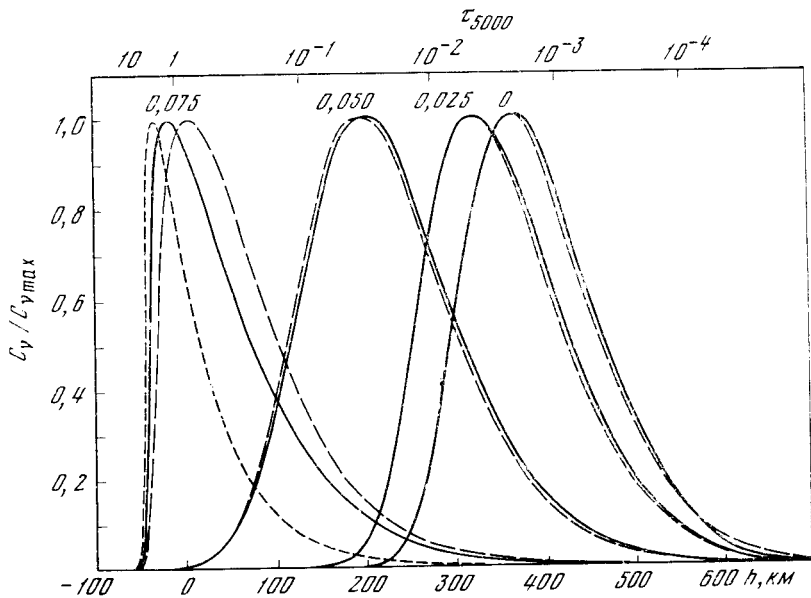


Рис. 9. Функция вклада для линии  $\lambda 6103$  Ca I

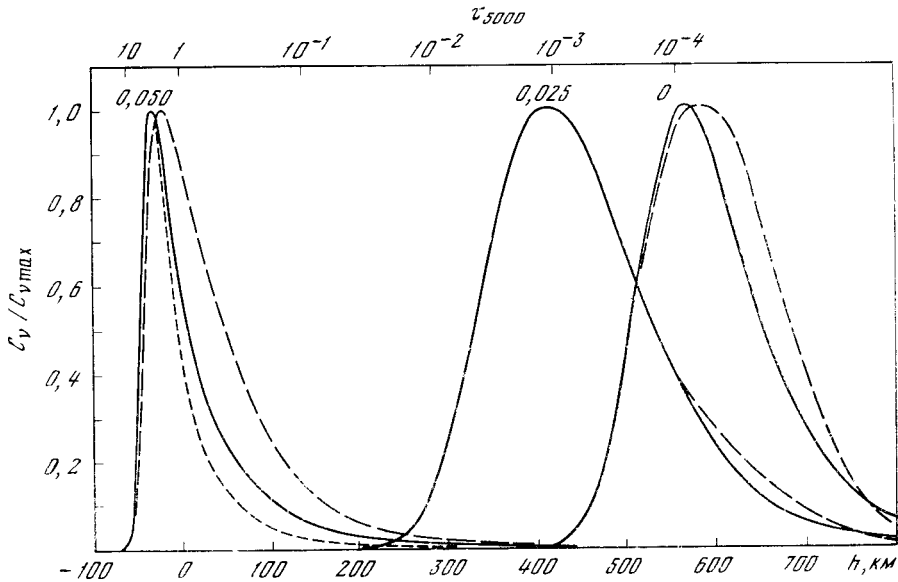


Рис. 10. Функция вклада для линии  $\lambda 4554$  Ba II

ниях. Как и в случае  $\lambda 4808$ , такое расхождение объясняется, главным образом, различиями в принятых значениях  $f$  и  $\epsilon_{Fe}$ , которые привели к тому, что атмосфера в расчетах Дубова оказалась прозрачнее.

Функция вклада для линии  $\lambda 5302$ , согласно Дубову, при  $\Delta\lambda = 0.050 \text{ \AA}$  и  $\Delta\lambda = 0.075 \text{ \AA}$  имеет два максимума. Однако наши вычисления не подтвердили этот результат: и кривые  $C_v(h)$ , и кривые  $F_4(h)$  при всех значениях  $\Delta\lambda$  имеют только по одному максимуму (рис. 7). Установлено, что этот результат не зависит от способа определения  $S_v(\tau_v)$ . Например, если при  $\Delta\lambda = 0.050 \text{ \AA}$  искать  $S_v(\tau_v)$  не из равенства  $S_v = B_v$ , а из уравнения (1), как делал Дубов, то это приведет лишь к сдвигу максимума функции вклада на 15 км в сторону уменьшения  $h$ . Остается предположить, что здесь снова сыграли роль различия в исходных данных. Если сравнить положения максимума кривой  $F_4(h)$  для центра  $\lambda 5302$ , то у Дубова он лежит

на 210 км ниже. Причина заключается в различии использованных значений  $f$ ,  $\varepsilon$  и  $v_i$ .

Других линий из табл. 1 Дубов не рассматривал.

На примере  $\lambda 4808$ ,  $\lambda 5250$  и  $\lambda 5302$  видно, что изменения в силе осциллятора  $f$ , содержания соответствующего элемента  $\varepsilon$  и скорости микротурбулентности  $v_i$  могут оказывать заметное влияние не только на эффективную высоту образования линии  $h_f$ , но и на функцию вклада. Этот результат, впрочем, можно было предвидеть, так как величина  $h_f$  и функция вклада связаны соотношением (8).

### Заключение

Перечислим основные выводы, полученные в результате расчетов эффективных высот образования и функции вклада для различных участков контуров линий, представленных в табл. 1.

1. Высота образования  $h_f$  и функция вклада  $C_v(h)$  сильно зависят от выбора  $\Delta\lambda$ ; в центре линии и в крыльях значения  $h_f$ , а также положения максимума  $C_v(h)$  могут различаться на несколько сотен километров.

2. С точностью до нескольких десятков километров величина  $h_f$  находится из равенства  $\tau_{vj} = 1$ . Последнее может быть использовано при рассмотрении достаточно большого числа линий; в этом случае отпадает необходимость вычисления функции источников  $S_v$ .

3. Решающее значение при определении  $h_f$  и  $C_v(h)$  имеет непрозрачность атмосферы. В центральных частях линий она в сильной мере зависит от величин  $\varepsilon$ ,  $f$  и  $v_i$ . Как показало сравнение с результатами В. Г. Буславского [2] и Э. Е. Дубова [4], недостаточно точное знание  $\varepsilon$ ,  $f$  и  $v_i$  может приводить к ошибкам порядка нескольких сотен километров в высоте образования  $h_f$  и в положении максимума функции вклада.

Расчеты на ЭВМ «Мишк-14», оказавшиеся трудоемкими, были выполнены Т. Г. Буславской. Автор выражает ей искреннюю благодарность.

Октябрь 1974 г.

### Литература

1. S. I. Gorasnyuk, V. A. Kotov, A. B. Severny, T. T. Tsan. Solar Phys. 1973, 31, 307.
2. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 317.
3. J. R. W. Heintze, H. Hubenet, C. de Jager. Bull. Astron. Netherl., 1964, 17, 442.
4. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 180.
5. A. Gallagher. Phys. Rev., 1967, 157, 24.
6. C. H. Corliss, B. Warner. Astrophys. J. Suppl., 1964, 8, 395.
7. C. W. Allen. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1971, 152, 295.
8. M. C. E. Huber, E. F. Tubbs. Astrophys. J., 1972, 177, 847.
9. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles. Atomic transition probabilities, vol. 2. NSRDS-NBS, N 22, 1969.
10. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl., 1960, 5, 1.
11. A. Unsöld. Philos. Trans. Roy. Soc. London A, 1971, 270, 23.
12. M. C. E. Huber, E. F. Tubbs. Astrophys. J., 1973, 186, 1053.
13. D. L. Lambert, B. Warner. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 140, 197.
14. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen, Y. Suny. Solar Phys., 1971, 18, 347.
15. W. J. Karzas, R. Latter. Astrophys. J. Suppl., 1961, 6, 167.
16. O. Gingerich. Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rept., 1964, 167, 17.
17. D. F. Carbon, O. Gingerich. — In: Theory and observation of normal stellar atmospheres. — London, MIT Press, 1969, p. 377.
18. H. W. Drawin, P. Felenbok. Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium. — Paris, Gauthier — Villars, 1965.
19. C. T. Bolton. Astrophys. J., 1970, 161, 1187.
20. В. В. Соболев. Курс теоретической астрофизики. М., «Наука», 1967, с. 127.
21. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 148.
22. В. W. Lites. Solar Phys., 1973, 32, 283.
23. М. Е. Воярчук, А. А. Воярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 234.
24. Ч. Корлисс, У. Возман. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., «Мир», 1968.
25. R. C. Canfield, J. P. Mehlretter. Solar Phys., 1973, 33, 33.



## МЕРИДИОНАЛЬНЫЕ ФОКАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ В УСТАНОВКЕ ВОГНУТОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ ПО СХЕМЕ СЕЙЯ — НАМИОКА

В. К. Прокофьев<sup>1</sup>

Рассмотрены меридиональные фокальные кривые установки вогнутой дифракционной решетки по схеме Сейя — Намиока. Показано, что с достаточной степенью приближения участки этих кривых могут быть заменены частью окружности некоторого радиуса; это позволяет использовать монохроматор Сейя — Намиока в качестве спектрографа. Постановка вдоль фокальной кривой нескольких выходных щелей превращает его в полихроматор, позволяющий регистрировать одновременно различные участки спектра при вращении решетки. Выходная щель, расположенная в точке Сейя — Намиока, остается на постоянном удалении от решетки, для других выходных щелей необходимо небольшое их перемещение одновременно с вращением решетки.

MERIDIONAL FOCAL CURVES OF THE SEYA — NAMIOKA'S MOUNTING OF THE CONCAVE GRATING by V. K. Prokof'ev. — The meridional focal curves of the Seya — Namioka mounting of the concave grating are discussed. It is possible to approximate the large parts of these curves as the arcs of the circle with the suitable radius when the angle of incidence is constant, and to use the Seya — Namioka monochromator as spectrograph. It is possible also to place some exit slits and transform the Seya — Namioka monochromator to the polichromator. During the rotation of the grating each slit will register the different parts of the spectrum. The distance of the grating for the exit slit located in the Seya — Namioka point is constant; for the other slits it is necessary to displace their within fairly narrow limits, synchronous with the rotation of the grating.

В [1] были рассмотрены общие свойства установок вогнутых дифракционных решеток с вынесением щели с круга Роуленда; особое внимание было обращено на стигматические свойства таких установок. В настоящем исследовании, являющемся дальнейшим развитием [1], дается анализ фокальной кривой в меридиональном сечении; как и в [1], особое внимание уделено коротковолновой (вакуумной) области спектра. Была поставлена задача получить наиболее простое и близкое приближение фокальной кривой по дуге окружности некоторого радиуса кривизны на достаточно большом спектральном интервале при разных углах падения света на дифракционную решетку.

Особый интерес представляет установка по схеме Сейя — Намиока [2], когда при различных углах поворота дифракционной решетки должно быть выполнено условие для углов падения  $\varphi$  и дифракции  $-\varphi'$

$$\varphi - \varphi' \approx 70^\circ. \quad (1)$$

В этом случае остается постоянным значение радиуса-вектора для участка спектра, соответствующего углу дифракции  $-\varphi'$  условия (1). На рис. 1 представлена эта схема установки дифракционной решетки. При повороте решетки на угол  $\alpha$  из первоначального положения ( $\varphi_0 = 35^\circ$  и  $-\varphi'_0 = 35^\circ$ ) нормаль решетки переходит из положения  $N_0$  в

положение  $N$ , круг Роуланда поворачивается и входная щель  $S$  оказывается удаленной от нового положения круга Роуланда на величину  $\Delta d$ . Участок спектра около точки  $S$ .  $N$  остается на прежнем расстоянии  $d'$ , хотя точки круга Роуланда в этом положении находятся дальше на величину  $\Delta d'$ . Если в этой точке  $S$ .  $N$  (назовем ее точкой Сейя — Намиока) поместим выходную щель, то при вращении решетки мимо этой щели будет проходить излучение в достаточно широком спектральном интервале при сохранении фокусировки. Мы имеем монохроматор, в котором реализуется простейший механизм сканирования спектра — вращение решетки относительно вертикальной оси, проходящей через ее центр. Подробный количественный анализ этой схемы проведен в [3]. Здесь исследованы условия фокусировки в таком монохроматоре при различных вариациях углов падения и дифракции при некоторых небольших отклонениях от условия (1). В частности, установлено, что наилучшее сохранение фокусировки в пределах  $\pm 0,01$  мкм реализуется при значении суммы углов в (1), равной  $70^\circ 30' \pm 70^\circ 15'$  для решетки с радиусом кривизны 1000 мм [3].

### 1. Общие положения

Рассмотрим сначала в общем виде вопрос о характере меридиональной фокальной кривой в установке вогнутой дифракционной решетки с выносом входной щели с круга Роуланда.

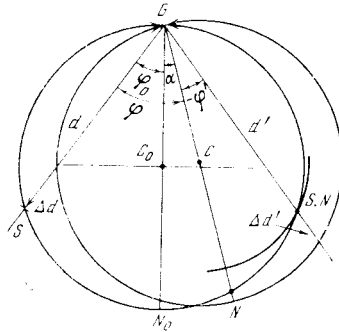


Рис. 1. Принципиальная схема установки вогнутой дифракционной решетки по схеме Сейя — Намиока

Пусть (рис. 1) для дифракционной решетки с радиусом кривизны  $r$  входная щель в некотором начальном положении при угле падения  $\varphi_0$  расположена на круге Роуланда. Это даст значение величины  $d_0$  ее удаления от дифракционной решетки  $d_0 = r \cos \varphi_0$ . При других значениях углов падения  $\varphi \neq \varphi_0$  щель будет сходить с круга Роуланда. Фокальная поверхность  $d' = f(\varphi')$  при этом определяется из условия фокусировки (см., например, в [1] формулу (3)), которое напомним в несколько ином виде:

$$\frac{r}{d'} \cos^2 \varphi' = \cos \varphi' + \left[ \cos \varphi - \frac{r}{d_0} \cos^2 \varphi \right]. \quad (2)$$

Радиус-вектор  $d'$  в точках спектра является функцией углов дифракции  $\varphi'$  и падения  $\varphi$ . Введем обозначение

$$A = A(\varphi) = \cos \varphi - \frac{r}{d_0} \cos^2 \varphi.$$

Здесь  $A$  — некоторая безразмерная величина, зависящая от угла падения  $\varphi$  на решетку. Имея в виду значение для величины  $d_0$ , получаем

$$A = \cos \varphi \left( 1 - \frac{\cos \varphi}{\cos \varphi_0} \right). \quad (3)$$

При  $\varphi = \varphi_0$ ,  $A = 0$ ; при  $\varphi > \varphi_0$ ,  $A > 0$  и при  $\varphi < \varphi_0$ ,  $A < 0$ . Для нас представляет интерес случай  $\varphi > \varphi_0$ , который соответствует изменению углов падения в монтажке Сейя — Намиока. Этот случай мы и будем рассматривать.

Величина  $A$  имеет максимальное значение при  $\cos \varphi = 0,5 \cos^2 \varphi_0$ , равное  $A_{\max} = 0,25 \cos \varphi_0$ .

Уравнение фокальной кривой  $d' = f(\varphi')$  принимает вид

$$d' = \frac{r \cos^2 \varphi'}{\cos \varphi' + A}. \quad (4)$$

При фиксированном значении угла падения  $\varphi$  величина  $A$  является постоянной и (4) дает уравнение фокальной кривой в полярных координатах  $(d', \varphi')$ . На нормали к решетке  $\varphi' = 0$  и

$$\bar{d}'_N = \frac{r}{1 + A}.$$

Для радиуса кривизны фокальной кривой (4) в любой точке  $\varphi'$  имеем довольно сложное выражение

$$\rho = \frac{r}{\cos \varphi' (2 \cos \varphi' + 3A)} \frac{L}{M},$$

$$L = \left[ 1 + \sin^2 \varphi' \frac{A (2 \cos \varphi' + 3A)}{(\cos \varphi' + A)^2} \right]^{1/2},$$

$$M = 1 + 2 \sin^2 \varphi' \frac{\cos \varphi' + 3A}{\cos^2 \varphi' (2 \cos \varphi' + 3A)}. \quad (5)$$

Прямоугольные координаты центра кривизны для любой точки фокальной кривой получаем из следующих выражений (ось  $X$  направлена вдоль нормали к решетке, ось  $Y$  — по касательной к решетке, перпендикулярной штрихам решетки):

$$x_c = d' \cos \varphi' - \frac{\rho}{B} \left( d' \cos \varphi' + \frac{dd'}{d\varphi'} \sin \varphi' \right), \quad (6)$$

$$y_c = d' \sin \varphi' - \frac{\rho}{B} \left( d' \sin \varphi' - \frac{dd'}{d\varphi'} \cos \varphi' \right),$$

где

$$B = \left[ d'^2 + \left( \frac{dd'}{d\varphi'} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Для первой производной  $d'$  по  $\varphi'$  имеем:

$$\frac{dd'}{d\varphi'} = - \frac{r \sin 2\varphi' (\cos \varphi' + 2A)}{2 (\cos \varphi' + A)^2}. \quad (6a)$$

Все эти формулы позволяют вычислить радиусы кривизны и положение центра кривизны для любых точек фокальной кривой. В частности, при  $\varphi' = 0$ , т. е. на нормали к решетке

$$\rho_N = \rho(\varphi) = \frac{r}{2 + 3A}. \quad (7)$$

Таким образом, мы имеем возможность рассчитать участки фокальных кривых и соответствующие им радиусы и центры кривизны. Сопоставление полученных значений фокальных кривых и радиусов кривизны позволит определить степень приближения, которую мы можем обеспечить, заменив реальную фокальную кривую дугой окружности соответствующего радиуса. Для определения длины волны на рассматриваемых участках фокальных кривых используется основное условие дифракции

$$\sin \varphi + \sin \varphi' = \lambda N, \quad (8)$$

где  $N$  — число штрихов в мм, а угол дифракции  $\varphi'$  по условию правила знаков (см. рис. 1) отрицательный.

Перейдем теперь к подробному рассмотрению фокальных кривых монтировки Сейя — Намиока.

## 2. Монтировка Сейя — Нампока

Примем для этой монтировки условие  $\varphi - \varphi' = 70^\circ$ , решетка с  $r = 500$  мм и  $N = 1200$  штр/мм. По формулам (3), (7) и (8) рассчитаны значения  $\rho_N$ ,  $\lambda_N$  и  $\lambda_{S.N}$  для значений угла падения в пределах  $35-75^\circ$  с интервалом  $5^\circ$ ; начальное значение угла  $\varphi_0$  принято равным  $35^\circ$ . Значения  $\lambda_N$  соответствуют  $\varphi' = 0$ , т. е. лежат на нормали к решетке; значения

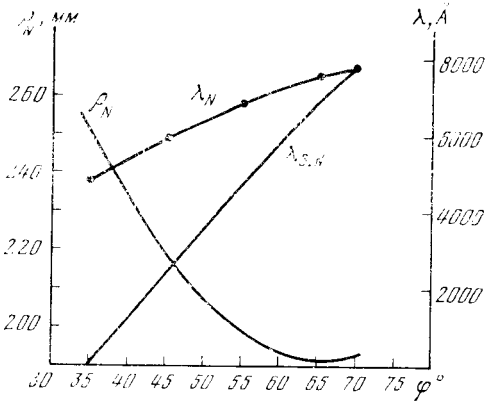


Рис. 2. Величины радиуса кривизны на нормали к решетке и длин волн на нормали к решетке и в точке Сейя — Нампока

$\lambda_{S.N}$  соответствуют положению точки  $S.N$ ; эти величины приведены в табл. 1.

На рис. 2 представлен ход значений  $\rho_N$ ,  $\lambda_N$  и  $\lambda_{S.N}$  в зависимости от угла  $\varphi$ . По этим кривым можно определить, какой интервал длин волн находится на промежутке между нормалью к решетке и точкой  $S.N$ .

Таблица 1

| $\varphi$  | $\lambda_N, \text{Å}$ | $\rho_N, \text{мм}$ | $-\varphi'$ | $\lambda_{S.N}, \text{Å}$ | $\varphi$ | $\lambda_N, \text{Å}$ | $\rho_N, \text{мм}$ | $-\varphi'$ | $\lambda_{S.N}, \text{Å}$ |
|------------|-----------------------|---------------------|-------------|---------------------------|-----------|-----------------------|---------------------|-------------|---------------------------|
| $35^\circ$ | 4780                  | 250,0               | $35^\circ$  | пул. пор.                 | 55        | 6826                  | 198,74              | 15          | 4670                      |
| 40         | 5356                  | 232,66              | 30          | 1190                      | 60        | 7216                  | 193,47              | 10          | 5770                      |
| 45         | 5892                  | 218,34              | 25          | 2370                      | 65        | 7552                  | 191,30              | 5           | 6825                      |
| 50         | 6384                  | 206,98              | 20          | 3584                      | 70        | 7830                  | 192,48              | 0           | 7830                      |

Для целей внеатмосферной астрономии представляет интерес коротковолновая область спектра, которая, как следует из табл. 1, располагается около точки  $S.N$ , в пределах углов падения  $35-45^\circ$ . Поэтому при дальнейшем анализе особое внимание было обращено именно на эту область. Были выбраны три значения углов падения  $\varphi_1 = 39^\circ$ ,  $\varphi_2 = 41^\circ$  и  $\varphi_3 = 43^\circ$ . Для этих углов были рассчитаны по вышеприведенным формулам длины волн  $\lambda_{S.N}$ , радиусы векторы  $d'_N$  и радиусы кривизны  $\rho_N$  на нормали к решетке, радиусы векторы  $d'_{S.N}$  и радиусы кривизны  $\rho_{S.N}$  для точки  $S.N$ . Результаты расчета приведены в табл. 2.

Таблица 2

| $\varphi$  | $-\varphi$ | $\lambda_{S.N}, \text{Å}$ | $d'_N, \text{мм}$ | $\rho_N, \text{мм}$ | $d'_{S.N}, \text{мм}$ | $\rho_{S.N}, \text{мм}$ | $\bar{\rho}, \text{мм}$ |
|------------|------------|---------------------------|-------------------|---------------------|-----------------------|-------------------------|-------------------------|
| $39^\circ$ | $31^\circ$ | 952                       | 480,83            | 235,89              | 409,54                | 238,08                  | 236,83                  |
| 41         | 29         | 1427                      | 471,98            | 229,56              | 409,51                | 232,42                  | 231,23                  |
| 43         | 27         | 1900                      | 463,65            | 223,70              | 409,48                | 226,99                  | 226,20                  |

Из этой таблицы следует, что при изменении угла падения от  $\varphi_1 = 39^\circ$  до  $\varphi_3 = 43^\circ$  (что соответствует повороту решетки на  $4^\circ$ ) через точку  $S. N$  проходит участок спектра от 952 до 1900 Å (почти 1000 Å) при сохранении фокусировки ( $d_{S.N}^*$ ) в пределах  $\pm 0,02$  мм. При ширине падающей части решетки 50 мм и угле дифракции  $30^\circ$  имеем относительное отверстие 1 : 10. Указанные пределы дефокусировки приводят к уширению спектральных линий в пределах до 0,002 мм.

Если принять по [3]  $\varphi - \varphi' = 70^\circ 20'$ , то общее изменение фокуса в точке  $S. N$  снижается до 0,006 мм вместо 0,05 мм (см. табл. 2).

В табл. 3 приведены отступления  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  фокальной кривой от дуги круга радиуса  $\rho_N$  в интервале длин волн от 950 до 5000 Å для значений углов падения  $\varphi = 39^\circ$  и  $41^\circ$  соответственно. Эти отступления существенно растут в область малых длин волн, что вполне отвечает условию  $\rho_{S.N} > \rho_N$ . Таким образом, дуга круга радиуса  $\rho_N$  не обеспечивает хорошего совпадения с фокальной кривой в коротковолновой области спектра.

Т а б л и ц а 3

| $\lambda, \text{Å}$ | $\Delta_1, \text{мм}$ | $\Delta_2, \text{мм}$ | $\Delta, \text{мм}$ | $\lambda, \text{Å}$ | $\Delta_1, \text{мм}$ | $\Delta_2, \text{мм}$ | $\Delta, \text{мм}$ |
|---------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|
| 950                 | +0,21                 | +0,41                 | 0,00                | 2500                | 0,04                  | 0,06                  | -0,041              |
| 1200                | 0,18                  | 0,29                  | -0,002              | 3000                | 0,016                 | 0,03                  | -0,081              |
| 1500                | 0,12                  | 0,23                  | -0,003              | 4000                | 0,007                 | 0,01                  | —                   |
| 2000                | 0,07                  | 0,10                  | -0,008              | 5000                | 0,001                 | 0,003                 | —                   |

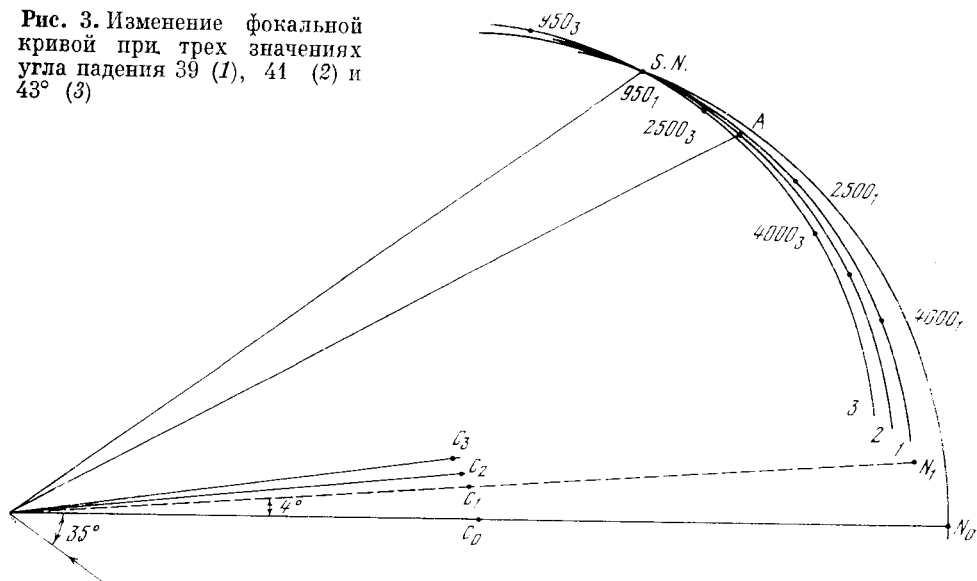
Как видно из данных, приведенных в 4-м столбце табл. 3, дуга круга радиуса  $\rho_{S.N}$  дает достаточно хорошее ( $\Delta$  в пределах до 0,01 мм) совпадение с фокальной кривой только для участка длин волн от 950 до 2000 Å, дальше расхождение быстро растет.

Вообще говоря, через три любые точки фокальной кривой можно провести дугу круга некоторого радиуса  $\bar{\rho}$ , которая будет достаточно хорошо представлять фокальную кривую, если только эти точки не очень далеко расставлены по спектру. Подобная попытка была сделана для точек фокальной кривой, соответствующих длинам волн 950, 2500 и 4000 Å. В последнем столбце табл. 2 приведены полученные при этом величины радиусов  $\bar{\rho}$  для трех значений углов падения  $\varphi$ . На рис. 3 показано положение точек спектра для длин волн 950, 2500 и 4000 Å для двух значений угла падения  $\varphi = 39^\circ$  и  $43^\circ$ . Там же указаны соответствующие величины отступлений точек фокальной кривой от дуги круга радиуса  $\bar{\rho}$ . В табл. 4 приведены полученные величины отступлений точек фокальной кривой от дуги круга радиуса  $\bar{\rho}$ . Наилучшее совпадение наблюдается для  $\varphi = 39^\circ$  ( $\Delta_1$ ) на всем интервале длин волн, в этом случае длина волны 950 Å находится в точке  $S. N$ . При  $\varphi = 41^\circ$  и  $43^\circ$  ( $\Delta_2$  и  $\Delta_3$  соответственно) точка с длиной волны 950 Å уходит из точки  $S. N$  в сторону, противоположную нормали к решетке и согласие с фокальной кривой ухудшается.

Если использовать решетку с  $N = 2400$  штр/мм, то имеем здесь вакуумную область спектра с интервалом длин волн от 475 до 2200 Å. При переходе к решетке с радиусом кривизны  $r = 1000$  мм отступления увеличиваются вдвое.

Таким образом, монохроматор, выполненный по схеме Сейя—Намиока, позволяет использовать его в качестве спектрографа для достаточно широкого спектрального интервала в вакуумной области спектра. При этом фокальная кривая, совмещенная с дугой круга, должна отвечать вполне определенному углу  $\varphi$  падения и решетка для получения спектрограммы должна быть установлена в соответствии с этим углом падения. При использовании других углов падения фокальная кривая вращается вокруг точки  $S. N$  (рис. 3). Так для рассмотренных выше трех случаев при повороте решетки на  $2^\circ$  от  $\varphi_1 = 39^\circ$  к  $\varphi_2 = 41^\circ$  и затем к  $43^\circ$  фокальная кри-

Рис. 3. Изменение фокальной кривой при трех значениях угла падения 39 (1), 41 (2) и 43° (3)



вая поворачивается примерно на  $1,5^\circ$  каждый раз. Конструктивно можно представить такой прибор в виде комбинированного монохроматора и спектрографа, причем переход от одной системы регистрации к другой может осуществляться сменой соответствующих приставок.

Рассмотрим возможности использования монтировки Сейя — Намюка в качестве полихроматора с несколькими выходными щелями, размещенными в нескольких точках спектра. Тогда при вращении дифракционной решетки по каждой выходной щели будет проходить определенный участок спектра; все эти участки в целом могут составить весь исследуемый интервал спектра, что может существенно ускорить процесс регистрации всего спектра.

Т а б л и ц а 4

| $\lambda, \text{Å}$ | $\Delta_1, \text{мм}$ | $\Delta_2, \text{мм}$ | $\Delta_3, \text{мм}$ | $\lambda, \text{Å}$ | $\Delta_1, \text{мм}$ | $\Delta_2, \text{мм}$ | $\Delta_3, \text{мм}$ |
|---------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 950                 | 0,00                  | 0,00                  | 0,00                  | 3000                | +0,005                | +0,02                 | +0,02                 |
| 1200                | -0,006                | -0,010                | -0,019                | 3500                | +0,001                | +0,02                 | +0,02                 |
| 1500                | -0,012                | -0,013                | -0,027                | 4000                | 0,00                  | 0,00                  | 0,00                  |
| 2000                | -0,003                | -0,010                | -0,019                | 4500                | -0,013                | -0,03                 | -0,05                 |
| 2500                | 0,00                  | 0,00                  | 0,00                  | 5000                | -0,052                | -0,09                 | -0,14                 |

В принятом примере с решеткой  $1200 \text{ штр/мм}$  и  $r = 500 \text{ мм}$  одну выходную щель поместим в точке  $S. N.$  При вращении решетки на  $\pm 2^\circ$  от среднего положения при  $\varphi = 41^\circ$  в соответствии с табл. 2 по этой щели пройдет участок спектра от 950 до 1900 Å. Вторую щель разместим в точке спектра с длиной волны 2400 Å при  $\varphi = 41^\circ$  (точка  $A$  на рис. 3), угол дифракции для этой точки  $\varphi' = -21^\circ 35', 8$ . При переходе к  $\varphi = 39^\circ$  и  $43^\circ$  на этой щели окажутся участки спектра с длинами волн 1900 и 2900 Å соответственно. Таким образом эти две выходные щели одновременно зарегистрируют участок спектра от 950 до 2900 Å при повороте решетки от  $\varphi = 39^\circ$  до  $\varphi = 43^\circ$ .

Если первая щель всегда находится в фокусе по свойству схемы, то вторая будет выходить из фокуса, так как фокальная кривая вращается, с центром вращения в точке  $S. N.$  Расчет радиус-вектора  $d'$  по форму-

лам (3) и (4) дает значения  $d'_{39} = 439,1$ ,  $d'_{41} = 437,0$  и  $d'_{43} = 434,9$  для углов падения  $39^\circ$ ,  $41^\circ$  и  $43^\circ$  соответственно, т. е. имеет место дефокусировка в пределах  $\pm 2,1$  мм на краях регистрируемого участка спектра, что при относительном отверстии 1 : 10 дает уширение в 0,2 мм с соответствующим ухудшением разрешающей способности по спектру. Исправить это можно введением перемещения выходной щели, синхронного с вращением решетки в пределах  $\pm 2,1$  мм.

### Заключение

В итоге рассмотрения фокальных кривых меридионального сечения для монтировки Сейя — Намиока для вогнутой дифракционной решетки приходим к заключению, что возможно комбинированное использование этой монтировки для монохроматора и спектрографа при регистрации вакуумной области спектра. Эта схема позволяет использовать ее в качестве полихроматора с несколькими выходными щелями для одновременной регистрации по участкам всего исследуемого спектра при вращении решетки в пределах небольшого изменения углов падения. При этом для выходных щелей, расположенных вне точки  $S. N$ , происходит некоторое нарушение фокусировки, которое может быть устранено перемещением выходных щелей, синхронно с вращением решетки.

Еще одно замечание. Астигматизм монтировки Сейя — Намиока довольно велик, однако его можно значительно снизить применением тороидальной решетки [4]. Вопрос о применении таких решеток рассматривался нами в [1].

Ноябрь 1974 г.

### Л и т е р а т у р а

1. В. К. Прокофьев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 145.
2. Т. Намиока. В сб. «Космическая астрофизика». М., ИЛ, 1962, с. 285.
3. H. Greiner, E. Schäffer. Optik, 1958, 15, 51; 1957, 14, 263.
4. С. А. Стрелжев, А. И. Андреева. Оптика и спектр., 1970, 28, 796.

## НОВЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Рассмотрены системы из двух зеркал с исправленной сферической аберрацией. Изучены специальные виды апланатических систем, которые можно использовать в рентгеновской и ультрафиолетовой областях спектра. Описан ряд новых апланатических светосильных систем из двух зеркал, которые не могут быть найдены при использовании аберраций третьего порядка и оптики Гаусса. Эти системы могут быть использованы в светосильных спектрографах, радиотелескопах, приборах для изучения далекой ультрафиолетовой области спектра.

Рассмотрена система типа Грегори из двух вогнутых эллиптических зеркал, позволяющая производить слежение за объектом путем наклона вторичного зеркала на большую угол (до  $10-20'$ ), вследствие этого система может быть использована на баллонах.

NEW TWO-MIRROR SYSTEMS, by G. M. Popov, M. B. Popova.— Two-mirror coma-free systems with zero spherical aberration are examined. Special kinds of two-mirror aplanats are investigated, which can be used in X-ray and U. V. regions. Some new fast-speed aplanatic two-mirror systems are described, which can not be found using third-order aberration and Gauss-optics. These systems can be used in fast-speed spectrographs, radio-telescopes and for exploration far U. V. region.

Gregorian-type system of two concave elliptic mirrors are examined; this system can be used for searching the object by means of tilting the secondary mirror (tilt angle  $10-20'$ ) and intended for balloon.

Зеркальные системы, в частности системы из двух зеркал, широко используются как в наземных, так и в космических приборах, а потому их изучение представляет большой интерес. В настоящее время при изучении систем из двух зеркал, как правило, используются приближенные методы, основанные на теории аберраций третьего порядка, что, как будет показано ниже, не дает возможности рассмотреть все варианты двузеркальных систем. В частности, системы с большими углами падения лучей на зеркала и системы, зеркала которых имеют особенности на оптической оси, не могут быть рассмотрены на основе теории аберраций третьего порядка, не говоря уже о неизбежно приближенном характере такого изучения. Методы, основанные на исследовании дифференциальных уравнений, свободны от этих недостатков [1] и позволяют найти точные выражения для поверхностей зеркал. Будем использовать методику и правило знаков, описанные в [1]; предмет считаем находящимся в бесконечности, а зеркала являются поверхностями вращения, имеющими общую ось симметрии (ось  $z$  на рис. 1).

Для работы в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра используются зеркала с большими углами падения лучей (обычно свыше  $80^\circ$ ), так как при меньших углах падения коэффициент отражения оказывается очень малым [2] при существующих покрытиях зеркал. Часто применяют параболические зеркала, у которых используют участ-



ки, сильно наклоненные к пучку лучей; едва ли параболическое зеркало имеет практически точечное поле зрения вследствие значительной комы.

Значительно большее поле зрения может быть получено при использовании апланатических систем (т. е. систем, свободных от сферической аберрации и комы) из двух зеркал [1, 4] и [3]. Возможны два типа апланатических систем — предфокальные и зафокальные; в предфокальных системах лучи, отраженные от первого (по ходу луча) зеркала (его назовем главным зеркалом), не пересекают оптическую ось системы, в зафокальных — пересекают ее. Сначала рассмотрим предфокальные системы.

### 1. Предфокальные системы с большими углами падения лучей на зеркала

Для расчета апланатических систем из двух зеркал с большими углами падения на зеркала можно использовать следующую методику [1]. Рассмотрим (см. рис. 1) центрированную систему из двух зеркал, задан-

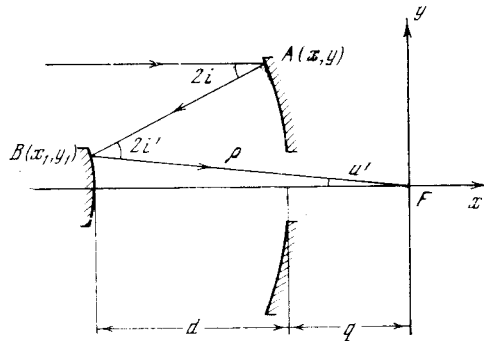


Рис. 1.

ную расстоянием между зеркалами  $d$  и выносом фокуса  $q$  за вершину главного зеркала. Начало декартовой  $(x, y)$  и полярной  $(\rho, u')$  систем координат поместим в фокусе  $F$  системы ( $u'$  — последний угол, т. е. угол луча с осью после прохождения через систему). Фокусное расстояние системы  $f' = 1$ .

В работе [1] выведена формула, определяющая угол  $i'$  падения луча на вторичное зеркало системы,

$$\operatorname{tg} i' = \frac{d - \rho + \cos^2 \frac{u'}{2} + 4C_1 \sin^2 \frac{u'}{2} \cos^4 \frac{u'}{2}}{d - \sin^2 \frac{u'}{2} + 4C_1 \sin^4 \frac{u'}{2} \cos^2 \frac{u'}{2}} \operatorname{tg} \frac{u'}{2}.$$

Положив  $C_1 = 0$  (коэффициент комы  $C_1$  равен нулю, т. е. кома отсутствует), получим

$$\operatorname{tg} i' = \frac{d - \rho + \cos^2 \frac{u'}{2}}{d - \sin^2 \frac{u'}{2}} \operatorname{tg} \frac{u'}{2}. \quad (1)$$

Углы  $i, i', u'$  связаны, очевидно, условием

$$u' = 2i' - 2i. \quad (2)$$

Величину  $\rho$  (полярная координата вторичного зеркала) удобно вычислять, используя ряд с простыми коэффициентами

$$\frac{1}{\rho} = \left| \frac{1}{s'} + \frac{q-1}{ds'} \xi + \frac{\xi^2}{2ds'} + \dots \right|. \quad (3)$$

Заметим, что (3), как и приводимые ниже ряды для  $x$ ,  $x_1$  теряют точность вблизи особой точки  $d = \xi$ . Здесь введены обозначения  $\xi = \sin^2 u'/2$ ,  $s' = d + q$ . Полагая  $|i'| > 80^\circ$ , находим

$$|\operatorname{tg} i'| > 5,7. \quad (4)$$

Максимальное значение угла  $u'$  определяется относительным отверстием телескопа  $A$ ; при  $f' = 1$  получаем  $A = 2y$ . Из условия синусов Аббе находим

$$y = \sin u', \quad (5)$$

откуда  $\sin u' = A/2$ , и можно найти максимальное значение угла  $u'$ .

Зная  $u'$  и задавая  $i'$  в соответствии с (4), находим наименьшее значение угла падения  $i$  на главное зеркало из (2) (оно не должно быть меньше  $80^\circ$ ). Для «жестких» рентгеновских лучей приходится увеличивать угол падения лучей на зеркала, чтобы получить приемлемый коэффициент отражения: в этом случае коэффициент в правой части (4) следует соответственно увеличить. Очевидно, что относительные отверстия телескопов косоугольного падения не могут быть большими ( $A < 1 : 2$ ). Заметим, что  $A$  не определяет эффективную светосилу системы ввиду малой используемой площади входного зрачка у рентгеновских телескопов.

Выведем необходимое условие, которому должны удовлетворять значения  $d$  и  $q$  в системе со скользящим падением лучей. Из (3), пренебрегая членами высоких порядков, находим

$$\frac{1}{\rho} \approx \left| \frac{1}{s'} \left( 1 + \frac{q-1}{d} \xi \right) \right|.$$

Подставив это выражение в (1), находим заменяя  $\operatorname{tg}(u'/2)$  приближенным значением  $\sqrt{\xi}$ ,

$$\left| d + 1 - \xi - \left| \frac{s'd}{d + (q-1)\xi} \right| \right| \cdot \frac{\sqrt{\xi}}{d - \xi} \approx \operatorname{tg} i' > 5,7. \quad (6)$$

Если  $\rho \ll 1$ , то это выражение упрощается:

$$\left( 1 + \frac{1}{d - \xi} \right) \sqrt{\xi} > 5,7 \quad (7)$$

или

$$d < \frac{\sqrt{\xi}}{5,7} + \xi. \quad (8)$$

При  $u' = 20^\circ$   $\xi \approx 0,03$ , поэтому из (8) находим  $d < 0,06$ ; рассмотрение (6) показывает, что для большинства практически важных случаев значения  $d$  малы (не больше нескольких сотых); значения  $q$  можно варьировать в широких пределах, руководствуясь конструктивными и другими соображениями. Выбрав значения  $d$  и  $q$ , удовлетворяющие неравенству (6), находим  $\rho$  из (3) и значения  $x_1$ ,  $y_1$ , используя [1],

$$x_1 = \rho(1 - 2\xi), \quad y_1 = 2\rho \sqrt{\xi(1 - \xi)}. \quad (9)$$

Для главного зеркала находим

$$x = \frac{(1 - \xi)\xi}{d} + \frac{s'}{d^{d-1}} (d - \xi)^{\frac{2d-1}{d-1}} (1 - \xi)^{\frac{1}{1-d}} - d, \quad y = 2\sqrt{\xi(1 - \xi)}. \quad (10)$$

В большинстве случаев можно использовать для вычисления  $x$  более простую формулу

$$x = -d + (1 - \xi) \frac{\rho^d - 2\rho\xi + \xi}{d - \rho\xi}. \quad (10a)$$

Выражение (10a) для координаты  $x$  в большинстве случаев удобнее аналогичного выражения (10), но в ряде случаев оно дает неопределен-

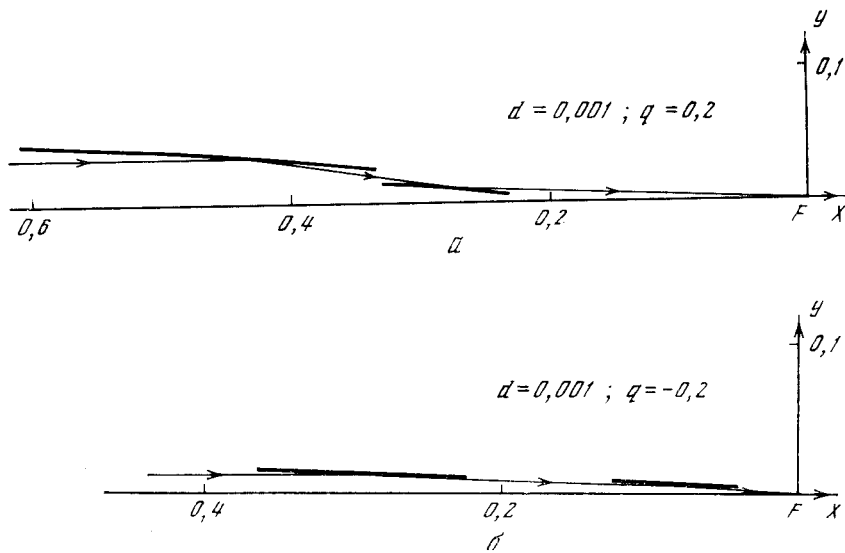


Рис. 2.

ность; тогда следует применять (10). Заметим, что  $\rho$  лучше вычислять по точной формуле

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\xi}{d} + \frac{\frac{1}{d^{d-1}} (1-\xi)^{\frac{d}{d-1}}}{d+q} \cdot \frac{1}{(d-\xi)^{\frac{d-1}{d-1}}} \quad (11)$$

Эта формула может использоваться для оценки погрешностей выражения (3). Для систем с малыми  $y$  и  $y_1$  используются простые ряды (они непригодны для укорачивающих систем (рис. 2, б) и теряют точность при  $y \approx 2\sqrt{d(1-d)}$  ( $d \approx \xi$ ):

$$x = q + \frac{(1-s')}{4d} y^2 - \frac{s'}{32d} y^4 - \frac{(1+4d)s'}{384d^2} y^6 - \frac{(30d^2+11d+2)s'}{6144d^3} y^8 - \dots$$

$$x_1 = s' + \frac{1-s'-d}{4s'd} y_1^2 - \left[ \frac{(1-s')^2}{d} + s' - \frac{1}{2} \right] \frac{y_1^4}{16s'^3d} - \dots$$

Заметим, что можно для любого  $\xi$ , т. е. для любой точки пересечения луча с зеркалами, найти (зная  $\rho$ ) углы падения  $i$  и  $i'$  по формуле (1) и (2). Таким путем выбираются участки зеркал системы, на которых удовлетворяются требования условий косоугольного падения.

В первом приближении зеркала допустимо считать коническими сечениями; их эксцентриситеты  $e$  и  $e_1$  можно представить в виде

$$e^2 = \frac{-2d^2s'}{(s'-1)^3} + 1, \quad e_1^2 = \frac{4d(1-s')}{(1-2d-q)^2} + \frac{2d^2}{(1-2d-q)^3} + 1, \quad (12)$$

где  $e$  — эксцентриситет главного зеркала,  $e_1$  — эксцентриситет второго зеркала.

Из (1) следует, что  $g i' = \infty$  при  $d = \xi = \sin^2(u'/2)$ . Исследования показывают, что это значение  $\xi$  определяет особую точку кривой, изображающей сечение вторичного зеркала меридиональной плоскостью. Эта точка (ее координаты  $\rho = 1$ ,  $\xi = d$ ) является границей между ветвями кривой, принадлежащими к различным системам, изображенным на рис. 2. Систему, представленную на рис. 2, а, назовем удлиняющей, поскольку ее фокусное расстояние больше фокусного расстояния главного зеркала системы; систему на рис. 2, б — укорачивающей (эта система не имеет параксиальной области).

Таблица 1

Расчет по точным формулам ( $d = 0,01$ ;  $q = 0,03$ ;  $f' = 1$ )

| $m$                          | $\rho$   | $x_1$    | $y_1$     | $x$     | $y$      |
|------------------------------|----------|----------|-----------|---------|----------|
| <b>Удлиняющая система</b>    |          |          |           |         |          |
| 0,0016667                    | 0,047705 | 0,047546 | 0,0038919 | 0,18973 | 0,081582 |
| 0,0033333                    | 0,059058 | 0,058665 | 0,0068031 | 0,34891 | 0,115277 |
| 0,005                        | 0,077439 | 0,076664 | 0,010924  | 0,50754 | 0,14107  |
| 0,0066667                    | 0,11225  | 0,11075  | 0,018269  | 0,66561 | 0,16275  |
| 0,0083333                    | 0,20302  | 0,19964  | 0,036911  | 0,82312 | 0,18181  |
| <b>Укорачивающая система</b> |          |          |           |         |          |
| 0,011666                     | 0,19015  | 0,18571  | 0,040836  | 1,14976 | 0,21476  |
| 0,013333                     | 0,10443  | 0,10164  | 0,023956  | 1,3189  | 0,22939  |
| 0,015                        | 0,071866 | 0,069710 | 0,017471  | 1,48733 | 0,24310  |
| 0,016667                     | 0,054741 | 0,052916 | 0,014016  | 1,6552  | 0,25604  |
| 0,018333                     | 0,044185 | 0,042565 | 0,011855  | 1,8225  | 0,26831  |

Таблица 2

Предфокальные системы с косым падением лучей на зеркала

| $q$                     | $e^2$     | $e_1^2$  | $q$   | $e^2$     | $e_1^2$   |
|-------------------------|-----------|----------|-------|-----------|-----------|
| $d = 0,001$ ; $C_1 = 0$ |           |          |       |           |           |
| 0                       | 1,0000000 | 1,004014 |       |           |           |
| 0,1                     | 1,0000003 | 1,00446  | -0,1  | 0,9999999 | 1,00365   |
| 0,2                     | 1,0000008 | 1,00502  | -0,2  | 0,9999998 | 1,00334   |
| 0,3                     | 1,0000018 | 1,00574  | -0,3  | 0,9999997 | 1,00308   |
| 0,5                     | 1,0000081 | 1,00806  | -0,5  | 0,9999997 | 1,00267   |
| 0,75                    | 1,0000973 | 1,01633  | -0,75 | 0,9999997 | 1,00229   |
| $d = 0,003$ ; $C_1 = 0$ |           |          |       |           |           |
| 0                       | 1,0000001 | 1,012127 |       |           |           |
| 0,1                     | 1,0000026 | 1,013493 | -0,1  | 0,999999  | 1,011013  |
| 0,2                     | 1,0000070 | 1,015206 | -0,2  | 0,999998  | 1,010087  |
| 0,3                     | 1,0000160 | 1,017420 | -0,3  | 0,9999975 | 1,009303  |
| 0,5                     | 1,0000740 | 1,024588 | -0,5  | 0,9999970 | 1,008053  |
| 0,75                    | 1,0008990 | 1,051024 | -0,75 | 0,9999974 | 1,006896  |
| $d = 0,006$ ; $C_1 = 0$ |           |          |       |           |           |
| 0                       | 1,0000004 | 1,024514 |       |           |           |
| 0,1                     | 1,000011  | 1,027313 | -0,1  | 0,999995  | 1,022236  |
| 0,2                     | 1,000030  | 1,030836 | -0,2  | 0,999992  | 1,0200347 |
| 0,3                     | 1,000066  | 1,035409 | -0,3  | 0,999990  | 1,018754  |
| 0,5                     | 1,000302  | 1,050405 | -0,4  | 0,999989  | 1,016216  |
| 0,75                    | 1,003747  | 1,108724 | -0,5  | 0,999990  | 1,013871  |
| $d = 0,01$ ; $C_1 = 0$  |           |          |       |           |           |
| 0                       | 1,000002  | 1,041445 |       |           |           |
| 0,1                     | 1,000031  | 1,046264 | -0,1  | 0,999986  | 1,037539  |
| 0,2                     | 1,000085  | 1,052361 | -0,2  | 0,999977  | 1,034308  |
| 0,3                     | 1,000189  | 1,060325 | -0,3  | 0,999973  | 1,031589  |
| 0,5                     | 1,000867  | 1,086877 | -0,5  | 0,999970  | 1,027272  |
| 0,75                    | 1,010995  | 1,19791  | -0,75 | 0,999972  | 1,023294  |

В табл. 1 даны координаты точек зеркал для укорачивающей и удлиняющей предфокальных систем.

Эксцентриситеты зеркал  $e^2$  и  $e_1^2$  для систем с разными значениями  $d$  и  $q$  даны в табл. 2. Очевидно, что главное зеркало практически во всех случаях не отличается от параболы; вторичное зеркало заметно отстает от параболы (в большинстве случаев это гипербола). Заметим, что системы с малыми значениями  $d$  обычно имеют углы  $i$  и  $i'$ , близкие к  $90^\circ$ . Подобные

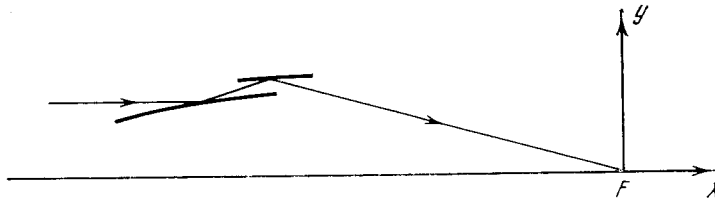


Рис. 3.

системы целесообразно использовать для жестких рентгеновских лучей, остальные следует применять для работы с мягкими лучами и в далеком вакуумном ультрафиолете.

Другой разновидностью предфокальных систем косо го падения являются системы, у которых  $\rho > 1$ ; при этом, как очевидно из (9) и (10),  $y_1 > y$ , т. е. поперечные размеры вторичного зеркала больше размеров главного зеркала (рис. 3).

## 2. Зафокальные системы с большими углами падения лучей на зеркала

Формулы для расчета зафокальных апланатических систем общего вида (рис. 4) были найдены нами в [1]; их можно использовать и для расчета

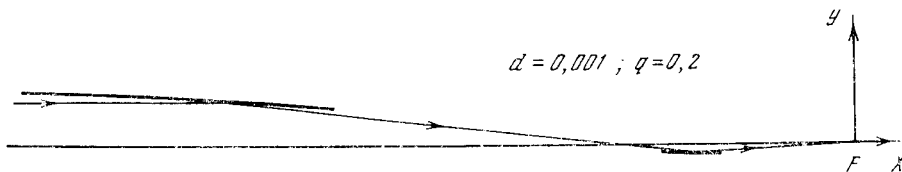


Рис. 4.

систем с большими углами падения лучей на зеркала. Для определения угла падения  $i'$  луча на вторичное зеркало служит формула ( $f' = 1$ )

$$\operatorname{tg} i' = \frac{d - \rho - \cos^2 \frac{u'}{2}}{d + \sin^2 \frac{u'}{2}} \operatorname{tg} \frac{u'}{2}. \quad (13)$$

Связь между углами падения  $i$  и  $i'$  и последним углом  $u'$  имеет вид

$$2i = u' - 2i'. \quad (14)$$

Выражение для вторичного зеркала можно представить в виде

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\xi}{d} + \frac{1}{s' d \frac{1}{1+i'}} (d + \xi) \frac{1}{1+d} (1 - \xi) \frac{d}{1+d} \quad (15)$$

или в виде ряда

$$\rho = \left| s' - \frac{s'(q+1)}{d} \xi + \frac{s'}{2d^2} [2(q+1)^2 + d] \xi^2 + \dots \right|, \quad (16)$$

где  $\xi = \sin^2(u'/2)$ .

Аналогично предыдущему из (13) — (16) оценивается возможный диапазон выбора параметров  $d$  и  $q$ , при которых соблюдается условие скользящего падения, т. е.  $|i| > 80^\circ$ ,  $|i'| > 80^\circ$ , после чего, найдя  $\rho$  из (15), вычисляются декартовы координаты  $x_1, y_1$ ;  $x, y$  вторичного и главного зеркал соответственно по формулам

$$x_1 = \rho(2\xi - 1), \quad y_1 = -2\rho \sqrt{\xi(1-\xi)}; \quad (17)$$

$$x = d - \frac{y^2}{4d} - s' \left( 1 + \frac{\xi}{2} \right)^{\frac{1+2d}{1+d}} \left( 1 - \xi \right)^{\frac{1}{1+d}}, \quad y = 2 \sqrt{\xi(1-\xi)}. \quad (18)$$

Для эксцентриситетов зеркал имеем следующие выражения:

$$e^2 = 1 - \frac{2d^2s'}{(1+s')^2}; \quad (19)$$

$$e_1^2 = 1 - \frac{2d}{(1+s'+d)^2} \left[ 2(1+s') - \frac{d}{1+s'+d} \right]. \quad (20)$$

Значения  $e^2$  и  $e_1^2$  для разных вариантов систем даны в табл. 3. В этом случае главное зеркало также близко к параболе, вторичное — несколько отличается от параболы.

Заметим, что при  $\rho > 1$  получаем по-прежнему системы, у которых диаметр вторичного зеркала превосходит диаметр главного зеркала.

Выше были рассмотрены системы с большими углами падения на зеркала, которые получаются из общих формул (9) — (11) и (15) — (19) при малых  $\xi$  и  $d$ . Однако выражения (9) — (11) и (15) — (19) остаются справедливыми и при других значениях параметров.

Представляет интерес рассмотреть всю область изменения параметров  $\xi, d$  и  $q$ ; разумеется, при этом значения  $\xi$  остаются в пределах  $0 \leq \xi \leq 1$ , значения  $d$  и  $q$  также должны находиться в разумных границах, позволяющих осуществить систему.

Изучим сначала предфокальные системы; при этом углы падения на зеркала могут быть произвольными (от 0 до  $\pm \pi/2$ ).

### 3. Рассмотрение общего случая двухзеркальных предфокальных апланатических систем

Изучение точных формул для зеркал предфокальной апланатической системы позволяет найти новые системы, представляющие новый интерес для практических применений. Эти системы, как правило, не могут быть получены традиционными методами расчета оптических систем — применением формул параксиальной оптики с последующим использованием выражений для аберраций третьего порядка и уточнением полученного решения. Ограничимся рассмотрением систем, которые дают действительные изображения бесконечно удаленных предметов. Будем использовать точные выражения для меридиональных сечений главного и вторичного зеркал (9) — (11). Сначала рассмотрим некоторые общие свойства зеркал предфокальных систем, вытекающие из формул (9) — (11).

1. Максимальный диаметр главного зеркала равен 2, т. е. удвоенному фокусному расстоянию системы. Действительно, дифференцируя формулу для  $y$  по  $\xi$  и приравнявая нулю производную, получим

$$\frac{\partial y}{\partial \xi} = [\xi(1-\xi)]^{-1/2} (1-2\xi) = 0,$$

Т а б л и ц а 3  
Зафокальные системы

| q                             | e <sup>2</sup> | e <sub>1</sub> <sup>2</sup> | q     | e <sup>2</sup> | e <sub>1</sub> <sup>2</sup> |
|-------------------------------|----------------|-----------------------------|-------|----------------|-----------------------------|
| d = 0,001; C <sub>1</sub> = 0 |                |                             |       |                |                             |
| 0                             | 0,99999998     | 0,996014                    |       |                |                             |
| 0,1                           | 0,99999850     | 0,996375                    | −0,1  | 1,000000271    | 0,995573                    |
| 0,2                           | 0,99999768     | 0,996676                    | −0,2  | 1,000000774    | 0,995023                    |
| 0,3                           | 0,99999727     | 0,996931                    | −0,3  | 1,000001736    | 0,994316                    |
| 0,5                           | 0,99999704     | 0,997339                    | −0,5  | 1,000007936    | 0,992064                    |
| 0,75                          | 0,99999720     | 0,997719                    | −0,75 | 1,000094732    | 0,984315                    |
| d = 0,003; C <sub>1</sub> = 0 |                |                             |       |                |                             |
| 0                             | 0,99999946     | 0,988124                    |       |                |                             |
| 0,1                           | 0,99999820     | 0,989193                    | −0,1  | 1,000002371    | 0,986822                    |
| 0,2                           | 0,999997900    | 0,990086                    | −0,2  | 1,000006848    | 0,985201                    |
| 0,3                           | 0,999997535    | 0,990840                    | −0,3  | 1,000015387    | 0,983127                    |
| 0,5                           | 0,999997333    | 0,992054                    | −0,5  | 1,000070295    | 0,976564                    |
| 0,75                          | 0,999997484    | 0,992774                    | −0,75 | 1,000830308    | 0,953781                    |
| d = 0,006; C <sub>1</sub> = 0 |                |                             |       |                |                             |
| 0                             | 0,99999958     | 0,976495                    |       |                |                             |
| 0,1                           | 0,99999436     | 0,978586                    | −0,1  | 1,00000910     | 0,973952                    |
| 0,2                           | 0,99999154     | 0,980336                    | −0,2  | 1,00002668     | 0,970796                    |
| 0,3                           | 0,99999011     | 0,981823                    | −0,3  | 1,00006015     | 0,966776                    |
| 0,5                           | 0,99998933     | 0,984211                    | −0,5  | 1,00027454     | 0,954211                    |
| 0,75                          | 0,99998995     | 0,986439                    | −0,75 | 1,00319294     | 0,914498                    |
| d = 0,01; C <sub>1</sub> = 0  |                |                             |       |                |                             |
| 0                             | 0,999998059    | 0,961357                    |       |                |                             |
| 0,1                           | 0,999983914    | 0,964747                    | −0,1  | 1,000023886    | 0,957251                    |
| 0,2                           | 0,999976292    | 0,976592                    | −0,2  | 1,000071504    | 0,952177                    |
| 0,3                           | 0,999972421    | 0,970013                    | −0,3  | 1,000162052    | 0,945752                    |
| 0,5                           | 0,999970374    | 0,973914                    | −0,5  | 1,000738781    | 0,925979                    |
| 0,75                          | 0,999972119    | 0,977565                    | −0,75 | 1,008420574    | 0,867500                    |

откуда находим

$$\xi = 1/2.$$

Исследование показывает, что в этой точке функция  $y(\xi)$  принимает максимальное значение, равное 1. Поскольку  $\xi = \sin^2(u'/2)$ , то при  $\xi = 1/2$  последний угол  $u'$  принимает значения  $\pm \pi/2$ .

*Следствие.* Предельно возможное относительное отверстие системы не превосходит 1 : 0,5.

2. Из выражения для  $y$  следует, что главное зеркало имеет пересечения с оптической осью в точках  $\xi = 0$  и  $\xi = 1$ ; абсциссы этих точек равны  $x(0) = q$ ;  $x(1) = -d$  (при  $d < 1$ ). Если  $d > 1$ , то  $x(1) = \infty$ . При  $\sigma = 1$  и  $d = 1$  получается неопределенность, раскрывая которую, находим  $x(1) = \infty$ .

Очевидно, главное зеркало имеет также разрывы ( $x = \infty$ ) при  $0,5 < d < 1$  и  $\xi = d$  (ниже будет приведен пример подобной системы).

3. Вторичное зеркало имеет точки пересечения с оптической осью при  $\sigma = 0$  и  $\xi = 1$ ; абсциссы этих точек  $x_1(0) = s'$ ;  $x_1(1) = 0$  ( $d < 1$ );

$x_1(1) = -d$  ( $d \geq 1$ ). Вторичное зеркало пересекается с осью ординат при  $\xi = 1/2$  (это видно из первой формулы (9)).

4. Вторичное зеркало обычно имеет особенность (точку заострения) при  $d = \xi$ ; в бесконечно малой окрестности этой точки угол падения лучей  $i = \pm \pi/2$ . В этой точке, как следует из (9) — (11),  $y = y_1$ ,  $\rho = 1$ ,  $x = 1 - 2d$ . Заметим, что (11) приводит к неопределенности при  $d = 1$ . Легко получить, что при  $d \rightarrow 1$  выражение (11) имеет предел

$$\frac{1}{\rho} = \xi + \frac{1}{s'}(1 - \xi)e^{\frac{\xi}{\xi-1}}, \quad (21)$$

где  $e = 2,718\dots$  — число Эйлера,  $s' = d + q$ .

При  $\xi = 1$  получаем  $\rho = 1$ . Выражение (21) следует использовать при расчете системы Райта ( $d = 1$ ).

Перейдем к рассмотрению результатов численных исследований формы главного и вторичного зеркал при разных значениях параметров  $d$  и  $q$  (или  $s' = d + q$ ). Эти расчеты выполнялись как «вручную», так и на ЭВМ ЕС-1020. Координаты точек сечений главного и вторичного зеркал в масштабе представлены на рис. 5—10 (всюду изображена часть системы при  $y > 0$ , поскольку  $x$  — ось симметрии), при этом значения  $d$  возрастают от 0,05 до 2. Для каждого значения  $d$  просчитывались несколько вариантов с разными  $q$ . Рассмотрение рис. 5 ( $d = 0,05$ ) показывает, что главное зеркало в обоих случаях близко к параболе, а вторичное зеркало состоит из двух ветвей, соединяющихся в точке  $A$ , лежащей на главном зеркале. При этом часть главного зеркала, расположенная справа от  $A$ , отражает лучи на первую ветвь кривой, изображающей вторичное зеркало (на рисунках эта ветвь обозначена цифрой 1) — это известная система Ричи-Кретьена; часть главного зеркала, расположенная слева от  $A$  (до точки с  $y = 1$ ) в сочетании со второй ветвью кривой вторичного зеркала (от точки  $A$  до точки пересечения с осью ординат), обозначена на рис. 5 цифрой 2, образует новую систему, не имеющую параксиальной области. В отличие от основной (классической) системы, которой принадлежит первая ветвь, новую систему назовем побочной системой. Расстояние между точками пересечения кривых 1 и 2 с оптической осью возрастает с увеличением  $q$ , а углы падения лучей на вторичное зеркало уменьшаются. Область  $0,5 < \xi < 1$  не представляет интереса при малых значениях  $d$  и  $q$ , так как вторичное зеркало практически вырождается в точку.

На рис. 6,  $a$  и  $b$  представлен вид кривых для  $d = 0,1$ ,  $q = -0,05$  и  $d = 0,1$ ,  $q = 0,3$  соответственно (область  $-0,05 < q < 0,3$  нами также рассматривалась, но ничего существенно нового не было обнаружено). На рис. 6 помимо известных уже кривых 1 и 2 (ветви вторичного зеркала, соответствующие двум системам) изображены (штриховой линией) главное (1) и вторичное (2) зеркала новой системы, расположенной в области  $0,5 < \xi < 1$ . Как увидим ниже из рассмотрения рисунков, эти системы неизменно сопутствуют классическим системам зеркальных телескопов (см., например, [5]), а потому для краткости назовем их «спутниками». (Спутники получаются из общих формул при  $0,5 < \xi < 1$ .) Вторичное зеркало спутника на рис. 6,  $a$  мало и практически совпадает с точкой  $F$ ; на рис. 6,  $b$  оно имеет заметные размеры; при  $\xi = 1$  оно проходит через точку  $F$ , поэтому область, близкая к оси  $x$ , не может быть использована на практике.

На рис. 7,  $a$  ( $d = 0,25$ ;  $q = -0,125$ ), рис. 7,  $b$  ( $d = 0,25$ ,  $q = 0,5$ ) и рис. 7,  $c$  можно проследить эволюцию основной и побочной систем, а также спутника. Система на рис. 7,  $b$  (основная) является так называемым «кольцевым» телескопом [5], основная система на рис. 7,  $c$  — системой Шварцшильда. Таким образом, основная система Ричи-Кретьена (рис. 7,  $a$ ) переходит в систему с planoидным вторичным зеркалом (рис. 7,  $b$ ) и затем — в систему с вогнутым вторичным зеркалом — си-



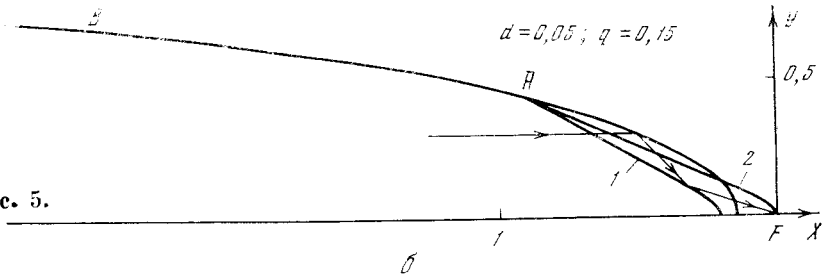
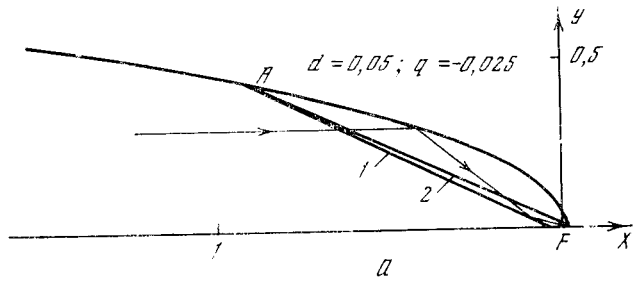


Рис. 5.

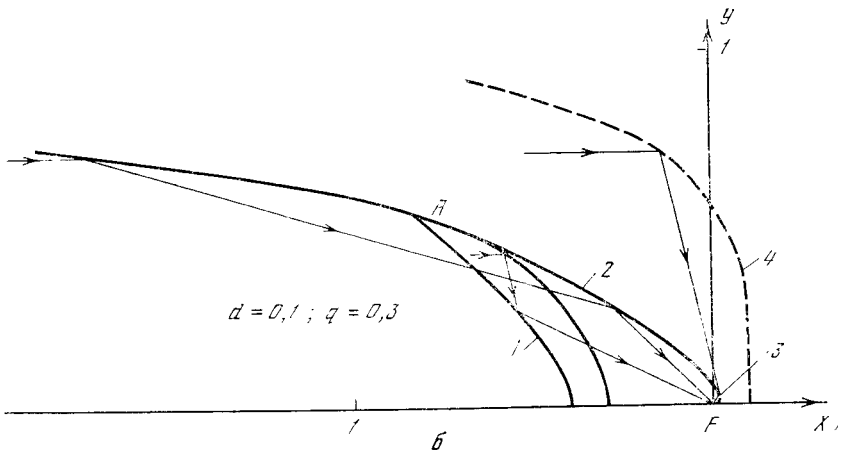
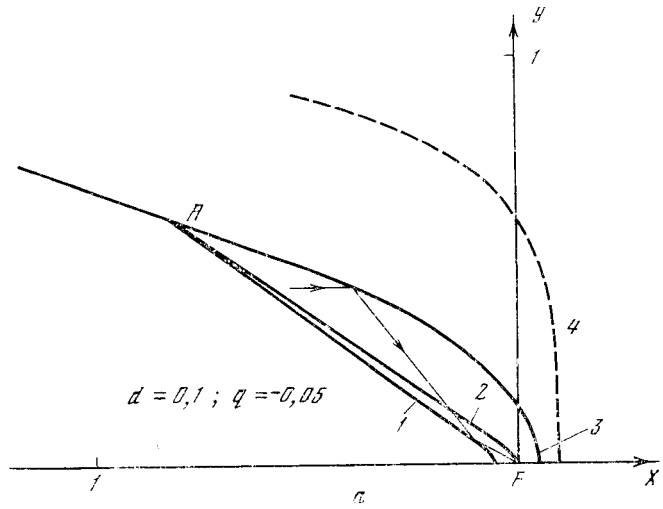


Рис. 6.

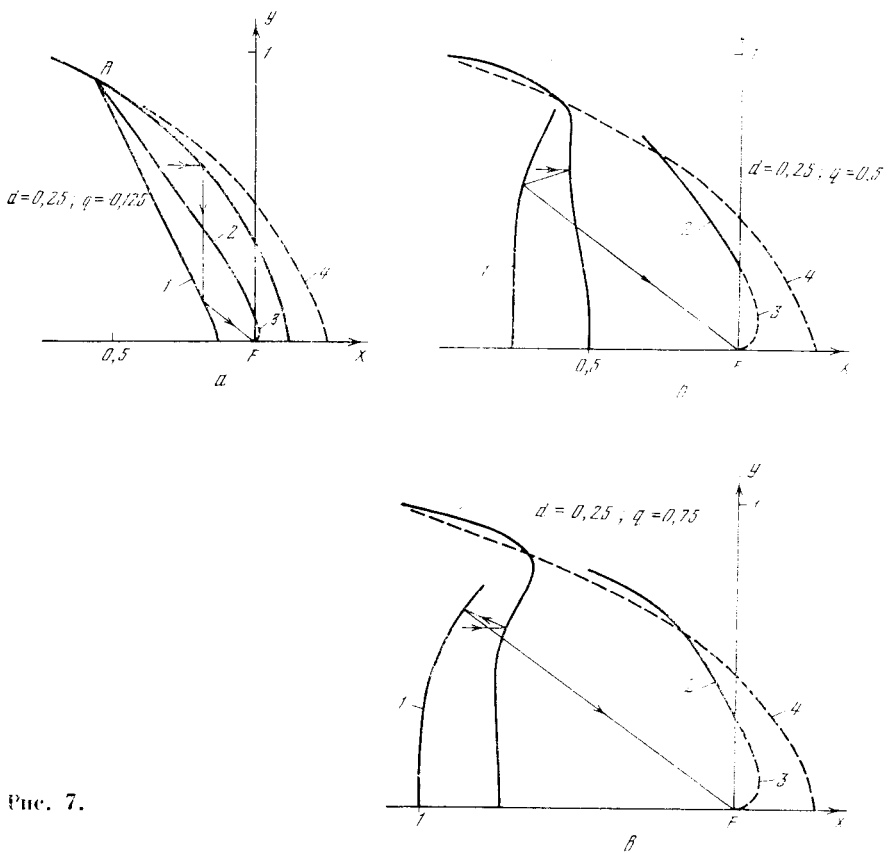


Рис. 7.

стему Шварцшильда (рис. 7, в). Длина побочной системы (размеры вдоль оси  $x$ ) растет с ростом  $g$  (т. е. при переходе от системы на рис. 7, а к системе на рис. 7, в), а размеры вторичного зеркала спутника также возрастают.

Рассматривая рис. 8, а ( $d = 0,5, q = -0,25$ ), рис. 8, б ( $d = 0,5, q = 0$ ) и рис. 8, в ( $d = 0,5, q = 1$ ), на которых 1 — главное и 2 — вторичное зеркала основной системы, 3 и 4 — вторичное и главное зеркала спутника, можно сделать следующие выводы:

- 1) побочная система отсутствует всюду;
- 2) основная система эволюционирует от системы Риччи-Кретьена (см. рис. 8, а) к кольцевому телескопу (см. рис. 8, б) и малозвестной системе, у которой вторичное зеркало превосходит главное по диаметру (см. рис. 8, в);

3) размеры главного и вторичного зеркал спутника почти не изменяются при переходе от системы на рис. 8, а к системе на рис. 8, в.

На рис. 8, г представлены зеркала спутника при  $d = 0,75, q = 0$ ; главное зеркало (обозначено 1 и 1') имеет разрыв при  $y \approx 0,866025$ ; основная система не показана.

Случай  $d = 1, q = 0$  представлен на рис. 9. Основной системой в этом случае является «зеркальный Райт» (главное зеркало — planoид). Побочная система по-прежнему отсутствует; главное зеркало «спутника» резко изменило форму — его вершина (при  $\xi = 1$ ) находится на бесконечности ( $x = \infty$ ). Очевидно, параксиальная область «спутника» отсутствует.

Изучение систем при  $d = 1,5$  и различных  $q$  показывает, что они имеют вид, аналогичный системам на рис. 9, поэтому мы их не изображали.

Как показано в [6], при  $d = 2$  основные системы обладают исправленным астигматизмом, поэтому этот случай изучим подробнее.

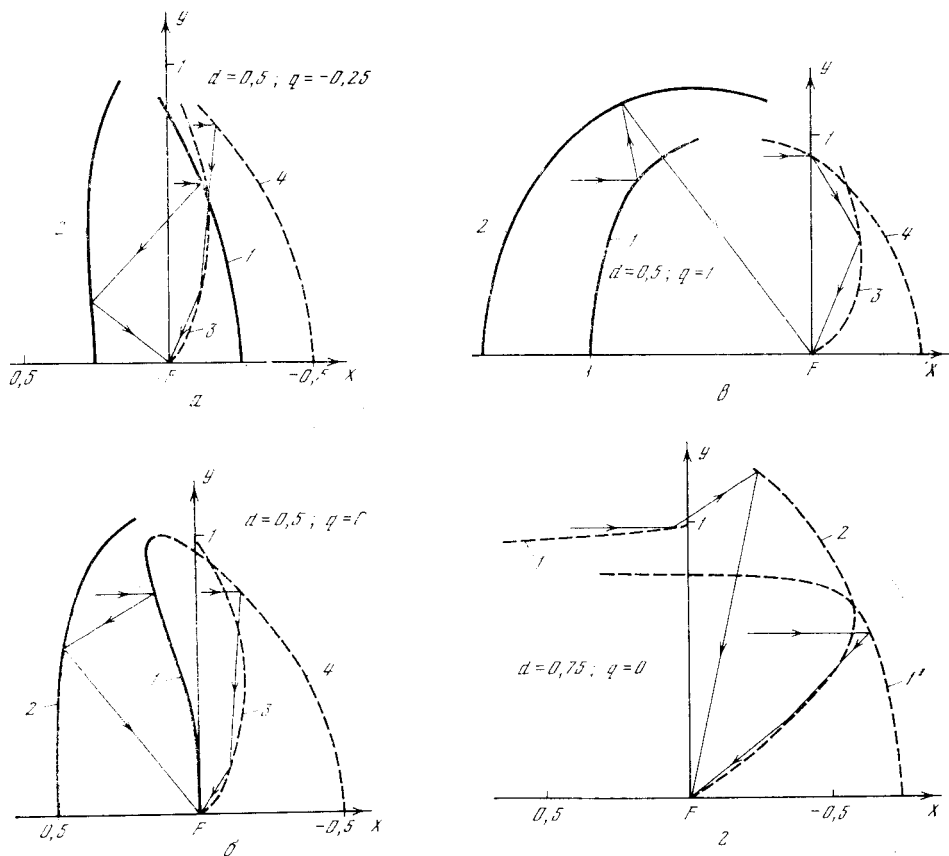


Рис. 8.

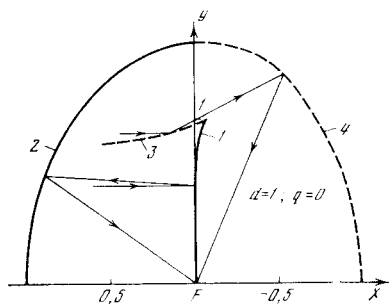


Рис. 9.

Выражения для зеркал упрощаются [6]:

$$x = -2 - \frac{\xi(\xi-1)}{2} - \frac{s'(2-\xi)^2}{8(\xi-1)}, \quad y = 2\sqrt{\xi(1-\xi)};$$

$$x_1 = \frac{-2s'(2\xi-1)(2-\xi)}{4-\xi(2-\xi)(s'-4)}, \quad y_1 = \frac{4s'(2-\xi)\sqrt{\xi(1-\xi)}}{4+\xi(2-\xi)(s'-4)}.$$

Заметим, что  $x_1$  и  $y_1$  обращаются в бесконечность при  $\xi(2-\xi)(s'-4) + 4 = 0$ ,

а также  $x_1 \rightarrow 0$  и  $y \rightarrow 0$  при  $s' \rightarrow 0$ .

Спутники астигматов представлены на рис. 10. Рассматривая рис. 10, а, б, в, г, замечаем, что при изменении  $q$  от  $q = 1, 2$  до  $q = -1, 8$  поперечные размеры вторичного зеркала уменьшаются, а фокальная плоскость смещается влево. У системы, изображенной на рис. 10, г, наблюдается экранирование основного пучка лучей, идущего от предмета, вторичным зеркалом.

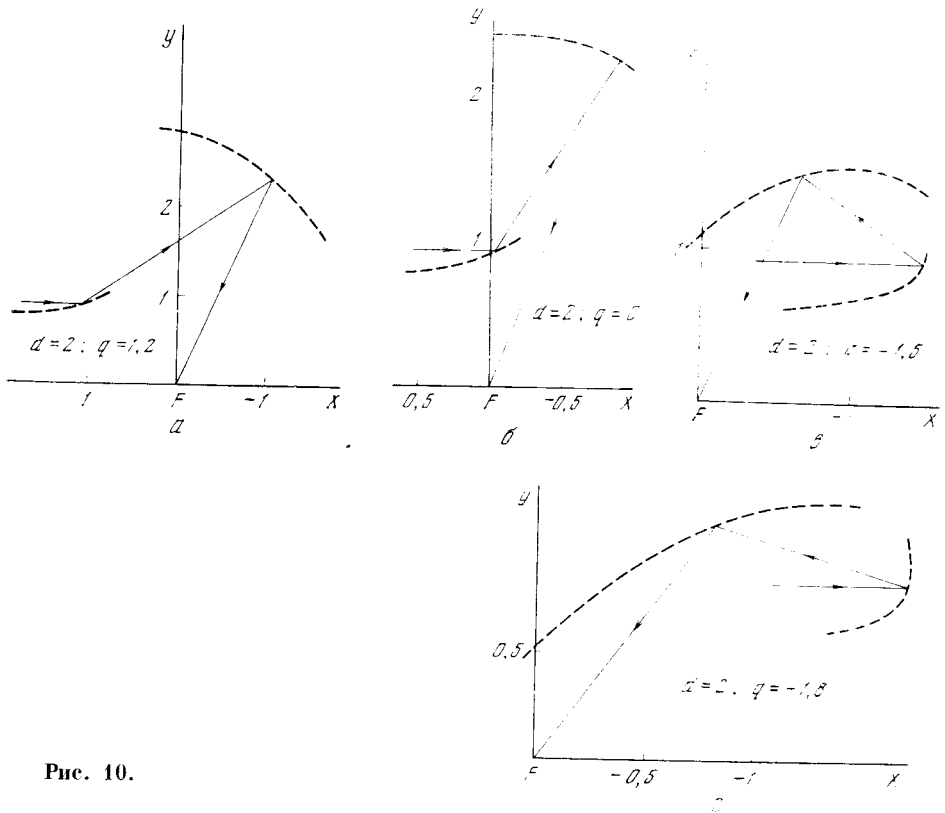


Рис. 10.

Исследование систем с еще большими значениями  $d$  не приводит к принципиально новым результатам; размеры вторичных зеркал этих систем, как правило, чрезмерно велики.

#### 4. Новые зафокальные апланатические системы

Напомним, что характерной особенностью зафокальных систем, отличающей их от систем предфокальных, является то, что лучи, отраженные от главного зеркала, пересекают оптическую ось, отражаясь затем от вторичного зеркала. Рассмотрим некоторые общие свойства зеркал зафокальных апланатических систем, вытекающие из (15), (17), (18).

1. Максимальный диаметр главного зеркала по-прежнему равен 2; а предельное относительное отверстие равно  $1 : 0,5$ .

2. Из выражения (18) видно, что главное зеркало имеет пересечение с оптической осью в точках  $\xi = 0$  и  $\xi = 1$ ; при этом  $x(0) = -q$ ,  $x(1) = d$ .

3. Вторичное зеркало имеет точки пересечения с оптической осью при  $\xi = 0$  и  $\xi = 1$ ; абсциссы этих точек равны  $x_1(0) = -s'$ ;  $x_1(1) = d$ . Очевидно, вершины главного и вторичного зеркал совпадают при  $\xi = 1$ .

4. Расстояние фокальной плоскости от точки пересечения вторичного зеркала с оптической осью при  $\xi = 0$  равно  $s'$ ; при  $\xi = 1$  оно равно  $-d$ .

Рассмотрим результаты численных исследований выражений (15) — (18) при разных значениях  $d$  и  $q$ . Наиболее характерные системы изображены на рис. 11—14. Очевидно, что во всех случаях главное зеркало системы состоит из двух частей, соприкасающихся на крайней зоне, кривые имеют общую точку при  $y = 1$ , сплошные кривые изображают зеркала основной системы (пределы изменения параметра  $0 \leq \xi \leq 0,5$ ), штриховые — новые системы (при этом  $0,5 \leq \xi \leq 1$ ), которые по-прежнему будем называть спутниками. На рис. 11, а, б помимо основной системы (схема Грегори) представлена побочная система, вторичное зеркало которой

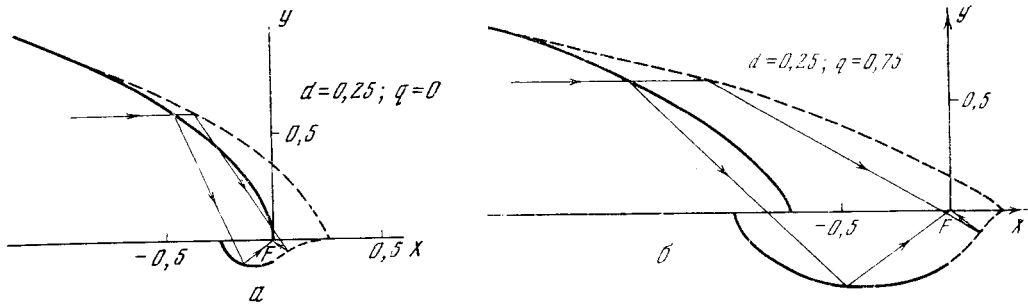


Рис. 11.

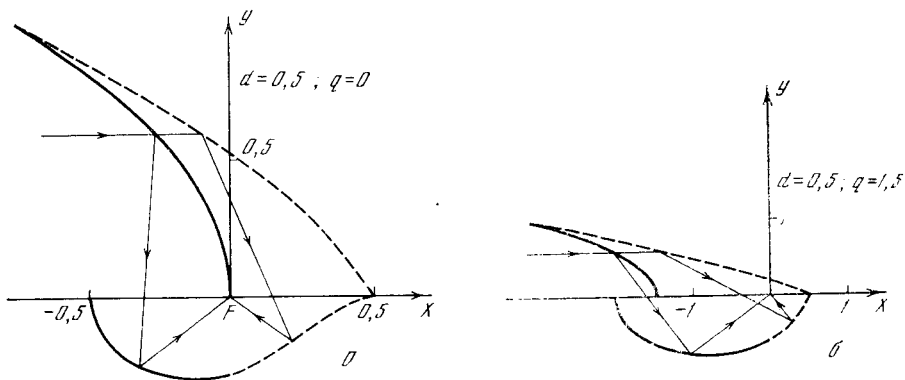


Рис. 12.

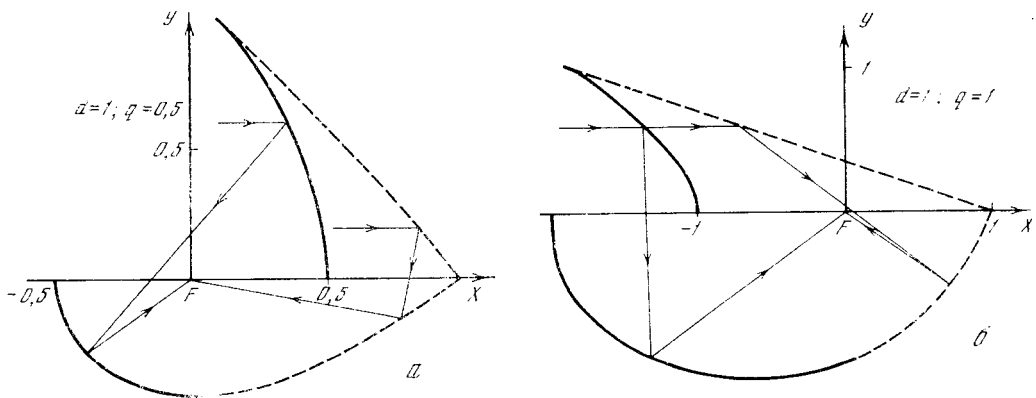


Рис. 13.

расположено справа от вершины главного зеркала. Условно можно считать, что луч, отраженный от главного зеркала и составляющий угол  $90^\circ$  с оптической осью, является границей участков зеркал, используемых в схеме Грегори и побочной системе. Рассмотрение кривых рис. 11—14 показывает, что при заданном  $d$  продольные размеры (длина вдоль оптической оси) главного зеркала как основной системы, так и «спутника» уменьшаются с уменьшением  $s'$ . Размеры вторичного зеркала также уменьшаются с уменьшением  $s'$  (при постоянном  $d$ ).

Кривизна главного зеркала «спутника» близка к нулю при  $d = 1$ , при этом главное зеркало представляет собой конус с практически прямой образующей. Очевидно также, что кривизна главного зеркала спутника меняет знак при  $d = 1$ : мы видим, что при  $d < 1$  и  $y > 0$  глав-

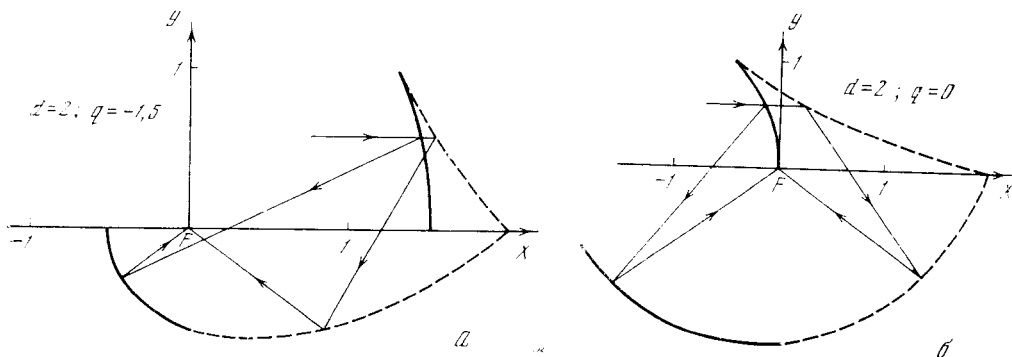


Рис. 14.

ное зеркало обращено выпуклостью вверх (в сторону возрастания  $y$ ), при  $d > 1$  и  $y > 0$  главное зеркало обращено вогнутостью вверх (рис. 14, а, б). Наименьшие размеры вторичного зеркала (и небольшие потери света на экранирование) имеют системы с  $d = 0,25$ .

### 5. Область применения рассмотренных систем

Область применения новых описанных выше систем (побочных систем и спутников) может быть весьма обширной; они могут использоваться в качестве камер для светосильных спектрографов, как объективы микроскопов, осветители к микроскопам (например, типа opak-иллюминаторов). Они могут использоваться и как проекторные системы, а также в гелиотехнике и лазерной технике (например, вместо оксигенов). Возможно использование подобных систем и в голографии (например, для освещения объектов). Заметим, что системы, дающие мнимое изображение и которые мы не рассматривали, также с успехом могут использоваться в голографии; для расчета подобных систем используются вышеприведенные формулы (9) — (14) и (15) — (18), в которых принимаем  $s' < 0$ .

Системы, в которых используются зеркала косою падения, можно использовать в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях, при этом можно использовать также некоторые системы-спутники, у которых одно из зеркал работает в скользких пучках лучей. В ультрафиолетовой области, например, при  $\lambda = 1000 \div 1300 \text{ \AA}$ , многие материалы (кварц, стекло) имеют коэффициент отражения порядка 20—30%; алюминий — порядка 40%; алюминий, покрытый тонким слоем фтористого магния или фтористого лития, способен отражать 60—80% при  $\lambda \approx 1200 \text{ \AA}$ . Поэтому одно из зеркал системы может быть обычным, работающим при малых углах падения; другое зеркало, работая в скользких лучах, позволяет получить высокий коэффициент отражения и, таким образом, потери света на отражение в системе не будут чрезмерно большими. Ряд систем может использоваться и в качестве антенн радиотелескопов (например, спутники предфокальных систем вида, представленного на рис. 8, а или спутники зафокальных систем (см. рис. 11), ибо обычные параболоиды обладают большой комой.

### 6. Зафокальные системы, позволяющие производить слежение за точечным объектом путем наклона вторичного зеркала

В настоящее время широко применяются наблюдения астрономических объектов (звезд, планет) с баллонов точность стабилизации которых недостаточна. В этих случаях желательно использовать оптическую систему, содержащую зеркало, наклонами которого можно производить слежение за выбранным объектом. Общеизвестным примером подобной

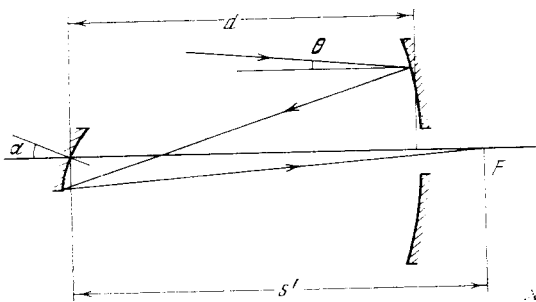


Рис. 15.

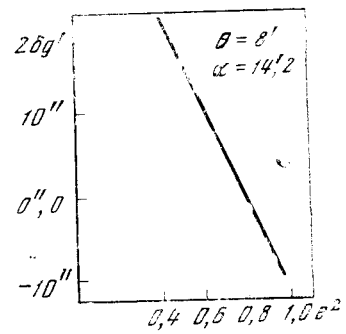


Рис. 16.

системы может служить «зеркальный Шмидт» [1], у которого planoидное зеркало может наклоняться на значительные углы к оси телескопа, не ухудшая качества изображения. Однако при этом planoидное зеркало имеет большие размеры (порядка диаметра входного зрачка), а фокальная поверхность находится между зеркалами, что затрудняет употребление громоздких приборов.

Появившаяся недавно система Боттема — Вудруффа [7] является системой кассегеновского типа с гиперболическими зеркалами, эксцентриситеты которых выбраны так, чтобы получить хорошее изображение на оси главного зеркала как в центрированной системе, так и при небольших наклонах вторичного зеркала (угол  $\alpha$  нормали в центре вторичного зеркала с оптической осью главного зеркала порядка  $\pm 10-20'$ ). Зеркала системы Боттема — Вудруффа трудно изготовлять и испытывать (так как квадрат эксцентриситета главного зеркала  $e^2$  порядка 1,3—1,6 в зависимости от характеристик системы). Поле зрения системы ограничено комой, значительно превосходящей кому классической системы Кассегрена.

Покажем, что существует зафокальная система, которая обладает свойствами, аналогичными свойствам системы Боттема — Вудруффа, но имеющая зеркала эллиптической формы, которые сравнительно просто изготовить и исследовать (рис. 15).

Для нахождения зафокальной системы, обладающей вышеуказанными свойствами, использовалась следующая методика. Для выбранных значений  $d$ ,  $q$  и требуемого относительного отверстия  $A$  изучались aberrации в плоскости Гаусса на оси главного зеркала при двух значениях наклонов вторичного зеркала:  $\alpha = 0'$  и  $\alpha = 14'2$ ; при этом значения  $e^2$  варьировались от  $e^2 = 0,4$  до  $e^2 = 1$ . Для каждого из этих значений  $e^2$  подбиралось такое значение  $e_1^2$ , при котором сферическая aberrация на оси при  $\alpha = 0$  (т. е. в центрированной системе) равнялась нулю для края входного зрачка. Вычисления aberrаций производились посредством расчета хода лучей на ЭВМ. Затем производилось вычисление aberrаций для той же точки поля (на оси главного зеркала), но при  $\alpha = 14'2$ ; при этом угол наклона  $\theta$  параллельного пучка лучей, входящего в систему, с осью главного зеркала оказался порядка  $8'$ . График зависимости размеров aberrационной фигуры  $2\delta g'$  в меридиональной плоскости от  $e^2$  представлен на рис. 16 при следующих значениях параметров:

$$d = 0,25, \quad q = 0,0312, \quad A = 1 : 10, \quad f' = 1.$$

Из графика видно, что существует система, у которой aberrация, обусловленная наклоном вторичного зеркала (в основном, это кома), равна нулю, при этом  $e^2 \approx 0,8$ . Из рис. 16 также следует, что классическая система Грегори (главное зеркало параболической формы,  $e^2 = 1$ ) весьма чувствительна к наклонам вторичного зеркала, так как длина aberrационной фигуры при  $\alpha = 14'2$  и  $\theta = 8'$  свыше  $11''$ . Апланатиче-

ская зафокальная система тоже обладает значительной комой при указанных данных  $2\delta g' = 10''$ . Аберрации найденной зафокальной системы ( $e^2 = 0,8$ ;  $e_1^2 = 0,8653$ ) были получены на основе данных расчета лучей через систему. При этом оказалось, что размеры изображения в центре поля при  $\alpha = 14,2$  не равны нулю, а имеют конечные значения: длина пятна в меридиональной плоскости порядка  $1''$  при ширине (т. е. размеры в сагиттальном сечении) порядка  $0'',65$ . Максимальные размеры аберрационного пятна при угловом расстоянии  $S'$  от центра поля порядка  $11''$ .

Расчеты показали, что качество изображения на расстоянии порядка нескольких минут дуги от центра поля почти не зависит от наклонов вторичного зеркала. Заметим, что главное зеркало системы имеет весьма высокое относительное отверстие (свыше  $1 : 2$ ). При уменьшении относительного отверстия главного зеркала аберрации будут уменьшаться (в частности, кома пропорциональна квадрату относительного отверстия системы). В неотвеченных случаях значение  $e^2$  и  $e_1^2$  можно найти (в первом приближении) следующим образом: вычисляем  $e^2$  по приближенной формуле, приведенной в [7], затем находим квадрат эксцентриситета вторичного зеркала  $e_1^2$  по формуле (367) из [5]. В наших обозначениях выражение для  $e^2$  из [7] имеет вид

$$e^2 = 1 - \frac{[(s'/s)^2 + 1]s'/d}{(s'/s)^3},$$

где  $s$  — расстояние от фокуса главного зеркала до центра вторичного зеркала.

Авторы признательны сотрудникам КАО А. Тербиж и Д. Рачковскому за вычисления на ЭВМ ЕС-1020.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 200.
2. А. Зайдель, Е. Шрейдер. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. «Наука», 1967.
3. Вопросы ракетной техники, 7/235, 1974, 3 (Обзор).
4. К. Schwarzschild. Theorie der Spiegelteleskope. Göttinger Nachr., N. F., 1905, N 43, 4.
5. Л. Д. Максютов. Астрономическая оптика. М.—Л., Гостехиздат, 1946.
6. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 146.
7. M. Bottema, R. Woodruff. Appl. Optics, 1971, 10, N 2.
8. J. Underwood, W. Neupert, R. Hoover. New techniques in space astronomy. Sympos. N 41, 1971.



## ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ КОНЦЕНТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Г. М. Попов

Рассмотрены простые методы получения концентрических эквивалентных систем, имеющих те же aberrации (для заданного  $\lambda$ ), что и система с известными aberrациями. Задача сведена к решению простой системы линейных уравнений. Изучены два основных вида эквивалентных систем: системы, у которых эквивалентность сохраняется при изменении положения предмета, и системы, не обладающие этим свойством. Подробно освещен вопрос об эквивалентных менисках. Рассмотрены простые приемы, позволяющие находить эквивалентные системы в частных случаях. Приведены примеры получения светосильных эквивалентных систем, представляющих практический интерес.

EQUIVALENT CONCENTRIC SYSTEMS, by G. M. Popov.— Simple methods of constructing concentric systems (equivalent systems) are discussed; these systems have the same aberrations (for given  $\lambda$ ) as the system with known aberrations. This task is reduced to a set of simple linear equation. Two main kinds of equivalent systems are studied: systems with the same equivalence property for changing distance to object, and systems which do not have this property. The equivalent meniscus are discussed in detail. Simple methods of looking for equivalent systems for special cases are discussed. Some examples of fast-speed equivalent systems are given; these systems are of interest for practical use.

Оптическая система называется эквивалентной заданной системе, если она имеет такую же сферическую aberrацию, как и исходная (заданная) система. Рассмотрим исходную концентрическую систему с известными радиусами поверхностей  $r_1, r_2, \dots, r_s$  и показателями преломления  $n_1, n_2, \dots, n_{s+1}$ . Расстояние от центра кривизны системы до предмета обозначено  $P_1$ , а до параксиального изображения —  $L_1$ . Выражение для угловой сферической aberrации  $\eta_1$  запишем в виде

$$\eta_1(k) = \arcsin \frac{k}{n_{s+1}L_1} - \arcsin \frac{k}{n_1P_1} - \sum_{i=1}^s \left( \arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right), \quad (1)$$

где  $k = n_1 H_1$  ( $H_1$  — расстояние от центра кривизны системы до луча, входящего в систему,  $s$  — число поверхностей системы). Зададимся целью найти концентрические системы, имеющие ту же функцию  $\eta_1(k)$ , что и исходная система. (Они могут отличаться светосилой, числом поверхностей и их расположением.) В [1] рассмотрены эквивалентные концентрические системы частного вида (когда количество поверхностей исходной и эквивалентной систем совпадает). Здесь будет рассмотрен более общий случай, когда число поверхностей эквивалентной системы больше, нежели число поверхностей исходной системы.

Изучение этого вопроса имеет не только теоретическое, но и большое прикладное значение, позволяя во многих случаях находить новые концентрические системы на основании данных об имеющихся системах, а также видоизменять их. При этом не требуются кропотливые расчеты aberrаций и вычисления хода лучей; из одной исходной системы может

быть получено много эквивалентных систем с различными характеристиками. Зачастую удается заменить компонент системы эквивалентным ему компонентом, что дает возможность воздействовать на хроматические aberrации системы. Эквивалентные системы могут иметь различную светосилу, что позволяет в ряде случаев найти систему с большей светосилой, нежели светосила исходной системы. Таким образом, знание свойств эквивалентных концентрических систем позволяет значительно уменьшить объем работы при расчетах новых систем. Система с неизвестными конструктивными элементами (эквивалентная система) имеет угловую сферическую aberrацию вида

$$\eta_2(k) = \arcsin \frac{k}{N'L_2} - \arcsin \frac{k}{N_1P_2} - \sum_{j=1}^m \left( \arcsin \frac{k}{N_{j+1}R_j} - \arcsin \frac{k}{N_jR_j} \right), \quad (2)$$

где  $R$  — радиусы кривизны,  $N$  — показатели преломления эквивалентной системы,  $P_2$  — расстояние от центра кривизны системы до предмета,  $L_2$  — расстояние от центра кривизны системы до параксиального изображения,  $m$  — число поверхностей системы. По определению, для эквивалентной системы

$$\eta_1(k) \equiv \eta_2(k). \quad (3)$$

Знак тождества означает, что это равенство выполняется при любых значениях  $k$ , но значения конструктивных элементов могут быть различными. Наша задача заключается в том, чтобы выразить неизвестные конструктивные элементы эквивалентной системы и  $P_2$  через известные величины. Можно показать [2], что тождество вида (3) выполняется тогда и только тогда, когда входящие в него слагаемые попарно равны (предполагается, что общее число арксинусов в (3) четное). Условие для нахождения конструктивных элементов эквивалентных систем получим из (3). Рассмотрим выражение

$$\sum_{v=1}^x \arcsin kC_v = 0, \quad (4)$$

где  $x$  — четное,  $C_v \neq 0$  — постоянные. Покажем, что это равенство при любых значениях  $k$  имеет место только тогда, когда арксинусы, входящие в него, попарно сокращаются. Пусть также  $C_1 \geq C_2 \geq \dots \geq C_x > 0$ . Разложим (4) в ряд по степеням  $k$  и приравняем нулю коэффициенты при одинаковых  $k$ . Получим бесконечную систему уравнений

$$\begin{aligned} C_1 + C_2 + \dots + C_x &= 0, \\ C_1^3 + C_2^3 + \dots + C_x^3 &= 0, \\ \dots & \\ C_1^{2x-1} + C_2^{2x-1} + \dots + C_x^{2x-1} &= 0. \end{aligned}$$

М. Герцбергер [2] показал, что эта система уравнений может иметь нетривиальное решение только в том случае, если

$$C_1 + C_2 = 0, \quad C_3 + C_4 = 0, \dots, \quad C_{x-1} + C_x = 0.$$

Следовательно, члены в (4) попарно сокращаются. Можно найти  $R$  и  $N$ , приравнявая попарно во всевозможных сочетаниях арксинусы в (3). При этом возможны два основных случая:

1. Первый и последний углы исходной и эквивалентной системы попарно тождественны:

$$\arcsin \frac{k}{n'L_1} \equiv \arcsin \frac{k}{N'L_2}, \quad \arcsin \frac{k}{n_1P_1} \equiv \arcsin \frac{k}{N_1P_2}, \quad (5)$$

либо

$$\arcsin \frac{k}{n'L_1} \equiv \arcsin \frac{-k}{N_1P_2}, \quad \arcsin \frac{k}{n_1P_1} \equiv \arcsin \frac{-k}{N'L_2}. \quad (5')$$

2. Условия (5) и (5') не выполняются.

В первом случае эквивалентность имеет место для любого положения предмета и изображения, поэтому назовем ее полной эквивалентностью; во втором случае — только для некоторого определенного положения предметов, либо нескольких положений, поэтому назовем ее частичной эквивалентностью.

### 1. Полностью эквивалентные concentрические системы

Рассмотрим подробнее случай полной эквивалентности. Из (3), учитывая (4) и (5), имеем

$$\sum_{i=1}^s \left( \arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right) \equiv \sum_{j=1}^m \left( \arcsin \frac{k}{N_{j+1}R_j} - \arcsin \frac{k}{N_j R_j} \right). \quad (6)$$

Будем считать, что левая часть этого тождества не содержит взаимно уничтожающихся членов. Это означает также, между прочим, что исходная система не может содержать пространственные concentрические системы Герцбергера [2]. Для пространственной системы сферическая абберация  $\eta \equiv 0$  при любом расстоянии до объекта, а потому ее добавление (удаление) не нарушает (6). Очевидно также, что все пространственные системы эквивалентны.

Рассмотрим случай, когда  $s \leq m$ , т. е. число поверхностей эквивалентной системы больше или равно числу поверхностей исходной системы. Приравняем тождественно первый член в левой части (6) к какому-либо члену в правой части, затем второй член в левой части к какому-нибудь члену в правой части и т. д., пока не исчерпаем всех членов слева, после чего попарно приравниваем друг к другу члены в правой части (6). Получим  $2s$  уравнений вида

$$\begin{aligned} n_2 r_1 &= N_{\lambda+1} R_\lambda, \\ n_1 r_1 &= N_\mu R_\mu, \\ &\dots \dots \dots \\ n_{s+1} r_s &= N_\nu R_\nu. \end{aligned} \quad (7)$$

Кроме того имеем  $(m - s)$  уравнений, связывающих оставшиеся справа в (6) члены:

$$\begin{aligned} N_\sigma R_\sigma &= N_{\tau+1} R_\tau, \\ &\dots \dots \dots \\ N_{\varphi+1} R_\varphi &= N_\psi R_\psi. \end{aligned} \quad (8)$$

Каждое из уравнений системы (7) можно преобразовать к линейному виду  $\rho n r - N = 0$ , используя подстановку  $R = 1/\rho$ . Таким образом система (7) превращается в систему  $2s$  линейных однородных уравнений с  $2s + 1$  неизвестными  $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_s$  и  $N_1, N_2, \dots, N_{s+1}$ . Так как число уравнений меньше числа неизвестных, то система имеет ненулевое решение. При этом решение системы можно выразить через одно из неизвестных, приняв его за параметр. Например, в качестве параметра можно взять  $N_1$  — показатель преломления пространства предметов эквивалентной системы.

Решив систему (7), получим также некоторые из неизвестных, входящих в (8); подставив их в (8), получим соотношения, связывающие оставшиеся неизвестные элементы эквивалентной системы. Приняв часть неизвестных в (8) за свободные параметры (с тем, чтобы оставшиеся уравнения

образовали систему, в которой число неизвестных равно числу уравнений), находим остальные неизвестные эквивалентной системы, выраженные через параметры. Наличие свободных параметров расширяет возможности создания эквивалентных систем с требуемыми свойствами. В частном случае, когда  $s = m$  (числа поверхностей исходной и эквивалентной систем совпадают), имеется один свободный параметр. При  $s < m$  количество параметров больше единицы. Выражение (1) не изменится, если кривизны и показатели преломления системы умножить на постоянное число: это позволяет находить эквивалентные системы путем умножения кривизн и показателей преломления исходной системы на произвольное число. Следует, однако, иметь в виду, что получающиеся при этом значения показателей преломления не должны быть меньше единицы. Случай, когда  $s = m$  был нами рассмотрен в [1], поэтому не будем его здесь рассматривать, а перейдем непосредственно к случаю, когда  $s < m$ . Рассмотрим конкретные системы, начиная с простейших.

Случай 1: исходная система — одиночная поверхность ( $s = 1$ ); эквивалентная система состоит из двух поверхностей ( $m = 2$ ). Выражение (6) принимает вид

$$\begin{aligned} & \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} \equiv \\ & \equiv \arcsin \frac{k}{N_2 R_1} - \arcsin \frac{k}{N_1 R_1} + \arcsin \frac{k}{N_3 R_2} - \arcsin \frac{k}{N_2 R_2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Число уравнений вида (8), связывающих слагаемые в правой части (9), равно числу сочетаний из 4 (число слагаемых) по 2, т. е. шести. Запишем эти уравнения:

$$\begin{aligned} N_2 R_1 &= N_1 R_1, & N_2 R_1 &= -N_3 R_2, \\ N_1 R_1 &= N_3 R_2, & N_1 R_1 &= -N_2 R_2, \\ N_3 R_2 &= N_2 R_2, & N_2 R_1 &= N_2 R_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Заметим, что некоторые из этих выражений приводят к тривиальным результатам. Например, из первого следует, что  $N_1 = N_2$ , т. е. первая поверхность эквивалентной системы неэффективна (не влияет на ход лучей). Из третьего находим  $N_2 = N_3$  — вторая поверхность эквивалентной системы неэффективна. Из последнего уравнения (10) следует, что  $R_1 = R_2$ , т. е. эквивалентная система вырождается в одиночную поверхность.

1. Рассмотрим второе уравнение из (10), тогда оставшиеся члены в (9) дают две системы уравнений вида (7)

$$n_2 r_1 = N_2 R_1, \quad n_1 r_1 = N_2 R_2; \quad (11)$$

$$n_2 r_1 = -N_2 R_2, \quad n_1 r_1 = -N_2 R_1. \quad (12)$$

Система (11) или (12) совместно со вторым уравнением из (10) определяет эквивалентную систему. Приняв  $N_2$  в качестве параметра, решаем систему (11):

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{n_1 r_1}{N_2}. \quad (13)$$

Эти значения подставим в  $N_1 R_1 = N_3 R_2$  (второе уравнение), получим уравнение относительно  $N_1$  и  $N_3$

$$N_3 - \frac{n_2}{n_1} N_1 = 0.$$

Приняв  $N_1$  в качестве параметра, находим  $N_3$

$$N_3 = \frac{n_2}{n_1} N_1. \quad (14)$$

Таким образом, получены формулы, определяющие элементы эквивалентной системы через параметры  $N_1$  и  $N_2$ . Очевидно, если  $n_2/N_2 > 0$  и  $n_1/N_2 > 0$ , то радиусы эквивалентной системы имеют тот же знак, что и радиус исходной системы (при этом исходная поверхность не может быть отражающей). Например, возьмем в качестве исходной систему

$$n_1 = 1, \quad n_2 = 1,5163 \text{ (К8)}, \quad r_1 = 1.$$

Приняв  $N_1 = 1$ ,  $N_2 = 1,6128$  (Ф 1), находим, что эквивалентная система имеет форму мениска:

$$R_1 = 0,940166, \quad R_2 = 0,620038, \quad N_3 = 1,5163 = n_2.$$

Полученная система может использоваться как составная часть сложной системы (не обязательно концентрической), поэтому показатель преломления в пространстве изображений может отличаться от единицы. Этот прием можно использовать для воздействия на хроматические аберрации системы без изменения монохроматических аберраций. Варьируя параметр  $N_2$ , можно получить столько вариантов эквивалентной системы, сколько имеется стекол в каталоге. Заменяя одну или несколько поверхностей сложной системы двойными поверхностями, определяемыми выражениями вида (13) и (14), можно исправить хроматическую аберрацию положения или уменьшить сферохроматическую аберрацию всей системы.

Для системы (12) находим решение (параметром служит  $N_2$ ):

$$R_1 = -\frac{n_1 r_1}{N_2}, \quad R_2 = -\frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad N_3 = N_1 \frac{n_1}{n_2}.$$

В этом случае эквивалентная система имеет радиусы кривизны противоположного знака, нежели исходная система, если  $n_1/N_2 > 0$  и  $n_2/N_2 > 0$ . Если в качестве исходной взять прежнюю поверхность  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 1,5163$ ,  $r_1 = 1$ , то эквивалентная система окажется прежней, но повернутой на  $180^\circ$  (принимая, что  $N_1 = 1,5163$ ,  $N_2 = 1,6128$ ):

$$N_1 = 1,5163; \quad N_2 = 1,6128, \quad N_3 = 1,$$

$$R_1 = -0,620038, \quad R_2 = -0,940166.$$

2. Рассмотрим четвертое уравнение из (10); в этом случае из тождества (9) находим две системы уравнений:

$$a) \quad n_2 r_1 = -N_1 R_1, \quad n_1 r_1 = N_2 R_2, \quad N_2 R_1 = -N_3 R_2;$$

$$b) \quad n_2 r_1 = -N_2 R_1, \quad n_1 r_1 = N_1 R_1, \quad N_2 R_1 = -N_3 R_2.$$

Система а) имеет решение ( $N_1$  и  $N_2$  являются параметрами)

$$R_1 = -\frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_2 = \frac{n_1 r_1}{N_2}, \quad N_3 = N_2^2 \frac{n_2}{n_1 N_1}.$$

Пусть исходная система имеет конструктивные элементы

$$r_1 = -1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 1,6.$$

Примем  $N_1 = 1$ ,  $N_2 = 1,6$ , тогда

$$R_1 = 1,6, \quad R_2 = -0,625, \quad N_3 = (1,6)^3 = 4,096.$$

Показатель преломления  $N_3$  близок к показателю преломления германия в инфракрасной области. Система обладает положительной сферической аберрацией и может использоваться как компенсатор сферической аберрации в инфракрасной области (например, в соединении с вогнутым сферическим зеркалом можно получить зеркально-линзовую систему с исправленной аберрацией).

Решение системы (б) имеет вид

$$R_1 = \frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad R_2 = -\frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad N_3 = N_2^2 \frac{n_1}{n_2 N_1}.$$

Возьмем в качестве исходной системы поверхность

$$r_1 = 1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 1,5163 \quad (\text{К8})$$

Примем  $N_1 = 1$ ,  $N_2 = 1,6128$ , тогда решение имеет вид

$$R_1 = 1, \quad R_2 = -0,940166, \quad N_3 = 1,71544.$$

Мы получили систему с бóльшей светосилой, нежели светосила исходной системы. Сферическую aberrацию как исходной, так и эквивалентной систем можно исправить концентрическим мениском, помещенным перед системой. Этот пример показывает возможность получения эквивалентных систем с бóльшей светосилой, нежели светосила исходной системы.

3. Рассмотрим пятое уравнение из (10). Ему соответствуют две системы уравнений, получаемых из (9):

$$\text{а) } n_2 r_1 = N_2 R_1, \quad n_1 r_1 = -N_3 R_2, \quad N_1 R_1 = -N_2 R_2;$$

$$\text{б) } n_2 r_1 = N_3 R_2, \quad n_1 r_1 = -N_2 R_1, \quad N_1 R_1 = -N_2 R_2.$$

Решение системы а) имеет вид (параметры  $N_2$  и  $N_3$ )

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{-n_1 r_1}{N_3}, \quad N_1 = N_2^2 \frac{n_1}{N_3 n_2}.$$

Решение системы б) запишем в виде ( $N_2$  и  $N_3$  — параметры)

$$R_1 = -\frac{n_1 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{n_2 r_1}{N_3}, \quad N_1 = N_2^2 \frac{n_2}{N_3 n_1}.$$

Если исходная система имеет конструктивные элементы

$$r_1 = -1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 1,5163,$$

то из последних формул находим, приняв  $N_2 = 1,5163$ ,  $N_3 = 2$ ,

$$R_1 = 0,6595, \quad R_2 = -0,75815, \quad N_1 = 1,74312.$$

4. Если  $N_2 = N_3$ , то задача сводится к случаю, когда эквивалентная система состоит из одной поверхности (уравнение 3) из (10), и получаются две системы уравнений [1]:

$$\text{а) } n_2 r_1 = N_2 R_1, \quad n_1 r_1 = N_1 R_1;$$

$$\text{б) } n_2 r_1 = -N_1 R_1, \quad n_1 r_1 = -N_2 R_1.$$

Решение системы а) имеет вид (параметром служит  $N_1$ )

$$R_1 = \frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{n_2 N_1}{n_1}.$$

Система б) имеет решение

$$R_1 = -\frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{n_1 N_1}{n_2}.$$

Случай, когда исходная система состоит из одной, а эквивалентная система — из трех поверхностей, рассматривается аналогично, однако практическое значение этого варианта вследствие сложности невелико. Действительно, замена одной из поверхностей сложной системы приводит к неоправданному повышению стоимости изготовления, увеличению (как правило) потерь света на отражение на поверхностях системы и т. п.

Случай 2: исходная система имеет две поверхности, эквивалентная система — три поверхности (случай, когда и исходная и эквивалентная системы имеют по две поверхности, был нами рассмотрен в [1]). Выражение (б) имеет вид

$$\begin{aligned} \arcsin \frac{k}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} + \arcsin \frac{k}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{k}{n_2 r_2} &\equiv \arcsin \frac{k}{N_2 R_1} - \\ &- \arcsin \frac{k}{N_1 R_1} + \arcsin \frac{k}{N_3 R_2} - \arcsin \frac{k}{N_2 R_2} + \\ &+ \arcsin \frac{k}{N_4 R_3} - \arcsin \frac{k}{N_3 R_3}. \end{aligned} \quad (15)$$

Число возможных равных нулю пар членов (15) справа равно 15.

$$\begin{aligned} 1) N_2 R_1 = N_1 R_1, & \quad 6) N_2 R_1 = N_2 R_2, & \quad 11) N_2 R_1 = -N_4 R_3, \\ 2) N_1 R_1 = N_3 R_2, & \quad 7) N_2 R_1 = N_3 R_3, & \quad 12) N_1 R_1 = -N_2 R_2, \\ 3) N_3 R_2 = N_2 R_2, & \quad 8) N_1 R_1 = N_4 R_3, & \quad 13) N_1 R_1 = -N_3 R_3, \\ 4) N_2 R_2 = N_4 R_3, & \quad 9) N_3 R_2 = N_3 R_3, & \quad 14) N_3 R_2 = -N_4 R_3, \\ 5) N_4 R_3 = N_3 R_3, & \quad 10) N_2 R_1 = -N_3 R_2, & \quad 15) N_2 R_2 = -N_3 R_3. \end{aligned} \quad (16)$$

Очевидно, что равенства 1, 2, 5, 6, 9 приводят к случаю, когда исходная и эквивалентные системы содержат по две поверхности. Для каждого равенства из (16) можно получить из тождества (15), попарно приравнявая члены слева и справа, 24 системы уравнений вида (7); каждая система совместно с уравнением из (16) определяет эквивалентную систему. Однако следует заметить, что далеко не все системы могут быть физически осуществлены, так как часто получаются нереализуемые значения показателей преломления (например,  $N < 1$ ) и радиусов эквивалентной системы.

Рассмотрим наиболее интересные результаты. Решение по-прежнему будем выражать через два параметра (обычно показатели преломления эквивалентной системы).

1. Рассмотрим систему уравнений, полученных из (15) и (16):

$$\begin{aligned} n_2 r_1 = N_2 R_1, & \quad n_2 r_2 = N_3 R_3, \\ n_1 r_1 = N_2 R_2, & \quad N_1 R_1 = N_3 R_2, \\ n_3 r_2 = N_4 R_3, & \end{aligned}$$

Решение этой системы имеет вид ( $N_1$  и  $N_2$  — параметры):

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{n_1 r_1}{N_2}, \quad R_3 = \frac{n_1 r_2}{N_1}, \quad N_3 = \frac{n_2 N_1}{n_1}, \quad N_4 = \frac{n_3 N_1}{n_1}. \quad (17)$$

Рассмотрим, например, в качестве исходной системы мениск (рис. 1, а), обладающий конструктивными элементами

$$r_1 = 1,55556, \quad r_2 = 1, \quad n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 1,5163. \quad (K8)$$

Эквивалентная система состоит из двух склеенных менисков (рис. 1, б) ( $N_1 = 1$ ;  $N_2 = 1,4358$ ):

$$R_1 = 1,64278, \quad R_2 = 1,0834, \quad R_3 = 1, \quad N_3 = 1,5163, \quad N_4 = 1.$$

Полученная система обладает повышенной прозрачностью в ближней ультрафиолетовой области спектра, так как «толстый» мениск ее — из флуорита, и только сравнительно тонкий мениск — из стекла К8 (впрочем, стекло К8 может быть изготовлено с повышенной прозрачностью и пропускает излучение до 3000 Å). Приведем пример преобразования зеркально-линзовой системы (рис. 2, а), в которой используется исходный мениск (повернутый на 180°), в систему, содержащую эквивалентный мениск. Конструктивные элементы исходной зеркально-линзовой системы таковы (в мм):

$$\begin{aligned} r_1 = r_5 = -100, & \quad n_1 = 1, \\ r_2 = r_4 = -155,556, & \quad d_1 = -d_4 = 55,556, \quad n_2 = -n_5 = 1,5163 \quad (K8), \\ r_3 = -241,941, & \quad d_2 = -d_3 = 86,385, \quad n_3 = -n_4 = 1, \\ & \quad n_6 = -1. \end{aligned}$$

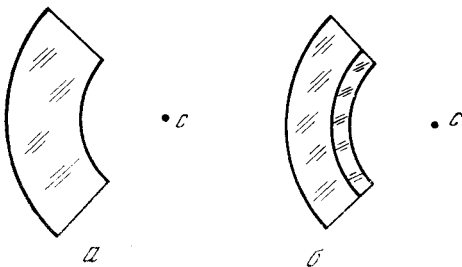


Рис. 1.

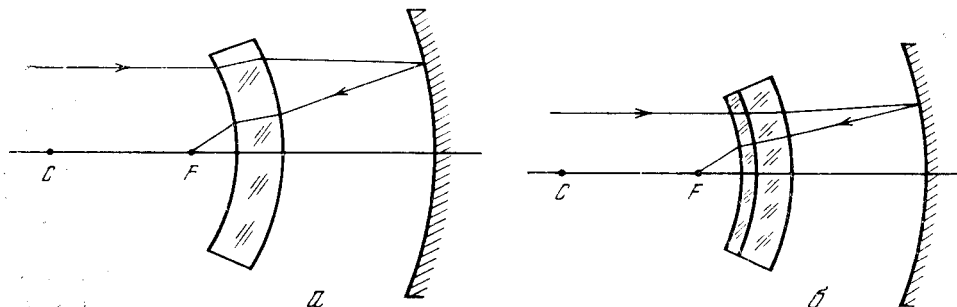


Рис. 2.

Диаметр входного зрачка  $D = 120$ , относительное отверстие  $A = 1 : 0,8$ . Система (рис. 2, б), содержащая компенсатор из двух полученных менисков (повернутых на  $180^\circ$ ), эквивалентная системе, изображенной на рис. 2, а, имеет следующие конструктивные элементы:

$$\begin{aligned} R_1 = R_7 = -100, & \quad N_1 = 1, \\ R_2 = R_6 = -108,34, & \quad N_2 = -N_7 = 1,5163, \\ R_3 = R_5 = -164,278, & \quad N_3 = -N_6 = 1,4358, \\ R_4 = -241,941, & \quad N_4 = -N_5 = -N_8 = 1, \\ D = 120, & \quad A = 1 : 0,8. \end{aligned}$$

В наиболее распространенном случае, когда  $n_1 = n_3 = N_1 = 1$ , решение (17) принимает вид:

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{r_1}{N_2}, \quad R_3 = r_2, \quad N_3 = n_2, \quad N_4 = 1.$$

Если  $n_2/N_2 > 0$ ,  $N_2 > 0$ ,  $r_1 > 0$ ,  $r_2 > 0$ , то в реальной системе должно выполняться неравенство  $R_1 > R_2 > R_3$ , т. е.  $r_1 > N_2 r_2$ ; иными словами, мениск должен быть толстым, так как обычно  $N_2$  может принимать значения от  $\sim 1,4$  до  $\sim 2$ . Таким образом, решение (17) непригодно для тонких исходных менисков, что ограничивает его применение.

2. Изучим систему уравнений, полученных из (15) и (16):

$$\begin{aligned} n_2 r_1 &= N_2 R_1, & n_2 r_2 &= N_2 R_2, \\ n_1 r_1 &= N_3 R_3, & N_1 R_1 &= N_3 R_2, \\ n_3 r_2 &= N_4 R_3, \end{aligned}$$

Решение имеет вид ( $N_1$  и  $N_2$  — параметры):

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{n_2 r_2}{N_2}, \quad R_3 = \frac{n_1 r_2}{N_1}, \quad N_3 = \frac{r_1 N_1}{r_2}, \quad N_4 = \frac{n_3 N_1}{n_1}. \quad (18)$$

В качестве исходной системы по-прежнему возьмем мениск

$$r_1 = 1,3, \quad r_2 = 1, \quad n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 1,5163 \text{ (К8)}.$$



Эквивалентной системой будут два склеенных мениска (принимаяем  $N_1 = 1$ ;  $N_2 = 1,4358$ ):

$$R_1 = 1,37288, \quad R_2 = 1,05606, \quad R_3 = 1, \quad N_3 = 1,3, \quad N_4 = 1.$$

Решение (18) при  $n_1 = n_3 = N_1 = 1$  имеет вид

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_2}, \quad R_2 = \frac{n_2 r_2}{N_2}, \quad R_3 = r_3, \quad N_3 = \frac{r_1}{r_2}, \quad N_4 = 1.$$

В этом случае исходный мениск также должен быть толстым, так как  $N_3 = r_1/r_2$  (т. е. отношение  $r_1/r_2$  должно быть порядка 1,4—2). Из (18) получается интересное решение, если в качестве исходной системы взять концентрическую систему Кассегрена из двух зеркал:

$$r_1 = -2, \quad r_2 = -1,2, \quad n_1 = -n_2 = n_3 = 1.$$

Для эквивалентной системы находим, полагая  $N_1 = 1$ ,  $N_2 = 1,5$ ,

$$R_1 = 1,33333, \quad R_2 = 0,8, \quad R_3 = -1,2, \quad N_3 = 1,66667, \quad N_4 = 1,$$

т. е. получена линзовая система, состоящая из положительной концентрической линзы и мениска, склеенного с линзой.

3. Рассмотрим систему уравнений

$$n_2 r_1 = N_3 R_2, \quad n_2 r_2 = N_2 R_2,$$

$$n_1 r_1 = N_1 R_1, \quad N_2 R_1 = N_3 R_3.$$

$$n_3 r_2 = N_4 R_3,$$

Решение этой системы (через параметры  $N_1$  и  $N_2$ ) имеет вид

$$R_1 = \frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad R_2 = \frac{n_2 r_2}{N_2}, \quad R_3 = \frac{n_1 r_2}{N_1}, \quad N_3 = \frac{r_1 N_2}{r_2}, \quad N_4 = \frac{n_3 N_1}{n_1}. \quad (19)$$

В наиболее важном частном случае, когда  $n_1 = n_3 = N_1 = 1$ , это решение будет иметь вид

$$R_1 = r_1, \quad R_2 = \frac{n_2 r_2}{N_2}, \quad R_3 = r_2, \quad N_3 = \frac{r_1 N_2}{r_2}, \quad N_4 = 1,$$

т. е. радиусы внешних поверхностей эквивалентной системы совпадают с радиусами исходной системы, а показатели преломления первой и последней сред также равны единице. Для диоптрической системы с положительными радиусами поверхностей должно выполняться неравенство

$$R_1 > R_2 > R_3$$

или

$$r_1 > \frac{n_2 r_2}{N_2} > r_2.$$

Это неравенство определяет область изменения  $N_2$ . Находим также, что  $N_2 < n_2$ . Если в качестве исходной системы используется мениск, то эквивалентной системой будет также мениск, склеенный из двух концентрических менисков (их показатели преломления не совпадают с показателем преломления исходной системы). Например, рассмотрим исходный мениск с конструктивными элементами

$$r_1 = 1,2, \quad r_2 = 1, \quad n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 1,6126 \text{ (TK16)}.$$

Эквивалентная система имеет конструктивные элементы ( $N_1 = 1$ ;  $N_2 = 1,4586$ )

$$R_1 = 1,2, \quad R_2 = 1,10558, \quad R_3 = 1, \quad N_3 = 1,75032, \quad N_4 = 1.$$

Первая линза — из плавленного кварца, вторая имеет показатель преломления, близкий к показателю преломления стекла ТФ-5. В отличие от (17) и (18) решение (19) пригодно и для преобразования тонких менис-

ков. Дополнительным достоинством является равенство наружных радиусов поверхностей системы: это позволяет, например, удалить из системы специально выбранный мениск и заменить его эквивалентным склеенным мениском (что позволяет воздействовать на хроматизм системы, не меняя ее сферической абберации), при этом габариты системы не изменяются.

4. Возьмем систему уравнений:

$$\begin{aligned} n_2 r_1 &= N_2 R_1, & n_2 r_2 &= -N_4 R_3, \\ n_1 r_1 &= N_2 R_2, & N_1 R_1 &= N_3 R_2, \\ n_3 r_2 &= -N_3 R_3, \end{aligned}$$

Решение этой системы, выраженное через параметры  $N_1$  и  $N_2$  имеет вид:

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{n_2 r_1}{N_2}, & R_2 &= \frac{n_1 r_1}{N_2}, & R_3 &= -\frac{n_3 r_2}{N_3} = -\frac{n_1 n_3 r_2}{n_2 N_1}, \\ N_3 &= \frac{n_2 N_1}{n_1}, & N_4 &= \frac{n_2^2 N_1}{n_1 n_3}. \end{aligned} \quad (20)$$

Если в этом случае взять мениск в качестве исходной системы, то эквивалентной системой будет диоптрическая система, имеющая второй и третий радиусы разных знаков. Пусть

$$r_1 = 1, \quad r_2 = 1, \quad n_1 = n_3 = N_1 = 1, \quad n_2 = 1,4358, \quad N_2 = 1,5163.$$

Для эквивалентной системы получим

$$\begin{aligned} R_1 &= 1,1363, & R_2 &= 0,79140, & R_3 &= -0,69647, & N_3 &= 1,4358, \\ & & & & & & N_4 &= 2,0615 \text{ (СТФ4)}. \end{aligned}$$

5. При  $N_4 R_3 = N_3 R_3$  из (15) можно получить систему уравнений:

$$\begin{aligned} n_2 r_1 &= N_2 R_1, & n_3 r_2 &= N_3 R_2, \\ n_1 r_1 &= N_2 R_2, & n_2 r_2 &= N_1 R_1. \end{aligned}$$

Ее решение имеет вид ( $N_1$  — параметр):

$$R_1 = \frac{n_2 r_2}{N_1}, \quad R_2 = \frac{n_1 r_2}{N_1}, \quad N_2 = \frac{r_1 N_1}{r_2}, \quad N_3 = \frac{n_3 N_1}{n_1}.$$

При  $n_1 = n_3 = N_1$  получим [4] известные выражения для элементов эквивалентной системы:

$$R_1 = n_2 r_2, \quad R_2 = r_2, \quad N_2 = r_1 / r_2. \quad (21)$$

Если исходная система — мениск, то эквивалентная система также будет мениском. Толщины обоих менисков значительны, так как

$$R_1 / R_2 = n_2, \quad r_1 / r_2 = N_2,$$

что очевидно из (21); при этом зачастую трудно найти стекло, удовлетворяющее условию  $N_2 = r_1 / r_2$ . Вышеприведенные решения обладают большими возможностями, благодаря наличию свободного параметра. Решение (21) представляет интерес также в другом отношении: если исходная системой будет диоптрическая система — шар. Эти результаты могут оказаться полезными при преобразовании диоптрической системы в эквивалентную ей катоптрическую или катадиоптрическую системы.

6. В заключение рассмотрим важный для практики случай, когда **одночный** мениск (исходная система) заменяется эквивалентной системой

из двух менисков (несклеенных); выражение (3) принимает вид:

$$\begin{aligned} & \arcsin \frac{k}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} + \arcsin \frac{k}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{k}{n_2 r_2} \equiv \arcsin \frac{k}{N_2 R_1} - \\ & - \arcsin \frac{k}{N_1 R_1} + \arcsin \frac{k}{N_3 R_2} - \arcsin \frac{k}{N_2 R_2} + \arcsin \frac{k}{N_4 R_3} - \\ & - \arcsin \frac{k}{N_3 R_3} + \arcsin \frac{k}{N_5 R_4} - \arcsin \frac{k}{N_4 R_4}. \end{aligned}$$

Один из вариантов эквивалентной системы можно получить, решая систему уравнений, найденную из вышеприведенного тождества:

$$\begin{aligned} n_1 r_1 &= N_3 R_3, & n_2 r_2 &= N_4 R_4, \\ n_3 r_2 &= N_3 R_2, & N_1 R_1 &= N_4 R_3, \\ n_2 r_1 &= N_2 R_1, & N_2 R_2 &= N_5 R_4. \end{aligned}$$

Решение этой системы имеет вид (параметры  $N_2, N_3, N_4$ ):

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{n_2 r_1}{N_2}, & R_2 &= \frac{n_3 r_2}{N_3}, & R_3 &= \frac{n_1 r_1}{N_3}, & R_4 &= \frac{n_2 r_2}{N_4}, \\ N_1 &= \frac{N_2 N_4 n_1}{N_3 n_2}, & N_5 &= \frac{N_2 N_4 n_3}{N_3 n_2}. \end{aligned}$$

Например, рассмотрим в качестве исходной системы мениск с элементами

$$r_1 = -0,5, \quad r_2 = -2, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 3, \quad n_3 = 1.$$

Для эквивалентной системы получим, приняв  $N_2 = 1,5, N_3 = 1, N_4 = 2,$

$$R_1 = -1, \quad R_2 = -2; \quad R_3 = -0,5, \quad R_4 = -3, \quad N_1 = 1, \quad N_5 = 1.$$

Чтобы сделать систему практически осуществимой, нужно повернуть один из менисков на  $180^\circ$ . Таким образом, мениск с большим и неосуществимым (по крайней мере в видимой области спектра) показателем преломления заменяется двумя менисками с меньшими показателями преломления ( $N_2 = 1,5$  и  $N_4 = 2$ ), что делает систему практически выполнимой. Подобная замена часто оказывается необходимой на практике, так как в процессе расчета системы оказывается, что наиболее интересные решения зачастую содержат линзы с большими показателями преломления.

На этом закончим рассмотрение эквивалентных систем, состоящих из двух или трех поверхностей. Изучение систем из большого числа поверхностей затруднительно из-за большого объема работы, связанной с решением многочленных систем уравнений, но легко может быть выполнено с помощью ЭВМ (существуют, как правило, стандартные программы, позволяющие решать произвольные системы линейных уравнений, к которым сводится задача нахождения эквивалентных систем).

В [1] были рассмотрены искусственные приемы, позволяющие находить частные решения (эквивалентные системы), не прибегая к вычислениям. Эти приемы основаны на свойствах угловой сферической аберрации. Одно из таких свойств заключается в том, что если произвольный компонент концентрической системы повернуть на  $180^\circ$  вокруг центра кривизны, то сферическая аберрация системы не изменится. Предполагается, что компонент содержит четное число отражающих поверхностей (либо вовсе их не содержит) и находится в воздухе (доказательство см. в [1]). Метод получения эквивалентных систем путем поворота произвольно выбранного компонента на  $180^\circ$  весьма прост и не требует никаких вычислений; однако следует проверить, не является ли изображение в полученной системе мнимым, а также найти экранирование, габариты и подобные характеристики, которые могут измениться при преобразовании исходной системы. Например, повернем на  $180^\circ$  систему из двух зеркал, изу-

ченную нами в [1] и заданную конструктивными элементами (исходная система)

$$\begin{aligned} r_1 &= 100 \text{ мм}, & n_1 &= 1, \\ d_1 &= -159,77 \text{ мм}, & n_2 &= -1, \\ r_2 &= 259,77 \text{ мм}, & n_3 &= 1, \\ D &= 50 \text{ мм}, & R &= -81,25 \text{ мм} = L_1, \end{aligned}$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка,  $R$  — радиус кривизны поля. Эквивалентная система имеет конструктивные элементы

$$\begin{aligned} R_1 &= -259,77 \text{ мм}, & n_1 &= 1, \\ D_1 &= -159,77 \text{ мм}, & n_2 &= -1, \\ R_2 &= -100 \text{ мм}, & n_3 &= 1, \\ D &= 50 \text{ мм}, & R &= -81,25 \text{ мм} = L_2. \end{aligned}$$

Полученная эквивалентная система дает мнимое изображение, в то время как исходная система имеет действительное изображение. В то же

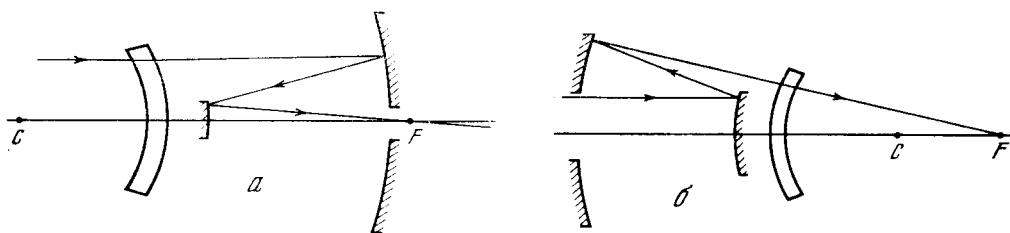


Рис. 3.

время размеры второго (большого) зеркала (по ходу луча) более чем в четыре раза превосходят диаметр входного зрачка, что обуславливает большие габариты системы. Эквивалентная система имеет диаметр большого зеркала (первого по ходу луча) порядка диаметра входного зрачка. В то же время относительное отверстие и сферическая aberrация обеих систем одинаковы, равно как и кривизна поля. Приведем также важный для практических приложений пример преобразования системы типа «менисковый Кассегрен» (рис. 3, а) в систему с большим выносом фокальной поверхности, пригодную для использования в спектрографах и других приборах, в частности, в приборах, применяющих ЭОПы и телевизионную технику.

Исходная система (менисковый Кассегрен), — размеры указаны в миллиметрах (рис. 3, а):

$$\begin{aligned} r_1 &= -54,8, & d_1 &= 7,0, & n_1 &= 1, \\ r_2 &= -61,8, & d_2 &= 78,2, & n_2 &= 1,5163 \text{ (K8)}, \\ r_3 &= -140, & d_3 &= -47,73, & n_3 &= 1, \\ r_4 &= -92,27, & & & n_4 &= -1, \\ & & & & n_5 &= 1, \\ & & f' &= 149,68, & A &= 1 : 3. \end{aligned}$$

Эта система имеет сравнительно небольшой вынос  $q$  фокуса за вершину главного зеркала (он равен 9,68 мм), что недостаточно для многих работ. Повернем всю систему на  $180^\circ$  (это возможно, так как число зеркал четное); получим эквивалентную систему, изображенную на рис. 3, б и оп-

ределенную конструктивными элементами

$$\begin{aligned}
 R_1 &= 92,27, & D_1 &= -47,74, & N_1 &= 1, \\
 R_2 &= 140, & D_2 &= 78,2, & N_2 &= -1, \\
 R_3 &= 61,8, & D_3 &= 7,0, & N_3 &= 1, \\
 R_4 &= 54,8, & & & N_4 &= 1,5163, \\
 & & & & N_5 &= 1.
 \end{aligned}$$

$$f' = 149,68, \quad A = 1 : 3.$$

Система имеет большое ( $Q = 204,48$  мм) расстояние фокуса от последней поверхности системы. Недостатками ее являются значительные размеры вторичного (второго по ходу луча) зеркала и мениска. Впрочем, размеры мениска эквивалентной системы можно уменьшить, повернув его на  $180^\circ$  (и тем самым приблизив к фокусу системы), но при этом уменьшится вынос фокуса ( $Q = 87,88$  мм).

## 2. Частично эквивалентные концентрические системы

Частично эквивалентными (данной исходной системе) называются такие системы, когда эквивалентность имеет место только для некоторых положений предмета и изображения.

Рассмотрим концентрическую систему с известными радиусами  $r_1, r_2, \dots, r_s$  ( $s$  — число поверхностей системы) и показателями преломления  $n_1, n_2, \dots, n_{s+1}$ . Расстояние от центра кривизны системы до предмета обозначим  $P_1$ , расстояние от центра кривизны до паракиального изображения обозначим  $L_1$ . Выражение для угловой сферической аберрации  $\eta_1$  исходной системы имеет вид [1]

$$\eta_1(k) = \arcsin \frac{k}{n_{s+1}L_1} - \arcsin \frac{k}{n_1P_1} - \sum_{i=1}^s \left( \arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right), \quad (22)$$

где  $k$  — оптическое расстояние от центра кривизны системы до луча. Как обычно, значения показателей преломления и радиусов кривизны эквивалентной системы будем обозначать большими буквами:  $N$  — показатели преломления и  $R$  — радиусы кривизны.

Выражение для сферической аберрации  $\eta_2$  частично эквивалентной системы будем искать в виде ( $m$  — число поверхностей системы)

$$\begin{aligned}
 \eta_2 &= \arcsin \frac{k}{N_{m+1}L_2} - \arcsin \frac{k}{N_1P_2} - \\
 &- \sum_{j=1}^m \left( \arcsin \frac{k}{N_{j+1}R_j} - \arcsin \frac{k}{N_j R_j} \right), \quad (23)
 \end{aligned}$$

где  $P_2$  и  $L_2$  — расстояния от центра кривизны системы до предмета и паракиального изображения соответственно. Для эквивалентной системы должно выполняться тождество (для любого  $k$ )

$$\eta_1(k) \equiv \eta_2(k). \quad (24)$$

Выше показано, что это тождество выполняется для любого  $k$  тогда и только тогда, когда входящие в него арксинусы попарно равны (предполагается, что общее число арксинусов в (24) четное), откуда получаются условия для нахождения конструктивных элементов. При этом возможны следующие основные случаи (мы исключаем случаи, когда первый и послед-

ний углы исходной и эквивалентной системы попарно равны — это случай полной эквивалентности, рассмотренный выше):

- 1)  $\arcsin \frac{k}{n_1 P_1} \equiv \arcsin \frac{k}{N_1 P_2}$ ;  $\arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1} \not\equiv \arcsin \frac{k}{N_{m+1} L_2}$ ;
- 2)  $\arcsin \frac{k}{n_1 P_1} \equiv \arcsin \frac{-k}{N_{m+1} L_2}$ ,  $\arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1} \not\equiv \arcsin \frac{-k}{N_1 P_2}$ ;
- 3)  $\arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1} \equiv \arcsin \frac{k}{N_{m+1} L_2}$ ,  $\arcsin \frac{k}{n_1 P_1} \not\equiv \arcsin \frac{k}{N_1 P_2}$ ;
- 4)  $\arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1} \equiv \arcsin \frac{-k}{N_1 P_2}$ ,  $\arcsin \frac{k}{n_1 P_1} \not\equiv \arcsin \frac{+k}{N_{m+1} L_2}$ ;
- 5)  $\arcsin \frac{k}{n_1 P_1} \equiv I$ ,  $\arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1} \equiv I'$ ,

где  $I$  и  $I'$  — какой-либо из углов падения (или преломления) эквивалентной системы. Можно показать, что первые четыре случая могут быть сведены к одному из них, например третьему, и обратно. Действительно, записав выражения для  $\eta_1$  и  $\eta_2$  в обратном ходе лучей, первый случай приведем к третьему; для второго случая достаточно записать  $\eta_1$  в обратном ходе, чтобы получить третий случай; для четвертого случая следует записать  $\eta_2$  в обратном ходе лучей, тогда он сведется к третьему.

Рассмотрим сначала третий случай, когда последние углы исходной и эквивалентной систем равны, а первые не равны. Выражение для получения конструктивных элементов эквивалентной системы найдем аналогично тому, как это было сделано выше, при рассмотрении полной эквивалентности. Будем считать, что левая часть тождества (24) не содержит членов, взаимно уничтожающихся. Рассмотрим случай, когда  $s \leq m$ , т. е. число поверхностей исходной системы меньше или равно числу поверхностей эквивалентной системы. Исключим из (24) члены

$$\arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1}, \quad \arcsin \frac{k}{N_{m+1} L_2}.$$

Приравняем первый член слева в (24) к какому-либо произвольному члену справа в (24), затем второй член слева к какому-нибудь члену справа и т. д., пока не исчерпаем всех членов слева, после чего попарно приравняем друг к другу члены в правой части (24). Получим  $2s + 1$  уравнений с  $2s + 2$  неизвестными вида

$$\begin{aligned} n_2 r_1 &= N_{\lambda+1} R_{\lambda}, \\ n_1 r_1 &= N_{\nu} R_{\nu}, \\ &\dots \dots \dots \\ n_{s+1} r_s &= N_{\nu} R_{\nu}, \\ n_1 P_1 &= N_{\sigma} R_{\sigma}, \\ n_i r_i &= N_1 P_2. \end{aligned} \tag{25}$$

Имеем также  $(m - s)$  уравнений, связывающих оставшиеся справа в (24) члены

$$\begin{aligned} N_{\nu} R_{\nu} &= N_{\tau+1} R_{\tau}, \\ &\dots \dots \dots \\ N_{\varphi+1} R_{\varphi} &= N_{\lambda} R_{\lambda}. \end{aligned} \tag{26}$$

Заметим, что знаки правой и левой частей произвольного уравнения из (25) или (26) могут быть различными.

Систему (25) можно привести к системе линейных однородных уравнений. Решение этой системы можно выразить через одно из неизвестных,

приняв его за параметр. Решив систему (25), получим также и некоторые из неизвестных, входящих в (26), подставив их в (26), получим соотношения, связывающие оставшиеся неизвестные конструктивные элементы эквивалентной системы. Но при этом, как правило, число неизвестных в (26) будет больше числа уравнений. Приняв часть неизвестных в (26) за свободные параметры (так, чтобы оставшиеся уравнения образовали систему, в которой число уравнений равно числу неизвестных), находим остальные неизвестные. Наличие свободных параметров расширяет возможности создания эквивалентных систем с нужными свойствами, но приводит к усложнению системы. Рассмотрим конкретные частично эквивалентные системы, начиная с простейших. Начнем со случая, когда  $u' \equiv U'$ , т. е. последний угол исходной системы равен последнему углу эквивалентной системы.

1. Исходная и эквивалентная системы содержат одну поверхность ( $s = m = 1$ ). Этот вариант не имеет самостоятельного значения, однако может использоваться для преобразования отдельных поверхностей сложных систем.

Из (25) получаем четыре системы уравнений, определяющих четыре разновидности эквивалентной системы:

$$\begin{array}{lll} 1) & n_1 P_1 = N_2 R_1, & n_2 r_1 = N_1 P_2, & n_1 r_1 = N_1 R_1, \\ 2) & n_1 P_1 = N_2 R_1, & n_2 r_1 = -N_1 R_1, & n_1 r_1 = -N_1 P_2, \\ 3) & n_1 P_1 = -N_1 R_1, & n_2 r_1 = N_1 P_2, & n_1 r_1 = -N_2 R_1, \\ 4) & n_1 P_1 = -N_1 R_1, & n_2 r_1 = N_2 R_1, & n_1 r_1 = -N_1 P_2. \end{array}$$

Решение первой системы имеет вид

$$P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = \frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{P_1 N_1}{r_1}.$$

При  $N_1 = 1$  и  $r_1 = 1$  имеем  $N_2 = P_1$ ; так как значения  $N_2$  могут находиться только в пределах 1,3—2,6 (для видимой области), то и значения  $P_1$  также могут лежать только в этих пределах. Очевидно, что для преломляющих поверхностей  $P_1, P_2, r_1, R_1$  имеют одинаковые знаки. Как пример рассмотрим исходную поверхность с конструктивными элементами

$$n_1 = 1, \quad r_1 = 1, \quad n_2 = 1,5163 \text{ (К8)}, \quad P_1 = 1,755.$$

Частично эквивалентная поверхность будет иметь элементы ( $N_1 = 1$ )

$$P_2 = 1,5163, \quad R_1 = 1; \quad N_2 = 1,755 \text{ (ТФ5)}.$$

Интересный результат получается, если в качестве исходной системы взять зеркало

$$r_1 = -1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = -1, \quad P_1 = -1,6126.$$

Эквивалентной системой будет преломляющая поверхность ( $N_1 = 1$ ):

$$P_2 = 1, \quad R_1 = -1, \quad N_2 = 1,6120 \text{ (ТК16)}.$$

Вторая система имеет решение

$$P_2 = -\frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = -\frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad N_2 = -\frac{n_1 N_1 P_1}{n_2 r_1}.$$

Исходную поверхность, для иллюстрации, зададим элементами  $P_1 = (1,6126)^2 \approx 2,60047, \quad r_1 = -1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 1,6126.$

Для эквивалентной системы находим

$$P_2 = 1, \quad R_1 = 1,6126, \quad N_2 = 1,6126.$$

Для третьей системы находим

$$P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = -\frac{n_1 P_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{r_1 N_1}{P_1}.$$

Для преломляющих<sup>1</sup> поверхностей  $P_2$  и  $r_1$  будут иметь одинаковые знаки, в то время как знаки  $P_1$  и  $R_1$  различны. Если в качестве исходной системы взять зеркало, то эквивалентной системой будет преломляющая поверхность. Например, исходная поверхность (из системы выходит параллельный пучок лучей):

$$P_1 = -0,5, \quad r_1 = -1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = -1;$$

эквивалентная поверхность ( $N_1 = 1$ ):!

$$P_2 = 1, \quad R_1 = 0,5, \quad N_1 = 1, \quad N_2 = 2.$$

Четвертая система имеет решение

$$R_1 = -\frac{n_1 P_1}{N_1}, \quad P_2 = -\frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad N_2 = -\frac{n_2 N_1 r_1}{n_1 P_1}.$$

В этом случае, очевидно, при положительных  $n_1, n_2, N_1$  знаки  $P_2$  и  $r_1$  (как и знаки  $P_1, R_1$ ) различны. Интересное решение получается, если в качестве исходной системы взять преломляющую поверхность:

$$r_1 = 1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 1,5, \quad P_1 = 1,5.$$

Эквивалентная поверхность в этом случае — зеркало с элементами

$$P_2 = -1, \quad N_1 = 1, \quad N_2 = -1, \quad R_1 = -1,5.$$

Заметим, что полученные результаты можно использовать также при расчетах компенсационных схем контроля оптики; например, имея расчет компенсатора в виде сферического вогнутого зеркала, можно получить линзовый компенсатор, эквивалентный исходному.

2. Рассмотрим также и более сложный случай, когда как исходная, так и эквивалентная системы имеют по две поверхности (по-прежнему считаем, что последние углы исходной и эквивалентной систем одинаковы).

Выражение (24) принимает вид

$$\begin{aligned} & \arcsin \frac{k}{n_1 P_1} + \arcsin \frac{k}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} + \arcsin \frac{k}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{k}{n_2 r_2} \equiv \\ & \equiv \arcsin \frac{k}{N_1 P_2} + \arcsin \frac{k}{N_2 R_1} - \arcsin \frac{k}{N_1 R_1} + \arcsin \frac{k}{N_3 R_2} - \arcsin \frac{k}{N_2 R_2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Общее число различных систем уравнений, получающихся из этого условия и определяющих частично эквивалентные системы, составляет несколько десятков (случай, когда  $u_1 \equiv U_1$ , т. е. первые углы систем равны, не рассматриваем, так как он соответствует полной эквивалентности, изученной выше), поэтому приведем только наиболее интересные результаты, полученные нами из анализа систем уравнений. Для удобства пронумеруем члены слева и справа в (27). Составим таблицу, в первой строчке которой даны цифры, указывающие порядок следования членов в левой части выражения (27); во второй строке даны цифры, указывающие порядок следования членов в правой части (27). Условимся приравнивать попарно члены в (27), так, чтобы член в первой строке таблицы приравнивался к члену во второй строке, расположенному под ним. Например, таблице

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 \\ 1 & 2 & 3 & 4 \end{pmatrix}$$

соответствует система уравнений

$$\begin{aligned} n_1 P_1 &= N_1 P_2, & n_2 r_1 &= N_2 R_1, & n_1 r_1 &= N_1 R_1, & n_3 r_2 &= N_3 R_2, \\ n_2 r_2 &= N_2 R_2. \end{aligned}$$

Перестановкой цифр во второй строке таблицы получим  $5! = 120$  систем уравнений, но из них следует исключить 24 системы, соответствующие



уже изученному случаю полной эквивалентности; поэтому всего остается 96 систем.

Приступим к изложению наиболее интересных результатов.  
Случай 1: система, соответствующая таблице

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ 2 & 1 & 3 & 4 & 5 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} n_1 P_1 &= N_2 R_1, & n_2 r_1 &= N_1 P_2, & n_1 r_1 &= N_1 R_1, & n_3 r_2 &= N_3 R_2, \\ n_2 r_2 &= N_2 R_2 \end{aligned}$$

имеет решение

$$P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = \frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{P_2 N_1}{r_1}, \quad R_2 = \frac{n_2 r_1 r_2}{N_1 P_1}, \quad N_3 = \frac{N_1 n_3 P_1}{n_2 r_1}.$$

Например, в качестве исходной системы возьмем мениск с элементами  $n_1 = 1, \quad r_1 = 1,1, \quad r_2 = 1, \quad n_2 = 1,5, \quad n_3 = 1, \quad P_1 = 2,2.$

Эквивалентной системой также будет мениск (примем  $N_1 = 1$ ):

$$R_1 = 1,1, \quad R_2 = 0,75, \quad N_2 = 2; \quad N_3 = 1,333, \quad P_2 = 1,65.$$

Таким образом, получен мениск с другим показателем преломления, у которого изображение находится в воде ( $N_3 = 1,333$ ).

Случай 2: система, полученная из таблицы

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ 2 & 1 & 3 & 5 & 4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} n_1 P_1 &= N_2 R_1, & n_2 r_1 &= N_1 P_2, & n_1 r_1 &= N_1 R_1, & n_3 r_2 &= -N_2 R_2, \\ n_2 r_2 &= -N_3 R_2 \end{aligned}$$

имеет решение

$$P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = \frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{P_1 N_1}{r_1}, \quad R_2 = -\frac{n_3 r_1 r_2}{P_1 N_1}, \quad N_3 = \frac{n_2 P_1 N_1}{n_3 r_1}.$$

Например, рассмотрим мениск как исходную систему:

$$n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 1,39205, \quad r_1 = 1, \quad r_2 = 0,8, \quad P_1 = 1,5$$

(фтористый литий). Эквивалентной системой будет «толстая» линза с радиусами противоположных знаков:

$$\begin{aligned} N_1 &= 1, & P_2 &= 1,39205, & R_1 &= 1, & N_2 &= 1,5, & R_2 &= -0,53333, \\ N_3 &= 2,08808. \end{aligned}$$

Показатель преломления последней среды близок к показателю преломления стекла СТФ1. Полученная система может использоваться как компенсатор, подобно менисковому компенсатору. Например, дополнив полученную систему вогнутым зеркалом, получим систему, эквивалентную системе Максутава (состоящей из исходного мениска и зеркала). Изображение при этом находится в среде с  $N_3 = 2,08808$ , поэтому следует использовать иммерсию при фотографических работах

Случай 3: рассмотрим также систему

$$\begin{aligned} n_1 P_1 &= N_2 R_1, & n_2 r_1 &= N_1 P_2, & n_1 r_1 &= N_2 R_2, & n_3 r_2 &= N_3 R_2, \\ n_2 r_2 &= N_1 R_1. \end{aligned}$$

Решение этой системы имеет вид ( $N_1$  — параметр):

$$P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = \frac{n_2 r_2}{N_1}, \quad N_2 = \frac{n_1 P_1 N_1}{n_2 r_2}, \quad R_2 = \frac{r_1 r_2 n_3}{P_1 N_1}, \quad N_3 = \frac{P_1 N_1 n_3}{r_1 n_2}. \quad (28)$$

Если взять в качестве исходной системы мениск, то эквивалентной системой также будет мениск. Например, для исходного мениска с элементами

$$n_1 = 1, \quad n_2 = 1,5, \quad n_3 = 1, \quad r_1 = 1, \quad r_2 = 0,86, \quad P_1 = 2$$

находим эквивалентную систему (мениск):

$$N_1 = 1, \quad N_2 = 1,55038, \quad N_3 = 1,33333, \quad R_1 = 1,29, \\ R_2 = 0,645, \quad P_2 = 1,5.$$

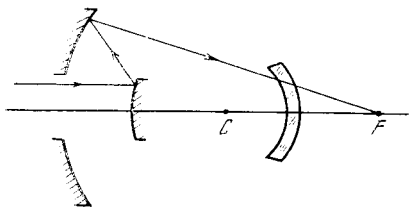


Рис. 4.

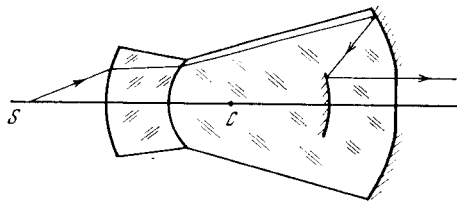


Рис. 5.

Интересный результат получается, если в качестве исходной системы взять шар с элементами

$$r_1 = 0,75, \quad r_2 = -0,75, \quad n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 2, \quad P_1 = 1,5, \quad N_1 = 1.$$

Эквивалентной системой в этом случае будет система из двух зеркал типа Кассегрена:

$$N_1 = 1, \quad N_2 = -1, \quad N_3 = 1, \quad R_1 = -1,5, \quad R_2 = -0,75, \\ P_2 = 1,5.$$

Покажем на примере, как можно использовать полученные результаты на практике. Рассмотрим систему (рис. 4) с конструктивными элементами (размеры даны в мм)

$$r_1 = 132, \quad r_2 = 200, \quad r_3 = -85,6, \quad r_4 = -99,56, \quad n_1 = -n_2 = \\ = n_3 = 1, \quad n_4 = 1,5163, \quad n_5 = 1, \quad A = 1 : 2,2, \quad L_1 = -217,97.$$

Заменим мениск, входящий в эту систему, частично эквивалентным ему мениском, используя решение (28); при этом оба мениска удобно рассматривать в обратном ходе. Получим конструктивные элементы эквивалентного мениска (полагая  $N_1 = 1$ )

$$P_2 = 150,963, \quad R_1 = 129,795, \quad R_2 = 59,2853, \quad N_2 = 1,67933 \text{ (ТФ2)}, \\ N_3 = 1,44386 \text{ (CaF}_2\text{)}.$$

Дополним полученный мениск системой из двух зеркал с элементами (легко видеть, что эта система эквивалентна зеркальной части исходной системы)

$$R_3 = -138,517, \quad R_4 = -91,4216, \quad N_3 = N_5 = 1,44386, \\ N_4 = -N_3.$$

Окончательно получим частично эквивалентную систему с конструктивными элементами

$$P_2 = 150,963, \quad N_1 = 1, \\ R_1 = 129,795, \quad N_2 = 1,67933, \\ R_2 = 59,2853, \quad N_3 = 1,44386, \\ R_3 = -138,517, \quad N_4 = -1,44386, \\ R_4 = -91,4216, \quad N_5 = 1,44386, \\ A = 1 : 1, \quad L_2 = \infty.$$

Параллельный пучок лучей, выходящий из системы, можно вывести в воздух, введя плоскую поверхность раздела стекло — воздух (рис. 5). Сферическая aberrация в полученной системе исправлена, поскольку она исправлена в исходной системе. Полученная система не расстраивается от разьюстировок в отличие от исходной системы и может представлять интерес как камера спектрографа, объектив микроскопа и т. д. Относительное отверстие ее выше, нежели относительное отверстие исходной системы ( $A \approx \approx 1 : 1$ ).

Кратко рассмотрим также случай частичной эквивалентности, когда

$$\arcsin \frac{k}{n_1 P_1} \equiv I, \quad \arcsin \frac{k}{n_{s+1} L_1} \equiv I'.$$

где  $I$  и  $I'$  — какой-либо из углов падения (или преломления) эквивалентной системы. Рассмотрим случай одиночной поверхности. Условие равенства aberrаций (24) имеет вид

$$\arcsin \frac{k}{n_2 L_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 P_1} - \arcsin \frac{k}{n_2 r_1} + \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} \equiv \arcsin \frac{k}{N_2 L_2} - \arcsin \frac{k}{N_1 P_2} - \arcsin \frac{k}{N_2 R_1} + \arcsin \frac{k}{N_1 R_1}.$$

Рассмотрим следующие варианты:

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 \\ 3 & 4 & 1 & 2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 \\ 4 & 3 & 1 & 2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 \\ 3 & 4 & 2 & 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 \\ 4 & 3 & 2 & 1 \end{pmatrix}.$$

1) Первая таблица соответствует системе

$$n_2 L_1 = -N_2 R_1, \quad n_1 P_1 = -N_1 R_1, \quad n_2 r_1 = -N_2 L_2, \\ n_1 r_1 = -N_1 P_2.$$

Ее решение имеет вид (параметром служит  $N_1$ )

$$P_2 = -\frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad R_1 = -\frac{n_1 P_1}{N_1}, \quad N_2 = -\frac{n_2 L_1}{R_1} = \frac{n_2 L_1 N_1}{n_1 P_1}.$$

Интересное решение получается, если взять исходную поверхность с элементами

$$P_1 = 4, \quad r_1 = 1, \quad n_1 = 1, \quad n_2 = 2 \text{ (СТФ1)}.$$

При  $N_1 = 1$  эквивалентной системой будет зеркало:

$$P_2 = -1, \quad R_1 = -4, \quad N_2 = -1.$$

2) Для второй таблицы находим:

$$n_2 L_1 = N_1 R_1, \quad n_1 P_1 = N_2 R_1, \quad n_2 r_1 = -N_2 L_2, \quad n_1 r_1 = -N_1 P_2.$$

Ее решение (параметром является  $N_1$ ) имеет вид

$$P_2 = -\frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad R_1 = \frac{n_2 L_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{n_1 N_1 P_1}{n_2 L_1}.$$

3) Третья таблица дает систему

$$n_2 L_1 = -N_2 R_1, \quad n_1 P_1 = -N_1 R_1, \quad n_2 r_1 = N_1 P_2, \quad n_1 r_1 = N_2 L_2.$$

Ее решение через параметр  $N_1$  имеет вид

$$P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_1 = -\frac{n_1 P_1}{N_2}, \quad N_2 = \frac{n_2 L_1 N_1}{n_1 P_1}.$$

Если в качестве исходной системы взять поверхность из раздела 1, то эквивалентной системой по-прежнему будет зеркало, но работающее в обратном ходе лучей:

$$N_1 = 1, \quad N_2 = -1, \quad P_2 = 2, \quad L_2 = -1, \quad R_1 = -4.$$

4) Для четвертой таблицы получаем

$$n_2 L_1 = N_1 R_1, \quad n_1 P_1 = N_2 R_1, \quad n_2 r_1 = N_1 P_2, \quad n_1 r_1 = N_2 L_2.$$

Отсюда

$$R_1 = \frac{n_2 L_1}{N_1}, \quad P_2 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad N_2 = \frac{n_1 P_1 N_1}{n_2 L_1}.$$

Заметим, что во всех четырех случаях могут быть неосуществимые решения (например,  $N_1 > 0$ ,  $N_2 < 0$ , причем  $N_1 \neq -N_2$ ). Аналогично предыдущему, можно было бы изучить и более сложный случай, когда исходная система состоит из двух (и более) поверхностей, но практическая ценность получаемых здесь результатов мала, поэтому этот вопрос рассматривать не будем.

### 3. Простые методы нахождения эквивалентных систем в частных случаях

Вышеописанные общие методы для сложных систем приводят к большой затрате времени (если не использовать ЭВМ), поэтому укажем на простые приемы (назовем их эквивалентными преобразованиями), позволяющие находить эквивалентные системы в частных случаях.

**1. Метод перестановок.** Рассмотрение выражения для угловой сферической аберрации показывает, что слагаемые (арксинусы), входящие в это выражение, равноправны, в силу чего их можно менять местами, получая при этом, как правило, новую систему, эквивалентную исходной. В качестве примера рассмотрим шар с конструктивными элементами (исходная система)

$$r_1 = -r_2 = 1, \quad d_1 = 2, \quad n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 1, 5.$$

Поместим предмет на расстоянии  $P_1 = 1,2$  от центра шара, выражение для сферической аберрации шара имеет вид (в этом случае  $k = H_1$ , поскольку  $n_1 = 1$ ):

$$\begin{aligned} \eta = & -\arcsin \frac{H_1}{P_1} - \arcsin \frac{H_1}{n_2 r_1} + \arcsin \frac{H_1}{r_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_2} + \\ & + \arcsin \frac{H_1}{n_2 r_2} + \arcsin \frac{H_1}{L_1} = -\arcsin \frac{H_1}{1,2} - \arcsin \frac{H_1}{1,5} + \\ & + \arcsin H_1 - \arcsin \frac{H_1}{1,5} + \arcsin \frac{H_1}{L_1}. \end{aligned}$$

Переставим первый и пятый члены (поменяем их местами); затем поменяем местами четвертый и пятый члены. Получим

$$\begin{aligned} \eta = & -\arcsin \frac{H_1}{1,2} - \arcsin \frac{H_1}{1,5} + \arcsin H_1 - \arcsin \frac{H_1}{1,2} + \\ & + \arcsin H_1 + \arcsin \frac{H_1}{L_1}, \end{aligned}$$

т. е. эквивалентную систему, у которой первая поверхность имеет те же конструктивные элементы, что и первая поверхность исходной системы; вторая поверхность эквивалентной системы и ее показатель преломления пространства изображений значительно отличаются от соответствующих величин для исходной системы. Имеем (принимая  $N_1 = 1$ )

$$N_2 = n_2, \quad N_2 R_2 = 1, \quad N_3 R_2 = 1, 2,$$

откуда

$$R_2 = \frac{1}{n_2} = 0,666667, \quad N_3 = \frac{1,2}{R_2} = 1,8.$$

Окончательные конструктивные элементы эквивалентной системы таковы:

$$R_1 = r_1 = 1, \quad R_2 = 0,666667, \quad N_1 = 1, \quad N_2 = 1,5, \quad N_3 = 1,8.$$

Расстояние от центра системы до предмета  $P_2 = 1,5$ . Полученная система может использоваться как составная часть (компонент) сложной системы. Частными случаями метода перестановки являются описанные выше приемы образования эквивалентных систем: 1) путем поворота на  $180^\circ$  произвольного (но содержащего четное число отражающих поверхностей или не имеющего зеркал) компонента концентрической системы (или всей

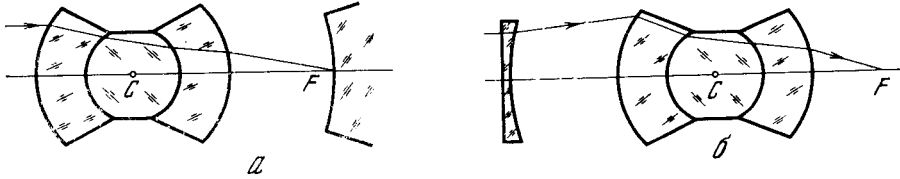


Рис. 6.

системы); 2) посредством перестановки компонентов, так как сферическая aberrация концентрической системы не зависит от очередности, с которой луч проходит через компоненты системы.

**2. Метод добавления бисферической системы с последующим эквивалентным преобразованием.** Бисферические системы, описанные в книге М. Герцбергера [2], изображают резко (т. е. без aberrаций) две сферы, концентричные с системой. В частном случае одна (или обе) сферы могут совпадать с одной из поверхностей системы. Простейшая бисферическая система состоит из одной поверхности. Пространственная система резко изображает все пространство, и простейшая пространственная система состоит из двух поверхностей. Как бисферическая, так и пространственная системы являются концентрическими системами. Очевидно, что для бисферической и пространственной систем сферическая aberrация  $\eta = 0$ , а потому ее добавление (включение) к произвольной концентрической системе не меняет сферической aberrации последней. Мы будем рассматривать только такой случай, когда в результате включения бисферической или пространственной системы получается также концентрическая система.

Рассмотрим, например, симметричную систему, состоящую из шара с приклеенными к нему двумя одинаковыми менисками; конструктивные элементы системы таковы:

$$\begin{aligned} r_1 = -r_4 = 54,645, \quad r_2 = -r_3 = 26,776, \\ n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = n_4 = 1,6641 \text{ (БФ28)}, \quad n_5 = 1,51 \text{ (КЗ)}, \\ P_1 = \infty, \quad L_1 = -99,7486, \quad A = 1 : 3 \end{aligned}$$

(предмет расположен на бесконечности). Мысленно добавим к этому объективу поверхность с радиусом  $r_5 = -100$ , расположенную в параксиальном фокусе системы (это может быть как преломляющая, так и отражающая поверхность) (рис. 6, а). Очевидно, эта поверхность не внесет монохроматических aberrаций и полученная система будет эквивалентна исходной. Для конкретности выберем показатель преломления последней среды  $n_6 = 1,6126$  (ТК16).

Выражение для сферической aberrации  $\eta_1$  исходной системы имеет вид

$$\eta_1 = -\arcsin(0,01 k) - 2 \arcsin(0,0109969 k) + 2 \arcsin(0,0182998 k) - 2 \arcsin(0,024733 k) + 2 \arcsin(0,0224427 k) = -\arcsin(0,01 k) - u'_1.$$

Сферическая абберация  $\eta_2$  эквивалентной системы запишется в виде

$$\eta_2 = -\arcsin \frac{k}{1,6126} - U'_2 = -\arcsin(0,00620117k) - U'_2,$$

где последний угол  $U'_2$  системы имеет вид

$$\begin{aligned} U'_2 &= 2 \arcsin \frac{k}{1,6641 \cdot 54,645} - 2 \arcsin \frac{k}{54,645} + 2 \arcsin \frac{k}{1,51 \cdot 26,776} - \\ &- 2 \arcsin \frac{k}{1,6641 \cdot 26,776} - \arcsin \frac{k}{1,6126 \cdot 100} + \arcsin \frac{k}{100} = \\ &= 2 \arcsin(0,010997k) - 2 \arcsin(0,0183k) + 2 \arcsin(0,024733k) - \\ &- 2 \arcsin(0,022443k) - \arcsin(0,0062012k) + \arcsin(0,01k). \end{aligned}$$

Очевидно, что  $\eta_1 \equiv \eta_2$ .

Полученная система не имеет практической ценности, однако ее можно преобразовать, используя независимость  $\eta_2$  от очередности, с которой свет проходит через поверхности системы. Например, переместим поверхность с радиусом 100 мм так, чтобы она работала в параллельном пучке, при этом предмет находится в среде с показателем преломления 1,6126. Система приобретает вид, представленный на рис. 6, б, после введения плоской поверхности раздела «стекло — воздух», работающей в параллельном пучке лучей. Система принадлежит к группе дисторсирующих объективов (дисторсию вносит плоская первая поверхность системы) и имеет более благоприятное распределение освещенности по полю, нежели исходная система и бóльший задний отрезок. Конструктивные элементы системы таковы:

$$\begin{aligned} R_1 &= \infty, & N_1 &= N_3 = N_7 = 1, \\ R_2 &= 100, & N_2 &= 1,6126 \text{ (ТК16)}, \\ R_3 &= -R_6 = 54,645, & N_4 &= N_6 = 1,6641 \text{ (БФ28)}, \\ R_4 &= -R_5 = 26,776, & N_5 &= 1,51 \text{ (К3)}, \\ & & L_2 &= -160,855, \quad A = 1 : 3. \end{aligned}$$

Толщина первой линзы выбирается из конструктивных соображений и может меняться в широких пределах; поверхности № 2—6 концентричны. Система может быть использована для фотографирования болидов в монохроматических лучах, поскольку имеет весьма большое поле, хотя и искривленное. Кстати, кривизна поля может быть исправлена посредством специальных волоконных линз [3] и не может служить препятствием к использованию подобных объективов.

**П р и м е ч а н и е:** Произвольный компонент (систему), содержащий нечетное число зеркал, можно преобразовать так, чтобы можно было применить прием поворота компонента (системы) на  $180^\circ$ . При этом предполагается, что компонент дает действительное изображение; поместим в плоскости его паракиального изображения сферическое зеркало, концентричное с системой. Согласно [2], это зеркало (так же, как и преломляющая поверхность) не вносит угловой сферической абберации. Действительно, запишем выражение для угловой сферической абберации  $\eta$  зеркала ( $k = H_1$ )

$$\eta = \arcsin \left( \frac{H_1}{P_1} - \frac{2H_1}{r_1} \right) - \arcsin \frac{H_1}{P_1} + 2 \arcsin \frac{H_1}{r_1},$$

где  $P_1$  — расстояние от центра кривизны зеркала до предмета;

$$-\frac{H_1}{P_1} + \frac{2H_1}{r_1} = \frac{1}{L_1}$$

( $L_1$  — расстояние параксиального изображения от центра кривизны зеркала).

Полагая  $P_1 = r_1$ , найдем  $P_1 = L_1$ ,  $\eta = 0$ . Таким образом, введенное зеркало преобразует исходный компонент с нечетным числом зеркал в эквивалентную систему с четным числом зеркал, к которой можно применить прием поворота системы на  $180^\circ$ .

В качестве примера преобразуем концентрическую систему Максутава, состоящую из мениска и зеркала, в эквивалентную систему с внешним фокусом. Исходная система Максутава имеет конструктивные элементы (размеры в мм):

$$\begin{aligned} r_1 &= -100, & n_1 &= 1, \\ d_1 &= 10, \\ r_2 &= -110, & n_2 &= 1,5163 \text{ (K8)}, \\ d_2 &= 210, \\ r_3 &= -320, & n_3 &= 1, \\ & & n_4 &= -1, \\ L_1 &= -152,45, & A &= 1 : 1,5. \end{aligned}$$

Предмет находится в бесконечности ( $P_1 = \infty$ ).

Введем концентрическое зеркало с радиусом кривизны  $r_4 = -152,45$  мм; тогда параксиальное изображение будет находиться на поверхности этого зеркала; повернув полученную систему на  $180^\circ$  вокруг центра кривизны относительно падающего на систему пучка лучей, находим конструктивные элементы эквивалентной системы:

$$\begin{aligned} R_1 &= 152,45, & N_1 &= 1, \\ D_1 &= -167,55, & N_2 &= -1, \\ R_2 &= 320, & D_2 &= 210, \\ R_3 &= 110, & N_3 &= 1, \\ R_4 &= 100, & D_3 &= 10, \\ & & N_4 &= 1,5163 \text{ (K8)}, \\ & & N_5 &= 1, \\ L_2 &= -152,45, & A &= 1 : 1,5. \end{aligned}$$

Схема этой системы дана на рис. 3, б. Можно также повернуть мениск на  $180^\circ$ , что позволит уменьшить его размеры. Заметим, что равенство aberrаций исходной и найденной эквивалентной систем имеет место только тогда, когда предмет расположен в бесконечности (мы исключаем тривиальный случай, когда предмет находится в центре кривизны системы); это справедливо во всех случаях, когда вводится дополнительное сферическое зеркало, не вносящее сферической aberrации (последнее является разновидностью бисферических систем Герцбергера [2], у которых сферическая aberrация исправлена только для двух положений предмета). Изменение положения предмета приводит к появлению сферической aberrации у дополнительного зеркала, что нарушает эквивалентность. Поэтому полученная система является частично эквивалентной системой.

Приведем еще пример преобразования сложной исходной системы типа «Супер-Шмидт» [4] в камеру для спектрографа с внешним фокусом. Будем использовать вышеописанный прием введения дополнительного зеркала с нулевой аберрацией.

Рассмотрим исходную схему с конструктивными элементами (размеры в мм, предмет в бесконечности, т. е.  $P_1 = \infty$ ) (рис. 7, а)

$$\begin{array}{lll}
 r_1 = 132,933, & d_1 = 32,933, & n_1 = 1, \\
 r_2 = 100,0, & d_2 = 200,0, & n_2 = 1,5163 \text{ (K8)}, \\
 r_3 = -100,0, & d_3 = 32,933, & n_3 = 1, \\
 r_4 = -132,933, & d_4 = 95,837, & n_4 = 1,5163, \\
 r_5 = -228,77, & d_5 = -95,837, & n_5 = 1, \\
 r_6 = -132,933, & d_6 = -32,933, & n_6 = -1, \\
 r_7 = -100,0, & & n_7 = -1,5163, \\
 & & n_8 = -1, \\
 L_1 = -88,707, & A = 1 : 0,8. & 
 \end{array}$$

Добавим к системе выпуклое зеркало с радиусом  $r_8 = -88,707$  (концентричное с системой). Очевидно, параксиальное изображение находится на поверхности сферы с радиусом  $r_8 = -88,707$ . Повернем оба зеркала системы на  $180^\circ$  и дополним их мениском из исходной системы (рис. 7, б).

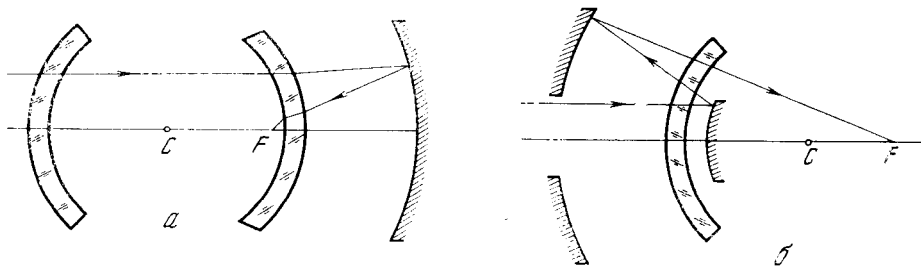


Рис. 7.

Легко убедиться непосредственно, записав выражения для угловой сферической аберрации исходной системы (см. рис. 7, а) и эквивалентной системы (см. рис. 7, б), что эти выражения одинаковы. Действительно, для исходной системы ( $k = H_1$ ) (по формуле (1), учитывая, что  $r_1 = -r_4 = -r_6$ ,  $r_2 = -r_3 = -r_7$ ,  $n = n_2 = n_4 = -n_7$ ), имеем

$$\begin{aligned}
 \eta_1 = & -\arcsin \frac{H_1}{L_1} - 3 \left( \arcsin \frac{H_1}{nr_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_1} - \arcsin \frac{H_1}{nr_2} + \right. \\
 & \left. + \arcsin \frac{H_1}{r_2} \right) + 2 \arcsin \frac{H_1}{r_5}.
 \end{aligned}$$

Для эквивалентной системы ( $R_3 = r_8$  — радиус выпуклого зеркала) —

$$\eta_2 = \arcsin \frac{H_1}{L_2} - U',$$



где  $U'$  — последний угол (учитываем, что  $R_1 = R_5 = R_7, R_2 = R_4 = R_8, N_2 = -N_5 = N_8 = N$ ):

$$U' = 3 \left( \arcsin \frac{H_1}{NR_1} - \arcsin \frac{H_1}{R_1} + \arcsin \frac{H_1}{R_2} - \arcsin \frac{H_1}{NR_2} \right) - 2 \arcsin \frac{H_1}{R_3} + 2 \arcsin \frac{H_1}{R_6}.$$

По формулам параксиальной оптики находим

$$\frac{1}{L_1} = -3 \left( \frac{1}{nr_1} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{nr_2} + \frac{1}{r_2} \right) + \frac{2}{r_5}, \quad \frac{1}{L_2} = +3 \left( \frac{1}{NR_1} - \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{1}{NR_2} \right) - \frac{2}{R_3} + \frac{2}{R_6}.$$

Учитывая, что  $N = n, r_1 = R_1, r_2 = R_2, r_5 = -R_6, L_1 = -R_3$ , получим

$$\frac{1}{L_2} = \frac{-1}{L_1} - \frac{2}{R_3} = \frac{1}{L_1} = -\frac{1}{R_3}.$$

Подставив значение  $L_2$  в формулы для  $\eta_2$  и  $U'$ , получим, учитывая, что  $L_1 = -R_3$ ,

$$\eta_2 \equiv \eta_1.$$

Иными словами, исходная система, изображенная на рис. 7, а и эквивалентная (рис. 7, б) имеют одинаковую сферическую абберацию. Конструктивные элементы полученной эквивалентной системы таковы (размеры в мм):

|                  |                  |                  |
|------------------|------------------|------------------|
| $R_1 = 132,933,$ | $D_1 = 32,933,$  | $N_1 = 1,$       |
| $R_2 = 100,0,$   | $D_2 = 11,293,$  | $N_2 = 1,5163,$  |
| $R_3 = 88,707,$  | $D_3 = -11,293,$ | $N_3 = 1,$       |
| $R_4 = 100,0,$   | $D_4 = -32,933,$ | $N_4 = -1,$      |
| $R_5 = 132,933,$ | $D_5 = -95,837,$ | $N_5 = -1,5163,$ |
| $R_6 = 228,77,$  | $D_6 = 95,837,$  | $N_6 = -1,$      |
| $R_7 = 132,933,$ | $D_7 = 32,933,$  | $N_7 = 1,$       |
| $R_8 = 100,0,$   |                  | $N_8 = 1,5163,$  |
|                  |                  | $N_9 = 1,$       |

$$P_2 = \infty, \quad L_2 = L_1 = -88,707, \quad A = 1 : 0,9.$$

Система пригодна для спектрографов и других приборов, работающих с электронно-оптическими преобразователями и телевизионной техникой, где требуется значительный вынос фокуса. Исправление сферической абберации для подобных систем может быть весьма совершенным даже при высокой светосиле; недостатком системы являются большие размеры вторичного зеркала.

В заключение заметим, что знание свойств эквивалентных систем может оказать большую помощь при создании новых систем, позволяя заменять линзы из одной марки стекла другими с нужными свойствами (например, с целью исправления хроматических aberrаций). Возможно преобразование линзовой системы в зеркальную или зеркально-линзовую. Систему с неудобным положением фокальной поверхности можно преобразовать в систему с внешним фокусом. Можно также превратить концентрическую систему в дисторсирующий объектив, а также повысить светосилу системы (примеры повышения светосилы системы приведены нами в [1, стр. 24 и 125]). Система, рассчитанная для некоторого конечного положения предмета, может быть преобразована в эквивалентную систему, исправленную для другого расстояния до предмета.

Ноябрь 1974 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Г. Попов*. Концентрические оптические системы и их применение. М., «Наука», 1969.
2. *М. Герцбергер*. Современная геометрическая оптика. М., ИЛ, 1962.
3. *Д. Сатаров*. Волоконная оптика. М., «Машиностроение», 1973.
4. *J. Vaker*. Sky and Telescope, 1951, 10, 219.

## ПЕРВЫЙ ВСЕСОЮЗНЫЙ СЕМИНАР ПО РЕНТГЕНОВСКОЙ И ГАММА-АСТРОНОМИИ

17—19 октября 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР проходил Первый Всесоюзный семинар по рентгеновской и гамма-астрономии, в работе которого приняли участие 55 человек из 10 различных научных учреждений. Инициатива созыва семинара принадлежала комиссии по гамма-астрономии при Совете по внеатмосферной астрономии Академии наук СССР.

Впервые в Советском Союзе собрались ведущие научные работники основных исследовательских центров, чтобы обсудить проблемы, стоящие перед рентгеновской и гамма-астрономией. Открыл семинар кратким вступительным словом директор обсерватории академик А. Б. Северный. Затем было заслушано и обсуждено 24 доклада:

«Рентгеновское излучение солнечной короны (эксперимент)» — С. Л. Мандельштам и И. А. Житник; «Исследование жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек на ИСЗ серии «Прогноз» — М. И. Кудрявцев; «Гамма-излучение солнечных вспышек (эксперимент)» — Н. Ф. Писаренко; «Вспышки жесткого рентгеновского излучения (эксперимент)» — М. И. Кудрявцев; «Исследование дискретных источников жесткого рентгеновского излучения на ИСЗ «Космос-428» — А. С. Мелиоранский; «Галактические рентгеновские источники (теория, обзор)» — Р. А. Сюняев; «Результаты исследования дискретных рентгеновских источников и диффузного рентгеновского излучения» — Л. А. Вайнштейн; «Рентгеновская астрономия будущего (обзор зарубежных проектов)» — В. Г. Курт, Е. И. Москаленко; «Новые достижения в технике детектирования мягкого рентгеновского излучения» — Д. А. Гоганов, Н. И. Комьяк; «Применение зеркальных телескопов косоугольного падения» — И. Л. Бейгман; «Рентгеновские спектроскопические комплексы СКР-01, СКР-02» — С. И. Бабыченко и др.; «Диффузное гамма-излучение (эксперимент, обзор)» — Е. П. Мазец; «Гамма-датировка эпохи формирования галактик» — Л. М. Озерной; «Дискретные источники космического гамма-излучения» — А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков; «Гамма-кванты сверхвысокой энергии» — А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, В. П. Фомин; «Гамма-астрономия и ядерная астрофизика» — Г. Е. Кочаров; «Космическое гамма-излучение (теория, обзор)» — О. Ф. Прилуцкий; «К вопросу о возможной аннигиляционной природе космических гамма-вспышек» — Ш. И. Фомин; «О природе диффузного излучения центра Галактики» — А. А. Степанян; «О характере гамма-излучения Суг X-3» — А. Курочкин; «Наблюдение космического гамма-излучения с энергией  $E_{\gamma} \geq 100 \text{ Мэв}$  на ИСЗ «Космос-561» — Г. М. Горюдинский и др.; «Наблюдение гамма-излучения на ИСЗ «Космос-555» — С. А. Волобуев; «Гамма-астрономия будущего (обзор зарубежных проектов)» — В. Е. Нестеров.

Ниже приводится краткое изложение некоторых докладов, поступивших в редколлегию «Известий КАО» ко времени сдачи в печать настоящего тома.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК НА ИСЗ СЕРИИ «ПРОГНОЗ»

О. М. Коврижных, М. И. Кудрявцев, А. С. Мелноранский,  
И. А. Савенко, В. М. Шамолин, Л. Н. Чупова

Искусственные спутники Земли серии «Прогноз» были предназначены для комплексного исследования солнечных космических лучей, в особенности во время вспышек [1]. Составной частью научной программы на «Прогнозах» являлось изучение всплесков жесткого ( $E_x = 30 \div 300$  кэв) рентгеновского излучения с помощью сцинтилляционного спектрометра [2]. Измерение жесткого рентгеновского излучения представляет особый интерес для изучения движения энергичных электронов на начальных этапах солнечной вспышки и содержит информацию об ускорении частиц и их распространении в короне. Однако отделение фазы ускорения электронов от их последующего движения (в случае эффективного удержания частиц вблизи поверхности Солнца) трудно провести, базируясь только на данных рентгеновских измерений. Нами предпринята попытка провести такое разделение для некоторых развитых событий, зарегистрированных на спутниках «Прогноз», «Прогноз-2», путем сравнительного исследования динамики рентгеновских и микроволновых всплесков.

Одно из рассмотренных событий (всплески рентгеновского и микроволнового излучений 2.VIII 1972 г. в 18 час 40 мин UT) представлено на рис. 1. Здесь приведены временные зависимости скоростей счета пропорционального счетчика [1] в диапазоне 4,0—9,6 кэв (верхняя кривая); сцинтилляционного счетчика в интервалах энергий 35—52, 52—102, 102—202, 202—287 кэв (четыре следующие кривые), а также временной профиль интенсивности радиоизлучения на частоте 9400 МГц [3] (нижняя кривая). Интересен импульсный характер события в области жесткого рентгеновского диапазона (18 час 38 мин — 18 час 41 мин UT) и сравнительно медленный спад излучения в диапазоне энергий 4,0—9,6 кэв. Во всплеске радиоизлучения также можно выделить быструю импульсную фазу, коррелирующую со всплеском жесткого рентгеновского излучения, и медленно спадающую составляющую (после 18 час 41 мин UT), длительность которой сравнима со временем существования мягкого рентгеновского возрастания. Спектр жесткого рентгеновского излучения в максимуме импульсной фазы имеет степенной характер, и импульсный всплеск, по-видимому, связан с существованием нетепловых электронов на Солнце в этот промежуток времени [4].

Вид спектра по данным измерений на ИСЗ «Прогноз-2» (сплошная линия) и по данным измерений на ИСЗ ОСО-7 (штриховая линия) представлен на рис. 2. Медленная часть рентгеновского всплеска вероятнее всего вызвана тепловым излучением электронов горячей области, образованным в результате поглощения энергии нетепловых электронов [5]. Рассмотрение динамики радиоспектра во время рассматриваемого события также позволяет выделить некоторые особенности, связанные с импульсной и медленной фазами.

На рис. 3 приведен спектр радиоизлучения в моменты времени 18 час 40 мин (максимум импульсной фазы) и 18 час 49 мин (после окончания импульсной фазы). В первом случае на спектре виден «горб» в районе частот порядка 5000 МГц и некоторая возрастающая в сторону больших частот составляющая. После окончания быстрой фазы излучение в районе «горба» ослабевает значительно сильнее, нежели в более коротковолновой области. Поэтому можно связывать наличие пика в радиоспектре с образованием нетепловых электронов в короне Солнца, в то время как возрастающая в сторону больших частот составляющая радиоспектра скорее соответствует тепловой части рентгеновского всплеска.

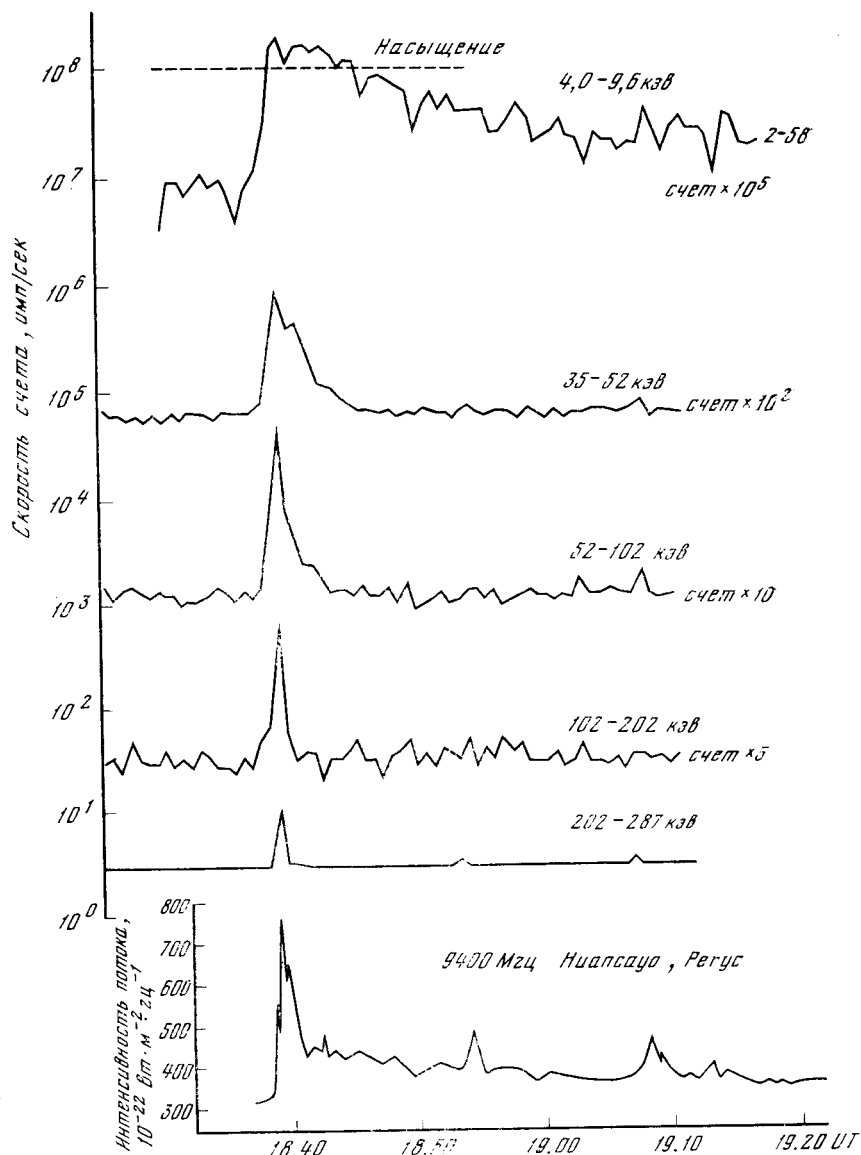


Рис. 1. Временные зависимости рентгеновского и микроволнового излучений во время вспышки 2. VIII 1972 г. в 18 час 40 мин UT

Такая же качественная связь особенностей рентгеновского и радио-всплесков, например, наблюдалась и для событий 11. VIII 1972 г. в 12 час 18 мин и 12 час 35 мин UT.

Несколько иной характер возрастания жесткого рентгеновского излучения наблюдался 2. VIII 1972 г. в 21 час 45 мин UT (время максимума всплеска). Временные зависимости потоков рентгеновского излучения в интервалах энергии 35—53, 53—102, 102—203, 203—286 кэВ приведены на рис. 4. На этом же рисунке представлены зависимости от времени для интенсивности радиоизлучения на частотах 410, 1415 и 15 000 МГц [6]. Характерной особенностью указанного события является длительный экспоненциальный спад ( $I_X \sim e^{-t/t_0}$ ; где  $t_0 \approx 10$  мин) во временном профиле рентгеновского всплеска (мелкомасштабные вариации на кривых вызваны вращением спутника). Следует отметить также постоянство отношений

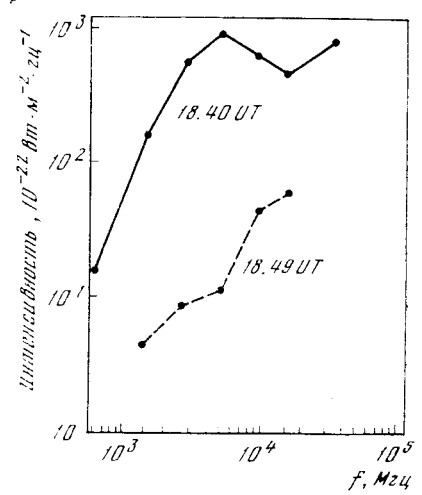
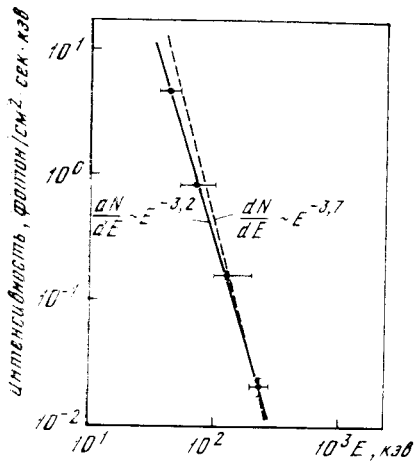


Рис. 2. Спектр рентгеновского излучения всплеска 2. VIII 1972 г. в 18 час 40 мин UT

Рис. 3. Спектры радиоизлучения всплеска 2. VIII 1972 г. в 18 час 40 мин и в 18 час 49 мин UT

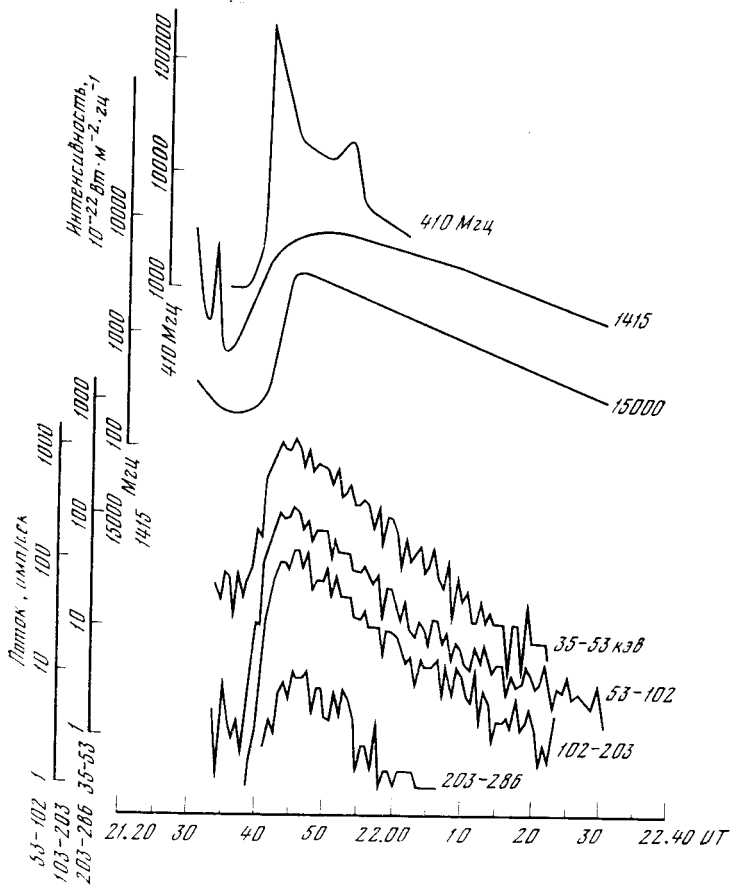


Рис. 4. Временные зависимости рентгеновского и микроволнового излучения во время вспышки 2. VIII 1972 г. в 21 час 45 мин UT

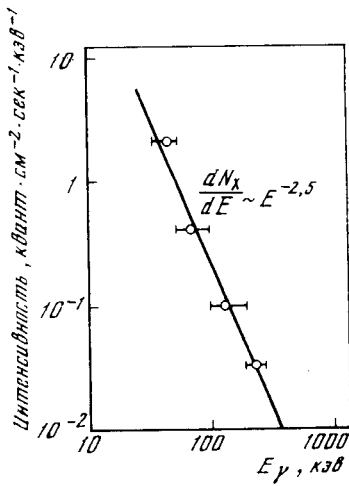


Рис. 5. Спектр жесткого рентгеновского излучения всплеска 2. VIII 1972 г. в 21 час 45 мин UT

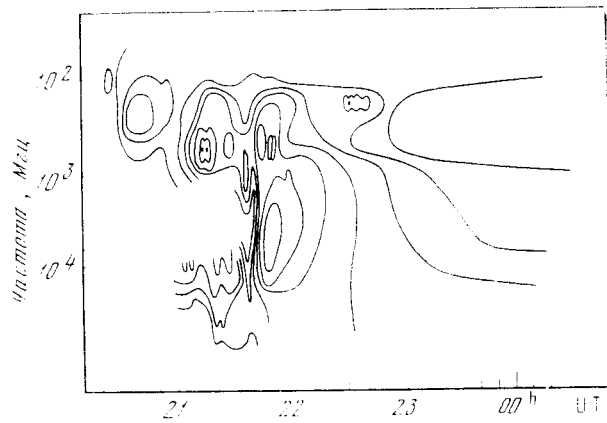


Рис. 6. Изофоты радиоизлучения на карте частота — время для события 2. VIII 1972 г.

скоростей счета рентгеновского спектрометра в трех первых каналах, что свидетельствует о постоянстве формы спектра в течение всего возрастания. Спектр в максимуме рентгеновского всплеска представлен на рис. 5. Плавное падение интенсивности жесткого рентгеновского излучения при неизменном показателе спектра (в степенной аппроксимации) наиболее естественно объясняется перемещением излучающих электронов в менее плотные слои корональной плазмы и малостью потерь энергии отдельных электронов (тонкая мишень).

Другой интересной особенностью рассматриваемого события является тот факт, что профили радиоизлучения на частотах 15 000 и 1415 Мгц имеют форму, сходную с рентгеновским возрастанием, в то время как на частоте 410 Мгц основной всплеск радиоизлучения приходится на фронт рентгеновского всплеска. Наличие двух компонент в механизме образования радиоизлучения можно лучше заметить при анализе динамики радиоспектра. На рис. 6, где на карте частота — время показаны линии постоянной светимости для данного события, можно отметить две «вершины»: одну в области 400 Мгц и другую в области 3000—10 000 Мгц. Можно предположить, что «низкочастотный» пик связан с фазой ускорения электронов, а более коротковолновая часть определяется самим фактом существования этих электронов в короне. Длительность и экспоненциальный характер спада рентгеновского излучения могут быть объяснены хранением энергичных электронов в ловушке и перемещением этой ловушки из более плотных в менее плотные слои атмосферы.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. И. Володичев, А. И. Воробьев, П. Л. Григоров и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1973, 13, 801.
2. М. И. Кудрявцев, А. С. Мелиоранский, И. А. Саенко, В. В. Смирнов, В. М. Шамолин. Геомагнетизм и аэрономия, 1970, 10.
3. World data center A. Rept UAG-21.
4. J. C. Brown. Solar Phys., 1971, 18, 489.
5. World data center A. Rept. UAG-28, p. 2.
6. World data center A. Rept. UAG-28, p. 1.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИСЗ «КОСМОС-428»

Л. С. Братолобова-Цулукидзе, М. И. Кудрявцев,  
А. С. Мелиоранский, П. А. Савенко, Б. Ю. Юшков

В 1971 г. в Советском Союзе на ИСЗ «Космос-428» был проведен эксперимент по изучению жесткого рентгеновского излучения ( $E_x \geq 40$  кэв) локальных космических источников. Этот эксперимент осуществлялся с помощью узконаправленного сцинтилляционного спектрометра, схематическое изображение которого показано на рис. 1. Регистрация и измерение энергии рентгеновских квантов производилось с помощью сцинтилляционного кристалла CsI (Tl) (диаметр 80 мм, толщина 20 мм) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-52. С целью ослабления фонового рентгеновского излучения, кристалл CsI (Tl) был окружен массивной защитой, состоящей из вольфрамового цилиндра  $Z$  (толщина 25 мм) и блока свинцового стекла  $C$ , который одновременно являлся светопроводом между кристаллом и ФЭУ. Узкая направленность прибора осуществлялась щелевым коллиматором  $K$ , расположенным над сцинтилляционным кристаллом. Этот коллиматор был набран из вольфрамовых пластин и обеспечивал пирамидальную диаграмму направленности с растворами на половине высоты  $1,5^\circ \times 15^\circ$ . Для устранения фона, связанного с заряженными частицами (как из-за непосредственной регистрации частиц, так и сопроисходящих их вторичных рентгеновских квантов, образованных в защите), все перечисленные выше элементы, кроме ФЭУ-52, окружались со всех сторон двумя пластмассовыми сцинтилляторами  $ПС-I$  и  $ПС-II$ , осуществляющими «защиту антисовпадениями». Световые вспышки в  $ПС-I$  регистрировались тремя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-53, а события в  $ПС-II$  — ранее упомянутым умножителем ФЭУ-52. При этом сигналы ФЭУ-52 от пластмассового сцинтиллятора отделялись от сигналов, вызванных вспышками в CsI (Tl), при помощи электронной схемы разделения сигналов по форме — РМБК. Выделенные импульсы от  $ПС-II$  суммировались с импульсами от  $ПС-I$  в схеме ЛСИ и затем использовались в качестве «запрета» при регистрации соответствующих импульсов от сцинтиллятора CsI (Tl). Незапрещенные импульсы от вспышек в кристалле анализировались по амплитуде с помощью ряда пороговых устройств и сепарировались в несколько амплитудных интервалов, где число этих импульсов, зарегистрированных в единицу времени, измерялось, кодировалось и передавалось телеметрической системой.

Описанный выше прибор в составе комплекса рентгено-астрономической аппаратуры, включающего дополнительно рентгеновский телескоп для энергий 2—30 кэв, звездный фотометр, солнечный и лунный датчики, был установлен на борту спутника «Космос-428» [1]. Спутник был запущен 24.VI 1971 г. на орбиту, близкую к круговой, на высоте около 250 км. Плоскость орбиты спутника была наклонена к плоскости земного экватора под углом  $52^\circ$ . Период обращения составлял 89 мин. Ось орбиты прецессировала с азимутальной угловой скоростью порядка  $4,5^\circ$  в сутки. Спектрометр жесткого рентгеновского излучения был установлен так, что максимум диаграммы направленности прибора был постоянно направлен в зенит, а щели коллиматора ориентированы перпендикулярно направлению полета спутника. Таким образом, в течение каждого витка прибор сканировал по кольцевой полосе звездного неба, ширина которой соответствовала полному раствору большего сечения диаграммы направленности и составляла  $30^\circ$ . Благодаря прецессии орбиты полоса сканирования медленно перемещалась от витка к витку, что позволило просмотреть в течение эксперимента значительный участок на небесной сфере.



В настоящей работе рассматриваются те локальные источники жесткого рентгеновского излучения, которые были зарегистрированы аппаратурой на ИСЗ «Космос-428» при сканировании области Галактики с координатами  $l^{\text{II}} = 330 \div 360^\circ$  и  $b^{\text{II}} = 10 \div -12^\circ$ . Эти сканы осуществлялись на первых 50 витках обращения спутника, причем для детальной обработки были взяты 2, 15, 16, 17, 18, 31, 32, 34, 35, 49 и 51-й витки. Анализировалась информация, относящаяся к трем амплитудным интервалам регистрируемых импульсов, которые соответствовали энергетическим диапазонам рентгеновских квантов 40—70, 70—190 и 190—300 кэв.

Основная масса событий, регистрируемых прибором в полете, имела фоновый характер и была, по-видимому, генетически связана с потоками заряженных частиц на трассе полета (уровень фона плавно менялся с географической широтой). Возрастания скоростей счета в каналах, наблюдаемые на отдельных сканах и соответствующие пересечению локальных источников диаграммой направленности спектрометра, находились на уровне случайных флуктуаций фоновой интенсивности. Поэтому для более достоверной регистрации локальных источников информация, получаемая на различных витках и в разных энергетических интервалах, в некоторых случаях суммировалась.

На рис. 2 приведены профили отклонения средней скорости счета в интервале энергий 40—190 кэв от среднего уровня фона, полученные во время нескольких сканов. На верхней кривой приведены усреднения на 2, 15, 16, 17, 18-м витках, на средней кривой — усреднения на 31, 32, 34, 35, 47, 51-м витках, а на нижней кривой усреднены все перечисленные сканы. Эти кривые представляют собой гистограммы, где по оси ординат отложены средние скорости счета, измеренные в течение 5-секундных интервалов на различных витках. Различные сканы синхронизированы по времени прохождения одного и того же участка неба. Штриховыми линиями на рисунке отмечены уровни фоновых скоростей счета. В некоторых точках приведенных кривых показаны среднеквадратичные отклонения фона.

Нижняя гистограмма может быть разложена на десять точечных источников, треугольные профили которых также представлены на рис. 2. Локальным источникам жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированным на спутнике «Космос-428», приписывается условное обозначение Космос НХ (hard X-rays) № =  $n$ , где  $n$  — порядковый номер источника, указанный на рис. 2. Некоторые из источников, отмеченных на нижней кривой рис. 2, отчетливо видны и на обеих верхних гистограммах, другие же (например, Космос НХ № 6, Космос НХ № 9) прослеживаются только на одной из них. Последний факт может быть объяснен либо переменностью источника, либо тем, что благодаря прецессии орбиты источник уходит из поля зрения прибора. И та, и другая причины, по-видимому,

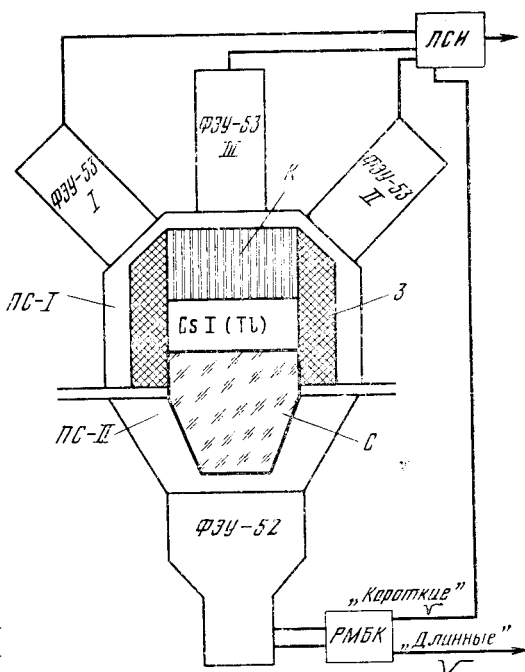


Рис. 1. Схема спектрометра жесткого рентгеновского излучения

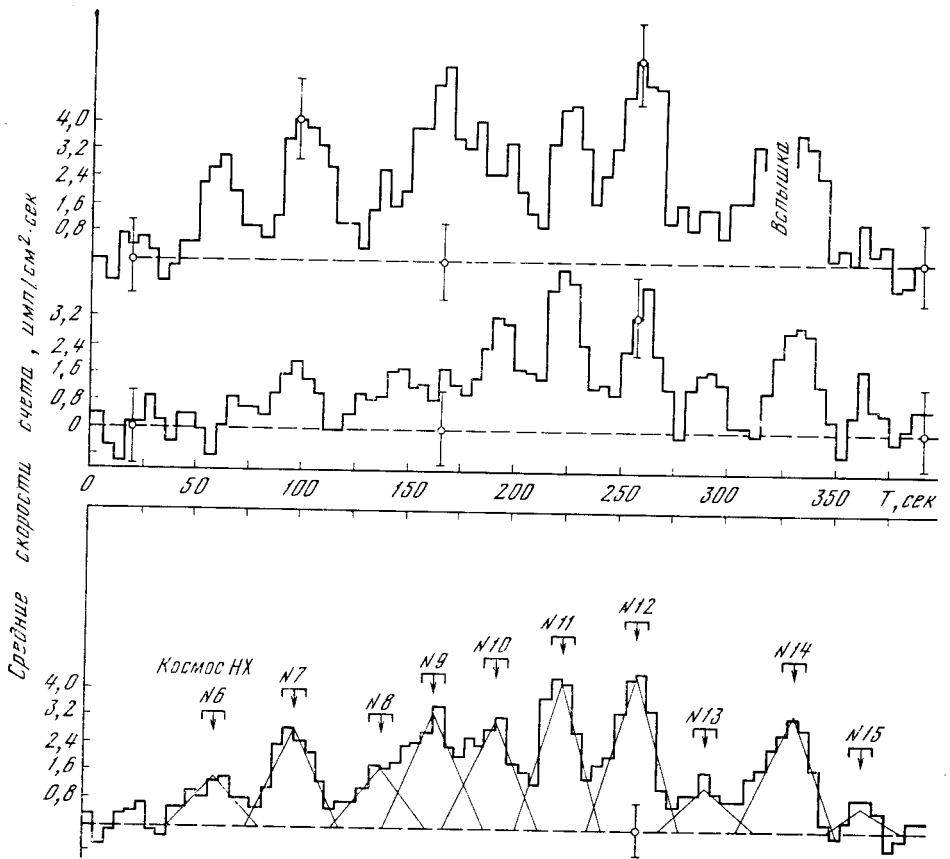


Рис. 2. Средние скорости счета в интервале энергий 40—190 кэв во время пересечения Галактики ( $l^{II} = 330^\circ \div 360^\circ$ ,  $b^{II} = 10^\circ \div -12^\circ$ )

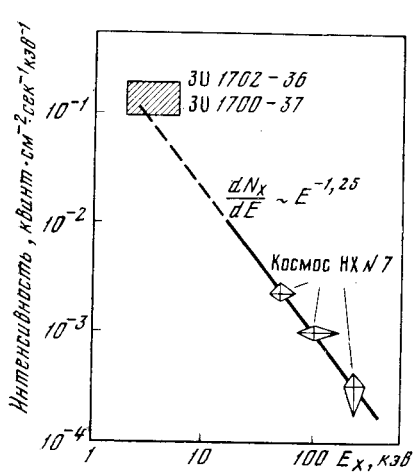


Рис. 3. Спектр рентгеновского излучения источника «Космос НХ № 7»

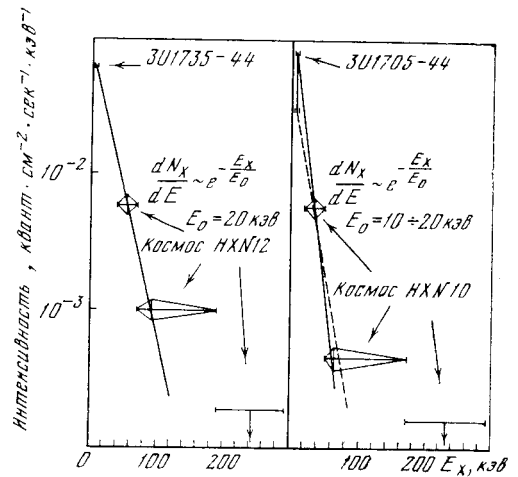


Рис. 4. Спектры рентгеновского излучения источников «Космос НХ № 12» и «Космос НХ № 10»

имеют место в рассматриваемом случае. Так, возрастание вблизи источника Космос НХ № 9 проектируется на район Центра Галактики, который находится в поле зрения прибора только на первых витках. А возможность сильной переменности источников подтверждается наблюдением вспышки — резкого и кратковременного ( $< 15$  сек) возрастания скорости счета в момент наблюдения источника Космоса НХ № 14 на 15-м витке (на верхней гистограмме в этом месте пропуск информации).

На рассматриваемом участке небесной сферы сосредоточено около 20 дискретных источников, зарегистрированных в диапазоне 2—6 *кэв* на малом астрономическом спутнике UHURU [2]. Ввиду большой плотности мягких источников, предварительная идентификация их с источниками, зарегистрированными на ИСЗ «Космос-428», приведена только для нескольких наиболее сильных и достаточно изолированных объектов. Так, источник Космос НХ № 7 может быть отождествлен с двумя источниками 3U 1700—37 и 3U 1702—36; источники Космос НХ № 10 и Космос НХ № 12 соответственно отождествляются с источниками 3U 1705—44 и 3U 1735—44. На рис. 3 и 4 приведены оценки значений потоков жесткого рентгеновского излучения от этих источников в интервалах энергий 40—70, 70—190, 190—290 *кэв*. Для источника Космос НХ № 7 наблюдается спектр степенного характера, который согласуется с потоками, измеренными в диапазоне 2—6 *кэв* на UHURU (значения потоков для источников, измеренных на UHURU, приведены с учетом переменности этих источников). Для источников Космос НХ № 10 и Космос НХ № 12 также может быть найдена единая форма спектра, которая, по-видимому, является квазичернотельной с максимальной интенсивностью, излучаемой в районе 20 *кэв*.

Несмотря на грубость оценок потоков от указанных источников (не учтено влияние энергетического разрешения на спектр), можно отметить, что во время наблюдения интенсивность от них была сравнима с интенсивностью излучения от источника в Крабовидной туманности в диапазоне энергий 40—190 *кэв*.

Если наблюдаемая картина в районе Галактики с координатами  $l^{\text{II}} = 330 \div 360^\circ$  и  $b^{\text{II}} = 10 \div -12^\circ$  является в среднем типичной для других галактических источников, то вклад от дискретных источников в целом в интенсивность, измеренную ненаправленными детекторами, будет существенным, и некоторые детали спектра диффузного («Метагалактического») излучения, такие, как излом в районе 40 *кэв* и большой разброс значений потоков в указанном диапазоне энергий, могут быть вызваны этим вкладом [3].

В заключение авторы выражают искреннюю признательность профессору Н. Л. Григорову за ряд полезных обсуждений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Сообщение ТАСС, «Правда», 1971, 24 июня.
2. R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, T. M. Matiesky, D. Koch, H. Tananbaum. The Uhuru catalog of X-ray sources.— Amer. Sci. and Engng. Cambridge, Mass.
3. D. Schwartz, H. Gursky. The X-ray emissivity of the Universe: 2—200 *kev*.

# ГАЛАКТИЧЕСКИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ (ОБЗОР)

Р. А. Сюняев

Согласно третьему каталогу «Ухуру» в нашей Галактике имеется около 100 рентгеновских источников. По своей природе среди них можно выделить три четких класса:

1. Остатки вспышек сверхновых. Все эти объекты (их более десяти) были известны ранее по радио- и оптическому излучению. Рентгеновское излучение возникает в газе, прогретом до температур порядка  $10^6$ — $10^7$  К ударной волной. Ударная волна возникает как результат сброса оболочки звезды при вспышке сверхновой и движется, нагребая на себя межзвездный газ.

Рентгеновские наблюдения со спутника «Коперник» и с ракет позволяют получить пространственную структуру этих объектов с точностью до нескольких угловых минут. Остатки вспышек сверхновых излучают в основном в мягком рентгеновском диапазоне. Часть из них по этой причине не наблюдалась с «Ухуру», счетчики которого чувствительны лишь к фотонам с энергией, превышающей 2 кэв.

2. «Молодые» пульсары (два источника: в Крабовидной туманности и в Парусе). Их спектр явно нетепловой, излучение пульсирует. Кроме рентгеновского от них наблюдается также пульсирующее оптическое и радиоизлучение. Это, как и все радиопульсары, быстровращающиеся замагниченные нейтронные звезды. Источником энергии является вращение нейтронной звезды. Наблюдается замедление вращения.

3. Аккрецирующие объекты (по-видимому, самый многочисленный класс галактических рентгеновских источников) излучают за счет выделения энергии при падении вещества на релятивистские звезды — черные дыры, нейтронные звезды и, возможно, белые карлики. Но для образования мощного рентгеновского источника необходимо, чтобы падало много вещества. Плотность межзвездной среды очень мала, поэтому аккреция на одиночные релятивистские звезды не может приводить к сильному рентгеновскому излучению. Сильная аккреция возможна лишь в тесной двойной системе, включающей наряду с релятивистской и нормальной звезду. Потеря массы нормальной компонентой (через внутреннюю точку Лагранжа при заполнении полости Роша или посредством звездного ветра) дает вещество для аккреции.

## 1. Аккреция на нейтронную звезду и рентгеновские пульсары

При падении вещества с бесконечности на поверхность нейтронной звезды без магнитного поля оно разгоняется до скоростей порядка  $1/2$  скорости света, при ударе о поверхность выделяется до  $0,2 mc^2$  падающего вещества. Так как поверхность нейтронной звезды чрезвычайно мала (радиус равен  $a = 10$  км), то наблюдаемая светимость ( $L \sim 10^{36} \div 10^{38}$  эрг/сек) может излучаться лишь при высоких температурах поверхности  $T \gg 10^6$  К (в этом легко убедиться, используя формулу Стефана — Больцмана). В действительности спектр излучения не является планковским, и температуры еще выше.

Полезно ввести понятие критической эддингтоновской светимости. При сферически-симметричной аккреции сила давления света на падающее (полностью ионизованное) вещество определяется томсоновским рассеянием на электронах  $F_e = \sigma_T Q/c = \sigma_T L/4\pi R^2 c$ . С другой стороны, релятивистская звезда притягивает протоны с силой  $F_{\text{грав}} = GMmp/R^2$ . Протоны и электроны в потоке аккрецирующего газа связаны электростатическими силами. Сравнивая два выражения, видим, что светимость звезды не может превышать  $L_{\text{крит}} = 4\pi GMmpc/\sigma_T = 10^{38} (M/M_{\odot})$  эрг/сек.

Светимость большинства аккрецирующих рентгеновских источников порядка  $10^{38}$  эрг/сек. По-видимому, это связано с эддингтоновским пределом. Аппаратура на спутниках 80-х годов позволит исследовать рентгеновские источники в далеких галактиках. Наличие эддингтоновского предела, возможно, позволит уточнить шкалу космологических расстояний.

При наличии у нейтронной звезды сильного магнитного поля, оно не дает веществу падать непосредственно на ее поверхность. На каком-то радиусе  $R_H$  давление дипольного магнитного поля  $H^2/8\pi \approx (a/R)^6$  сравнивается с давлением потока падающей плазмы  $\rho V^2 = \rho GM/R \sim R^{-3/2}$ . По-видимому, плазма вмораживается в магнитное поле и начинает двигаться по его силовым линиям: магнитное поле канализирует аккрецию. Под действием гравитации вещество направляется вдоль силовых линий поля в область магнитных полюсов, где и происходит основное энерговыделение. В результате на поверхности нейтронной звезды образуются два «горячих» пятна. Отметим, что падающие протоны имеют кинетическую энергию порядка  $100 Mэв$ . Вращение звезды приводит к модуляции излучения и к картине рентгеновского пульсара. В действительности в сильном магнитном поле (при  $v_H \gg kTe$ ) большинство элементарных механизмов излучения и рассеяния сильно зависят от угла между направлениями поля и движения фотона. В результате излучение «горячих» пятен оказывается сильно направленным, что делает импульсы более четкими.

## 2. Дискковая аккреция на черные дыры

Черные дыры не имеют поверхности, на которую могло бы падать аккрецирующее вещество. Поэтому картина энерговыделения не столь проста. В тесной двойной системе, когда нормальная компонента заполняет свою критическую полость Роша, истечение идет в основном через внутреннюю точку Лагранжа. Вещество, захватываемое в сферу гравитационного влияния черной дыры, имеет значительный угловой момент. Оно не может свободно упасть на черную дыру и начинает вращаться вокруг нее. Трение между соседними слоями способствует отводу углового момента наружу и медленному радиальному движению аккрецирующего вещества в сторону черной дыры. В результате вокруг черной дыры образуется диск, в котором вещество, двигаясь по практически кеплеровским орбитам, медленно переходит с орбиты на орбиту. Результирующее движение представляет собой спираль с очень малым шагом.

Радиальное движение сопровождается выделением гравитационной энергии и разогревом поверхности диска. Основная доля гравитационной энергии выделяется вблизи последней устойчивой кеплеровской орбиты вблизи черной дыры. Она имеет радиус, равный трем гравитационным радиусам  $R_g = 2GM/c^2 = 3 \text{ км} (M/M_\odot)$  у шварцшильдовской черной дыры. Если черная дыра имеет большой момент вращения (метрика Керра), то диск может доходить до  $1/2 R_g$ . В первом случае энерговыделение в диске составляет 6%  $mc^2$ , а во втором может доходить до 42%  $mc^2$ .

Каждая точка диска излучает свой локальный спектр. То, что наблюдается, это сумма локальных спектров. Если даже в каждой точке спектр планковский, то интегральный спектр диска оказывается непланковским: он имеет наклон  $I_\nu \sim \nu^{1.3}$  в низкочастотной области и экспоненциальный завал на высоких частотах.

Часть диска, близкая к черной дыре, оказывается неустойчивой относительно малых возмущений. Это ведет к быстрой переменности диска с временами от  $10^{-4}$  сек до десятков секунд. Экспериментально обнаружена переменность с временами до 1 мсек.

Очевидно, что дискковая аккреция может идти и на нейтронную звезду. Однако давление магнитного поля разрушает диск вблизи  $R_H$ .

Решение многих важных проблем космологии упирается в незнание интервала красных смещений, на котором началось и завершилось образование в расширяющейся Вселенной основной части галактик и их систем. Ниже показано, что  $\gamma$ -астрономия дает наиболее сильное и надежное из существующих ограничений на важный момент, когда в галактиках имел место максимум звездообразования.

Вовлечение  $\gamma$ -астрономии в проблему, на первый взгляд сугубо космологическую, обусловлено тем, что молодые галактики должны быть интенсивными источниками  $\gamma$ -излучения, поскольку следует ожидать, что в таких галактиках частота вспышек сверхновых звезд значительно превосходит сегодняшнюю. Обоснование этого утверждения, на котором мы сейчас остановимся подробнее, не следует смешивать со свидетельствами в пользу существования на ранней стадии эволюции галактик так называемой «яркой фазы» — повышенной частоты образования массивных звезд высокой светимости. Длительность яркой фазы известна плохо и сильно зависит от моделей ранней галактической эволюции; это ограничивает ее использование для точной датировки момента максимального звездообразования.

Интенсивно развивающаяся в последние годы ядерная космохронология, между тем, определенно дает аргументы в пользу большей частоты вспышек сверхновых у молодых галактик. Согласно тем ее результатам, которые не зависят от моделей (см., например, [1]), на момент образования Солнца  $t_{\odot} = 7 \cdot 10^9$  лет наша Галактика содержала в виде  $^{56}\text{Fe}$  массу, равную  $X_{\text{Fe}} M_{\odot} = (1,3 \times 10^{-3}) \times (1,8 \times 10^{11} M_{\odot}) = 2,3 \times 10^8 M_{\odot}$  (или даже больше, коль скоро в Галактике имеется много «скрытой» массы). Если бы частота вспышек сверхновых в Галактике на протяжении всего интервала  $0 \leq t \leq t_{\odot}$  сохранялась неизменной и равной сегодняшней  $N(T_{\odot}) = 0,025 \text{ год}^{-1}$ , то производство  $^{56}\text{Fe}$  на одну сверхновую составило бы как минимум  $2,3 \times 10^8 M_{\odot} / (0,025 \times 7 \cdot 10^9) = 1,3 M_{\odot}$ , что на порядок превышает парциальное содержание  $^{56}\text{Fe}$  в оболочке сверхновой, наблюдаемое вблизи момента ее вспышки [2, 3]. Едва ли возможно объяснить это иначе, кроме как тем, что средняя частота вспышек сверхновых в Галактике на протяжении ее эволюции более чем на порядок превосходила наблюдаемую сейчас. «Пиковая» же частота на ранней стадии эволюции нашей Галактики могла быть больше сегодняшней даже на два порядка. Астрофизические данные о сходстве градиентов химического состава в нашей и внешних галактиках позволяют распространить вывод о наличии у нашей Галактики в прошлом ярко выраженной фазы активности сверхновых практически на все достаточно массивные галактики<sup>1</sup>.

Космические лучи, произведенные сверхновыми, при соударениях с межзвездным газом образуют (при помощи хорошо известного пионного механизма)  $\gamma$ -лучи с максимумом (в системе отсчета молодой галактики) в области  $E_{\gamma} \approx 70 \text{ Мэв}$ . Ожидается, что полное  $\gamma$ -излучение молодой галактики, пропорциональное произведению концентрации газа на плотность энергии космических лучей, в  $10^4$ — $10^5$  раз превосходит ее сегодняшнюю  $\gamma$ -светимость не только в результате значительно увеличенного выхода космических лучей от активности сверхновых, но и за счет намного большей концентрации газа, еще не успевшего превратиться в звезды.

<sup>1</sup> Идея более частых вспышек сверхновых в молодых галактиках отмечалась ранее в литературе в связи с попытками интерпретировать квазары как раннюю стадию галактик (см., например, [4]), однако она не только не влечет за собой с необходимостью подобную интерпретацию, но даже, как будет видно из дальнейшего, ей прямо противоречит.

Используя спектр пионного  $\gamma$ -излучения, вполне надежно рассчитываемый на основе экспериментальных данных [5], а также измерения фонового  $\gamma$ -излучения в области  $E_\gamma = 1 \div 100$  Мэв по наблюдениям на «Космосе-461» [6], Apollo-15 [7], SAS-2 [8], а также на баллонах [9], можно показать, что вклад  $\gamma$ -излучения молодых галактик не превысит наблюдаемый фон лишь в случае, если пик в производстве сверхновых имел место при красном смещении, не меньшем 10. Этот предел получен при сравнительно консервативных (умеренных) параметрах и может быть еще более повышен с привлечением детальных моделей галактического нуклеосинтеза.

Пытаясь объяснить наблюдаемый надстепенной избыток фонового  $\gamma$ -излучения в области 1—10 Мэв с привлечением космических лучей, Стекер [10] предполагал, что космические лучи 1) произведены гипотетическими источниками — протарами, которым приходилось приписывать громадную энергетику; 2) имеют метагалактическую локализацию и 3) взаимодействуют с межгалактическим газом. В отличие от Стекера, в наших расчетах 1) привлекаются эволюционно неизбежные источники космических лучей в виде обычных сверхновых, которые 2) локализованы в галактиках и 3) наиболее эффективно взаимодействуют не с межгалактическим, а с межзвездным газом, плотность которого была максимальна на ранней фазе галактики.

Не останавливаясь здесь на других наблюдательных следствиях повышенной активности сверхновых в молодых галактиках (пульсарный пик, синхротронное радиоизлучение и другие формы нетеплового излучения, вклад космических лучей в ионизацию и разогрев межгалактического газа, сохранение до нынешнего момента части межгалактических космических лучей как реликтовых и т. п.), подчеркнем космологическое значение полученного выше предела с помощью  $\gamma$ -датировки. Попытки использовать другие диапазоны фонового электромагнитного излучения для получения из них ограничений на момент рождения галактик пока еще не дали надежных результатов. Найденный выше нижний предел красного смещения, отвечающего пику сверхновых и следовательно пику звездообразования в основной части галактик не использует спорные детали галактического нуклеосинтеза, а опирается лишь на «железный» аргумент ( $^{56}\text{Fe}$ ). Тем более интересно, что уже в таком простейшем виде  $\gamma$ -датировка позволяет отвергнуть широкий класс космологических теорий, в которых образование галактик относится к области малых красных смещений ( $z = 2 \div 4$ ) и связывается с появлением квазаров и других мощных радиоисточников на ранней стадии галактик. Можно полагать, что последующие более подробные расчеты, привлечение наиболее вероятных моделей ядерной космохронологии и уточнение экспериментальной ситуации в области  $E_\gamma = 1 \div 10$  Мэв позволят  $\gamma$ -астрономии сказать решающее слово не только в датировке начала эпохи формирования галактик, но (в особенности с помощью ядерной  $\gamma$ -спектроскопии) и в установлении темпа звездообразования в течение всей галактической эволюции.

#### Л и т е р а т у р а

1. W. A. Fowler. In: Cosmology, fusion and other matters. F. Raines (Ed.), 1972.
2. Э. Р. Мустель. Астрон. цирк., 1971, № 649.
3. M. Peimbert, S. van der Bergh. Astrophys. J., 1971, 167, 223.
4. G. B. Field. Astrophys. J., 1964, 140, 1434.
5. F. W. Stecker. Cosmic gamma rays. NASA. Washington, 1971.
6. Е. П. Мазец, С. В. Голенецкий, В. И. Ильинский, Ю. А. Гурьян, Т. В. Харитоновна. Препринт ФТИ № 468, 1974.
7. L. E. Peterson, J. I. Trombka. In: Gamma-ray astrophysics. (Proc. NASA Intern. Sympos.), F. W. Stecker and J. I. Trombka (Ed.). Washington, 1973, p. 41.
8. C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, R. C. Hartman. Astrophys. J., 1973, 186, L99.
9. G. H. Share, R. L. Kinzer, N. Seeman. Astrophys. J., 1974, 187, 511.
10. F. W. Stecker. Astrophys. J., 1969, 157, 507; Nature, 1969, 224, 870.

## ДИСКРЕТНЫЕ ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков

Первый дискретный источник космических  $\gamma$ -квантов был обнаружен еще в 1965 г. Дафи и др. [1, 2] в созвездии Лебедя. Хотя с тех пор избыточные потоки  $\gamma$ -квантов от различных участков небесной сферы отмечались во многих работах [3—21], положение с дискретными источниками оставалось неопределенным, в первую очередь из-за малой статистической обеспеченности результатов. При повторных наблюдениях часто не обнаруживалось ранее наблюдававшихся избытков, что указывало либо на переменность источников, либо на статистические флуктуации фона [22]. Достоверно установленными дискретными источниками считались лишь Солнце в интервале мягких  $\gamma$ -квантов, во время сильных хромосферных вспышек [23], и Крабовидная туманность с пульсаром NP 0532 — в широком интервале энергий, от границы жесткого рентгена до сотен *Мэв*. Существовало мнение, что потоки от других дискретных источников не превышают  $10^{-6} (см^2 \cdot сек)^{-1}$  для  $E_\gamma \geq 100$  *Мэв* [24], что ниже уровня чувствительности современных  $\gamma$ -телескопов.

Результаты недавних наблюдений, проведенных с наибольшей экспозицией и наилучшим угловым разрешением, опровергают это мнение и свидетельствуют в пользу существования целого ряда дискретных источников, расположенных в полосе Млечного Пути. Дискретные источники, которыми могут быть объекты, как компактные, так и протяженные (пылевые облака, оболочки сверхновых, спиральные рукава), проявляются в виде особенностей на фоне диффузного галактического потока.

### 1. Особенности галактического гамма-излучения

Наиболее полно галактическое излучение было измерено на спутнике SAS-2 [25—27]. Результаты последней обработки, проведенной с более точным учетом ориентации спутника [28, 29], показаны на рис. 1. В долготном распределении галактического  $\gamma$ -излучения кроме широкого максимума, простирающегося на  $30-40^\circ$  в обе стороны от галактического центра и свидетельствующего либо о повышенной интенсивности космических лучей на расстояниях  $4-6$  *кпс* от центра [30], либо о том, что  $\gamma$ -излучение в основном образуется в спиральных рукавах Галактики [31], наблюдается еще несколько особенностей. Рассмотрим их более подробно с привлечением также результатов других работ.

**А. Интервал  $l^I = 180 \div 200^\circ$  (район антицентра).** Возрастание потока  $\gamma$ -излучения в этой области создается Крабовидной туманностью, поток от которой на 8 стандартных отклонений ( $8\sigma$ ) превышает фон, и новым дискретным источником  $\gamma$ -квантов, поток и координаты которого соответственно равны  $F_\gamma (E \geq 100 \text{ Мэв}) = (4,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-6} (см^2 \cdot сек)^{-1}$ ,  $l^{II} = +5 \pm 3^\circ$ ,  $b^{II} = 196 \pm 3^\circ$ . Положение дискретного источника совпало с местом, от которого ранее Фраем и др. [5] был зарегистрирован избыточный поток  $\gamma$ -квантов.

Результаты измерения  $\gamma$ -излучения Крабовидной туманности на SAS-2 в основном согласуются с результатами других работ, укладываясь на общий одностепенной энергетический спектр, по-видимому, синхротронной природы (рис. 2). Абсолютные значения измеренных потоков составляют

$$F_\gamma (\geq 35 \text{ Мэв}) = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} (см^2 \cdot сек)^{-1},$$

$$F_\gamma (\geq 100 \text{ Мэв}) = (4,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-6} (см^2 \cdot сек)^{-1}.$$

При совпадении в пределах ошибок данных измерений с другими результатами, полученными в том же энергетическом интервале [37, 39, 40],



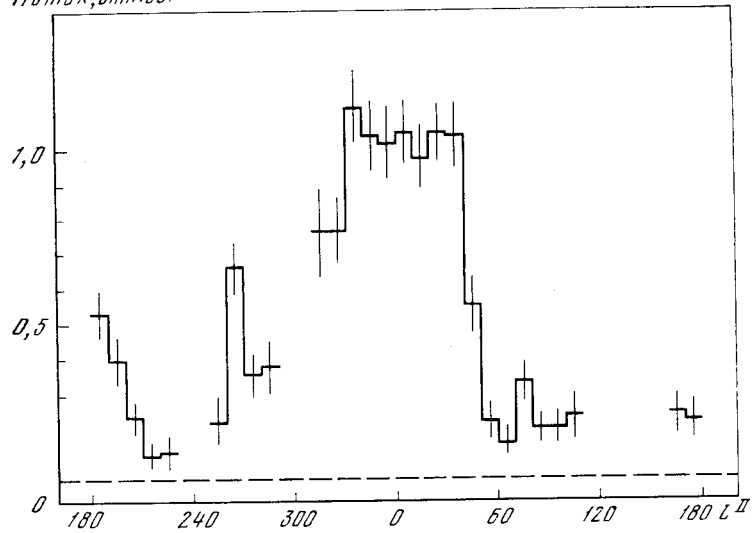


Рис. 1. Зависимость потока  $\gamma$ -квантов с энергией  $E \geq 100$  Мэв, просуммированного в полосе  $b^{II} = -10 \div +10^\circ$ , от галактической долготы  $l^{II}$  (по измерениям на SAS-2)

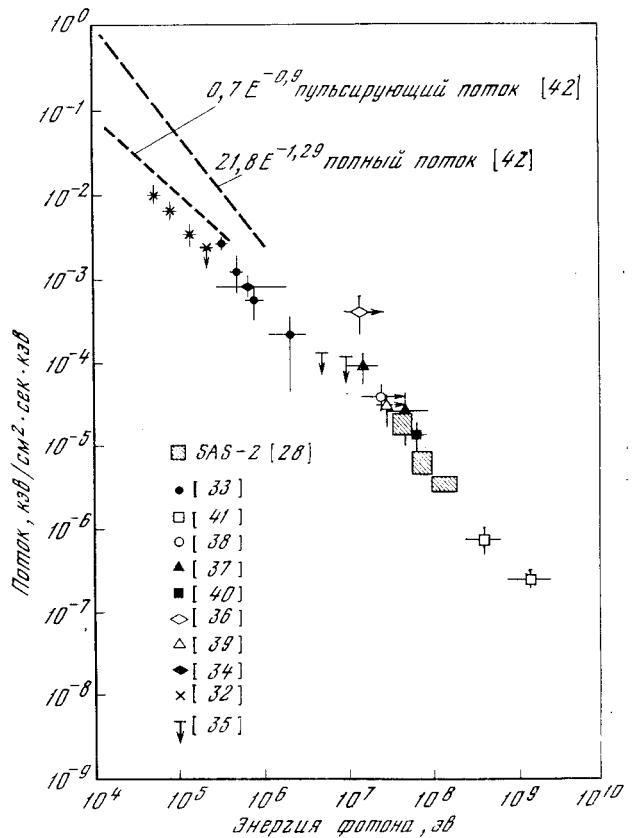


Рис. 2. Энергетические спектры излучения Крабовидной туманности (полное излучение) и пульсара NP 0532 (пульсирующее излучение)

они все же в 1,5—2 раза ниже (расхождение, возможно, объясняется неточностью характеристик телескопов). Из совпадения результатов измерений на SAS-2, представляющих полный поток от Крабовидной туманности, с данными работ [37—41], в которых измерялась только пульсирующая компонента (импульсное излучение пульсара NP 0532) следует, что доля пульсирующего  $\gamma$ -излучения при энергиях 30—200 Мэв близка к 100%.

При больших энергиях форма энергетического спектра  $\gamma$ -излучения Крабовидной туманности изменяется. Действительно, измеренный в работе [43] поток  $\gamma$ -квантов составляет  $F_\gamma (\geq 2,5 \cdot 10^{11} \text{ эв}) = (4,4 \pm 1,4) \times 10^{-11} (\text{см}^2 \cdot \text{сек})^{-1}$ , что в 7,5 раза меньше значения, полученного экстраполицией степенного спектра. Для пульсирующей компоненты, верхний предел потока которой составляет  $5 \cdot 10^{-12} (\text{см}^2 \cdot \text{сек})^{-1}$  для тех же энергий [15], уменьшение составляет  $\sim 70$  раз.

**Б. Интервал  $l^{\text{II}} = 260 \div 270^\circ$  (район Паруса).** Избыток  $\gamma$ -излучения из этой области также весьма значителен (больше  $8\sigma$ ). Он указывает либо на большой вклад  $\gamma$ -излучения от местного рукава Галактики, толща газа в котором максимальна на луче зрения под углом  $270^\circ$  [31], либо на компактный дискретный источник [44]. Последнее предположение кажется более вероятным, во-первых, потому, что нет аналогичного избытка на  $l^{\text{II}} = 90^\circ$ , а, во-вторых, потому, что концентрация  $\gamma$ -квантов в этом районе Галактики более напоминает локальный источник, координаты которого  $l^{\text{II}} = -3 \pm 1^\circ$ ,  $l^{\text{II}} = 264,5 \pm 1^\circ$  с точностью до  $1^\circ$  совпадают с положением остатка сверхновой Vela-X. Измеренный поток составляет  $F_\gamma (\geq 100 \text{ Мэв}) \approx 5 \cdot 10^{-6} (\text{см}^2 \cdot \text{сек})^{-1}$ . Недавно Альбатс и др. [45] обнаружили импульсное  $\gamma$ -излучение с периодом пульсара PSR 0833—45, находящегося в туманности Vela-X. Интенсивность избыточного потока  $\gamma$ -квантов составила  $F_\gamma (\geq 20 \text{ Мэв}) = (1,5 \div 4) \cdot 10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{сек})^{-1}$ .

Высокая статистическая обеспеченность результатов обеих работ позволяет считать, что туманность Vela-X и пульсар в ней являются дискретными источниками  $\gamma$ -квантов — второй случай (вслед за Крабовидной туманностью и NP 0532), когда источник  $\gamma$ -излучения отождествлен с «молодым» пульсаром. Спектр излучения Vela-X, согласно [44], более жесткий, чем в рентгеновской области, экстраполированные из этой области значения потока  $\gamma$ -квантов много меньше измеренных потоков. Это означает, что с увеличением энергии включается новый процесс генерации жесткого излучения, которым может быть распад нейтральных пионов, возникающих при ядерных столкновениях. Если за генерацию пионов ответственны заряженные частицы, ускоренные при вспышке сверхновой, то по оценке [44] полная энергия их составляет  $3 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$ , что подтверждает гипотезу о сверхновых, как основных источниках космических лучей в Галактике [46].

**В. Интервал  $l^{\text{I}} = 70 \div 80^\circ$  (район Лебеда).** Избыточный поток  $\gamma$ -квантов от этого района Галактики не столь велик (не выходит за  $5\sigma$ ), чтобы с определенностью утверждать о дискретном источнике только по наблюдениям SAS-2 [28]. Если же учесть, что из этого района и раньше регистрировалось избыточное количество  $\gamma$ -квантов и что группа, ставившая эксперимент на SAS-2, является девятой научной группой, наблюдавшей их, то существование дискретного источника в созвездии Лебеда следует считать надежно установленным. В таблице приведены результаты наблюдений разных групп, а на рис. 3 показаны участки избыточных потоков  $\gamma$ -квантов. Отсутствие избытков в работах [47, 49] указывает на перемещенность источника, в результате которой поток  $\gamma$ -квантов оказывался ниже уровня чувствительности телескопов. В этом случае следует, что за 6—9 месяцев (время между различными измерениями) поток изменялся приблизительно на порядок при энергиях  $E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}$  и по крайней мере в 5 раз при  $E_\gamma \geq 10^{12} \text{ эв}$ .

Отождествление источника избыточного  $\gamma$ -излучения с известным астрофизическим объектом еще не проведено. Более того, возможно, что источников два: один с координатами  $\alpha \approx 304^\circ$ ,  $\delta \approx 35^\circ$ , который впервые наблюдался Дафи и др. [1, 2] и положение которого наиболее точно было измерено в [13]; другой совпадает с рентгеновским источником Суг X-3. Регистрация избыточного  $\gamma$ -излучения вслед за сильной вспышкой радиоизлучения Суг X-3 в работах [18, 19] и обнаружение в [51] временной переменности  $\gamma$ -излучения с периодом, равным периоду изменения рентге-

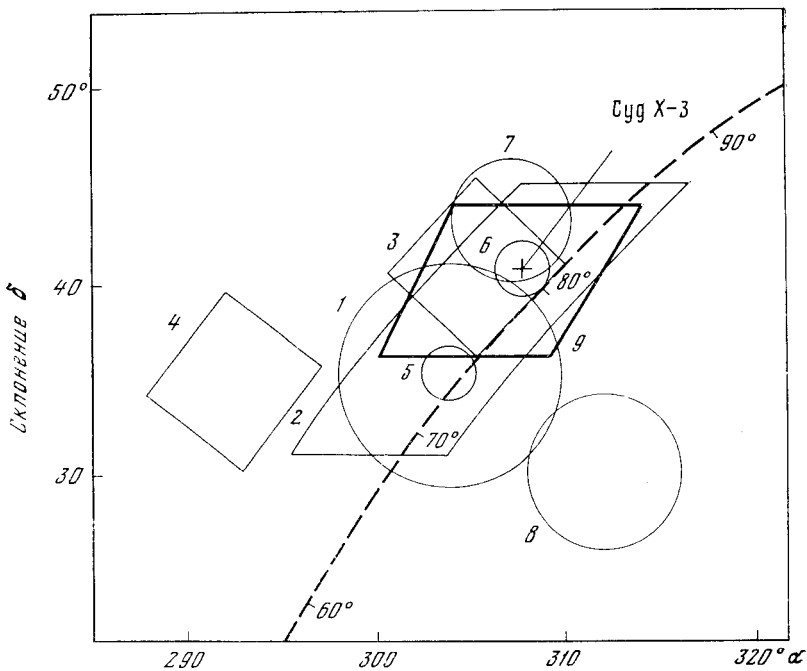


Рис. 3. Схематическая карта района неба в созвездии Лебедя с участками, от которых наблюдались избыточные потоки  $\gamma$ -квантов

1 — данные [1, 2], 2 — [6], 3, 4 — [12, 48], 5 — [13], 6 — [19], 7, 8 — [10], 9 — [18]

новского потока ( $\sim 4,8$  час [52]) Cyg X-3, подтверждают реальность такого отождествления. В этом случае мощность  $\gamma$ -излучения источника Cyg X-3, расстояние до которого равно  $\sim 10$  кпс, составляет  $\sim 5 \times 10^{37}$  эрг/сек для энергий  $E_\gamma \geq 40$  Мэв и  $\sim 2 \cdot 10^{36}$  эрг/сек для  $E_\gamma \geq 10^{12}$  эв.

Г. Интервал  $l^{\text{II}} = 330 \pm 20^\circ$  (район центра Галактики). Небольшое превышение  $\gamma$ -излучения над широким пьедесталом при  $l^{\text{II}} \approx 330$ , заме-

#### Избыточные потоки гамма-квантов из района Лебедя

| Наблюдатели             | Дата наблюдения  | Пороговая энергия $E_0$ , Мэв | Поток $F_\gamma (\geq E_0)$ , см <sup>-2</sup> ·сек <sup>-1</sup> | Превыше-ние над фоном |
|-------------------------|------------------|-------------------------------|---|-----------------------|
| Дафи и др. [1, 2]       | 23.X 1965 г.     | 50                            | $(1,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$                                     | 3 $\sigma$            |
| Фрай, Уэнг [47]         | I 1965 г.        | 100                           | $< 6 \cdot 10^{-5}$   |                       |
|                         | VII 1966 г.      | 100                           | $< 1,2 \cdot 10^{-5}$   |                       |
| Валдец, Уаддингтон [6]  | VII 1967 г.      | 100                           | $(3 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ рад <sup>-1</sup>                     | 4 $\sigma$            |
| Хатчинсон и др. [48]    | IV 1968 г.       | 40                            | $(4,9 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$ рад <sup>-1</sup>                   | 2,6 $\sigma$          |
|                         | VI 1968 г.       |                               |   |                       |
| Нил и др. [12]          | 9.X и            | 60                            | $2,3 \cdot 10^{-5}$   | 2,3 $\sigma$          |
|                         | 16.X 1969 г.     |                               | $3,6 \cdot 10^{-5}$   | 3,0 $\sigma$          |
| Владимирский и др. [13] | VIII 1970 г.     | $2,5 \cdot 10^6$              | $2 \cdot 10^{-11}$  | 3,7 $\sigma$          |
| Владимирский и др. [49] | 1971 г.          | $2,5 \cdot 10^6$              | $< 4 \cdot 10^{-12}$  |                       |
| Браунишг и др. [10]     | 23.IX 1970 г.    | 100                           | $2,6 \cdot 10^{-5}$   | 2,7 $\sigma$          |
|                         |                  |                               | $3,5 \cdot 10^{-5}$   | 2,9 $\sigma$          |
| Владимирский и др. [19] | 8 и 9.IX 1972 г. | $10^6$                        | $2 \cdot 10^{-10}$  | 5 $\sigma$            |
| Гальер и др. [18]       | 12.X 1972 г.     | 40                            | $2 \cdot 10^{-4}$   | 3,6 $\sigma$          |
| Фихтел [28]             | XI 1972 г.       | 30                            |   | $< 5\sigma$           |
|                         | VI 1973 г.       |                               |   |                       |
| Фомпи и др. [50]        | 1972—1973 гг.    | $2,6 \cdot 10^6$              |   |                       |

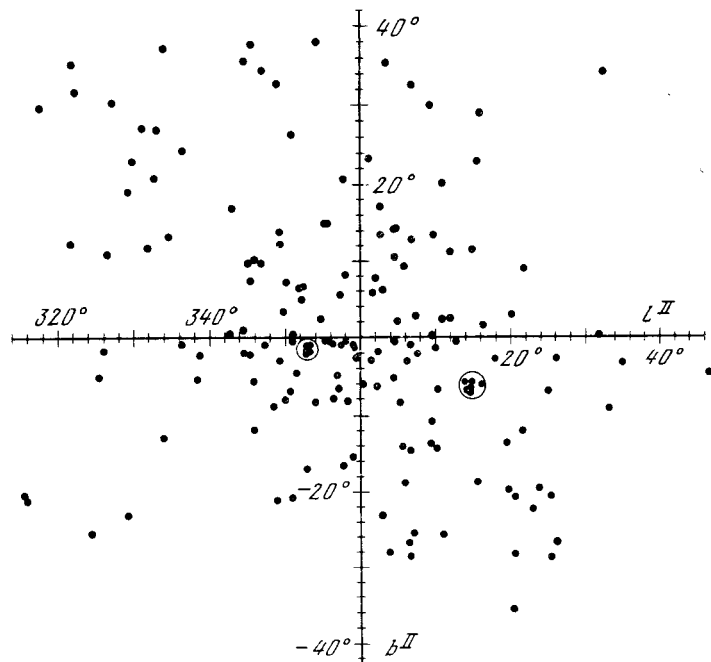


Рис. 4. Гамма-карта района центра Галактики, полученная в [53, 54]

ченное на SAS-2 [29], может быть обусловлено дискретным источником с потоком  $F_\gamma (\geq 100 \text{ Мэв}) \approx 6 \cdot 10^{-6} (\text{см}^2 \cdot \text{сек})^{-1}$ . Однако область излучения более протяженная, чем следовало бы для одного компактного источника. В связи с этим интересно напомнить, что Фрай и др. [5] нашли в этом районе ряд близко расположенных дискретных источников.

Район центра Галактики был просмотрен телескопом с широкозасорной искровой камерой и фотоэмульсией в качестве конвертора [53, 54], который обладает наилучшим на сегодняшний день угловым разрешением  $1,5^\circ$  для  $E_\gamma = 15 \text{ Мэв}$ . На рис. 4 показаны результаты наблюдений. Заметна концентрация событий в полосе  $l^{\text{II}} = 350 \div 360^\circ$ ,  $b^{\text{II}} = 0 \div -2$  и две группировки, попавшие в кружок с радиусом  $1,5^\circ$ :  $l^{\text{II}} = 15^\circ$ ,  $b^{\text{II}} = -7^\circ$  — 6 событий, выброс за  $5\sigma$ ;  $l^{\text{II}} = 353^\circ$ ,  $b^{\text{II}} = -1^\circ$  — 5 событий, выброс за  $3\sigma$ .

Авторы [53] считают, что обнаруженные группировки служат доказательством существования локальных источников  $\gamma$ -квантов, но наблюдения на SAS-2, подробно обследовавшего район центра Галактики, не подтвердили этих источников.

## 2. Возможные дискретные источники гамма-квантов

Хотя большинство наблюдений относилось к полосе Млечного Пути и обнаруженные источники  $\gamma$ -квантов имели галактическую природу, в ряде работ были обнаружены избытки  $\gamma$ -квантов от участков неба, далеко отстоящих от галактического экватора [8, 9, 15, 27]. Они указывали на возможное существование внегалактических источников  $\gamma$ -излучения.

Достоверность их существования, однако, меньше, чем перечисленных выше источников, расположенных вблизи плоскости Галактики, и в последнее время относительно них не было получено новой информации. Из старых данных обращал на себя внимание тот факт, что избыточные потоки  $\gamma$ -квантов наблюдались от мест, где расположены активные галактики, например галактики с сейфертовскими ядрами — 3C 120 [8], PKS 1514—24 [9], NGC 4151 [17].

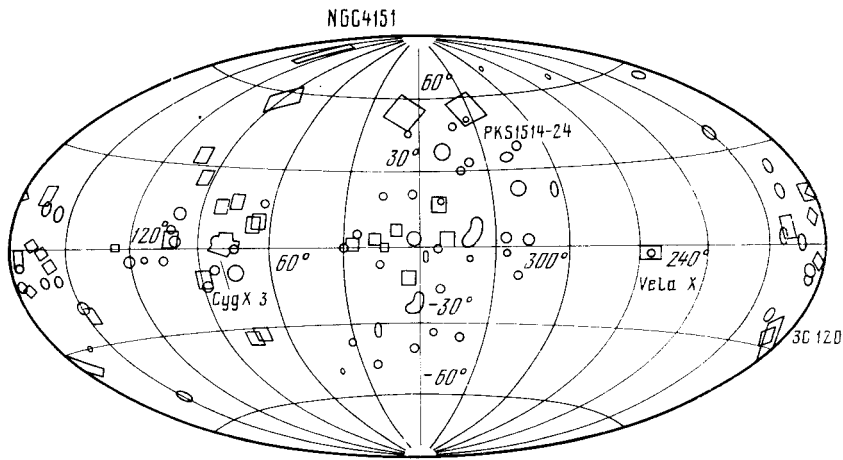


Рис. 5. Расположение на небесной сфере возможных дискретных источников  $\gamma$ -квантов [55]. Координаты галактические

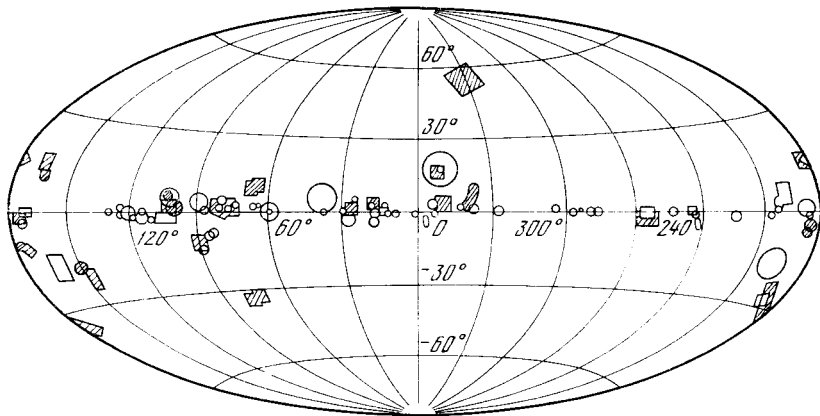


Рис. 6. Карта возможных дискретных источников  $\gamma$ -квантов, обнаруженных в двух и более работах (заштрихованные участки)

Показаны также области звездных OB-ассоциаций [56]

Возможных дискретных источников, т. е. источников с недостаточно высокой достоверностью в одном наблюдении ( $2,5-5 \sigma$ ), обнаружено достаточно много. Некоторые из них обусловлены статистическими флуктуациями фона [22], но должны быть, как показывает анализ [17], и реальные источники. Первый каталог возможных дискретных источников  $\gamma$ -квантов [55] насчитывает более 100 наименований. На рис. 5 показана карта всех возможных дискретных источников космического  $\gamma$ -излучения. Разные области неба просматривались с различной экспозицией, так что карта не отражает истинной концентрации источников. Имеются случаи перекрытия источников, т. е. повторные регистрации избыточных потоков  $\gamma$ -квантов разными группами исследователей от одних и тех же участков неба. Критерий повторяемости при регистрации избыточных потоков является важным фактором в определении степени достоверности дискретного источника, особенно в условиях малой статистики и переменности потоков. На рис. 6 указаны только те возможные дискретные источники, избыточные потоки от которых наблюдались два и более раз. Наблюдается концентрация источников вблизи плоскости Галактики, что свидетельствует, по-видимому, об их галактическом происхождении. Заметна кор-

реляция источников  $\gamma$ -квантов с областями, богатыми газом и молодыми звездами (ОВ-ассоциации), и в то же время нет заметной связи с рентгеновскими источниками [55].

В заключение перечислим основные выводы, которые можно сделать из приведенных результатов:

1. Надежно установлено существование ряда дискретных источников  $\gamma$ -квантов, расположенных вблизи плоскости Галактики.

2. Интенсивность источников составляет  $\sim 10^5$  квант/(см<sup>2</sup>·сек) при энергии  $E_\gamma \geq 100$  Мэв.

3. Одним типом объектов, регистрируемых как дискретные галактические источники  $\gamma$ -квантов, являются «молодые» пульсары.

4. Гамма-излучение дискретных источников обнаруживает временную переменность (от регулярных пульсаций до однократных спорадических всплесков).

### Л и т е р а т у р а

1. J. G. Duthie e. a. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 263.
2. J. G. Duthie. Canad. J. Phys., 1968, 46, S401.
3. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков. УФН, 1974, 112, 491.
4. G. M. Frye, C. P. Wang. Astrophys. J., 1969, 158, 925.
5. G. M. Frye e. a. Nature, 1969, 223, 1320.
6. J. V. Valdez, C. J. Waddington. Astrophys. J. Lett., 1969, 156, L85; Acta phys. Acad. scient. hung., 1970, 29, suppl. 1, 79.
7. G. M. Frye e. a. Nature, 1971, 231, 372.
8. С. А. Волобуев, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, Ю. В. Озеров. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 43; Астрон. ж., 1971, 48, 1105.
9. G. M. Frye e. a. Nature, 1971, 233, 466.
10. R. Browning e. a. Nature Phys. Sci., 1972, 235, 128.
11. R. Browning e. a. Nature, 1972, 238, 138.
12. M. Niel e. a. Astrophys. J., 1972, 171, 529.
13. Б. М. Владимировский, И. В. Павлов, А. А. Степанян, В. П. Фомин. Астрон. ж., 1972, 49, 3.
14. A. A. Stepanian e. a. Nature Phys. Sci., 1972, 239, 40.
15. G. G. Fazio. Proc. IAU Sympos. N 55 on X-ray and gamma-ray astronomy. H. Bradt (Ed.). (in press); Smithsonian Astrophys. Observ. Preprint N 206—206. Cambridge, 1973.
16. K. Bennett. Nature, 1972, 238, 31.
17. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, Ю. В. Озеров. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 265.
18. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин, Б. И. Лучков, Ю. Т. Юркин. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 217.
19. B. M. Vladimirovsky e. a. Proc. Intern. conf. cosmic rays. vol. 1. Denver, 1973, p. 456.
20. G. H. Dahlbacke e. a. Astrophys. J., 1973, 180, 371.
21. M. Niel e. a. Astronom. and Astrophys., 1972, 20, 1.
22. E. O'Mongain. Nature, 1972, 241, 376.
23. E. L. Chupp e. a. Nature, 1972, 241, 333.
24. D. A. Kniffen e. a. Proc. Intern. conf. Cosmic rays, vol. 1. Denver, 1973, p. 1, 311.
25. C. E. Fichtel e. a. Ibid., p. 302.
26. D. A. Kniffen e. a. NASA Intern. sympos. and workshop on gamma-ray astrophys. Preprint X-644-73-180, 1973.
27. D. A. Kniffen e. a. Astrophys. J. Lett., 1973, 186, L99.
28. C. E. Fichtel. Rept COSPAR meet. 1974; preprint of Goddard Space Flight Center.
29. D. A. Kniffen e. a. Bull. Amer. Phys. Soc., 1974, 19, 531.
30. F. W. Stecker e. a. Astrophys. J. Lett., 1974, 188, L59.
31. G. F. Bignami, C. E. Fichtel. Astrophys. J. Lett., 1974, 189, L65.
32. G. J. Fishman e. a. Astrophys. J. Lett., 1969, 156, L17.
33. J. D. Kurfess. Astrophys. J. Lett., 1969, 169, L39, 1971.
34. L. E. Orwig e. a. Nature Phys. Sci., 1971, 231, 171.
35. G. Kettenring e. a. Proc. Intern. Conf. cosmic rays, vol. 1. Hobart, 1971, p. 57.
36. R. L. Kinzer e. a. Astrophys. J., 1973, 180, 547.
37. P. Albats e. a. Nature, 1972, 240, 221.
38. H. Helmken, J. Hoffman. Proc. Intern. conf. cosmic rays, vol. 1. Denver, 1973, p. 31.
39. B. Parlier e. a. Nature Phys. Sci., 1973, 242, 117.
40. R. Browning e. a. Nature, 1971, 232, 99.
41. B. McBreen e. a. Astrophys. J., 1973, 184, 571.
42. J. D. Laros e. a. Nature Phys. Sci., 1973, 246, 109.
43. G. G. Fazio e. a. Astrophys. J. Lett., 1973, 175, L117.

44. *D. J. Thompson* e. a. *Astrophys. J. Lett.*, 1974, 190, L51.
45. *P. Albats* e. a. Preprint of Case West. Reserve Univ.; *Nature* (to be publ.).
46. *В. Л. Галабура, С. И. Сыроватский*. Происхождение космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1963 г.
47. *G. M. Frye, C. P. Wang*. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, 18, 132.
48. *G. W. Hutchinson* e. a. *Acta phys. Acad. scient. hungar.* 1970, 29, suppl., 1, 87.
49. *В. М. Владимирский* e. a. *Proc. Intern. conf. cosmic rays*, vol. 1. Hobart, 1971, p. 91.
50. *В. П. Фомин, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян*. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1975, 53.
51. *Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян, В. П. Фомин, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин, Б. И. Лучков, Ю. Т. Юркин*. Письма в Астрон. ж., 1975, 1, вып. 3, 25.
52. *C. R. Canizares* e. a. *Nature Phys. Sci.*, 1973, 241, 28.
53. *G. H. Share* e. a. *Astrophys. J.*, 1974, 187, 45.
54. *J. Samimi, G. H. Share, R. L. Kinzer*. Preprint Nav. Res. Lab., 1974.
55. *C. Serra, M. Niel*. Rapport CERN 74-480, 1974; submitted to *Astronomy and Astrophysics*.
56. *G. Alter* e. a. *Catalogue of star clusters and associations*. 2nd. ed. Budapest, 1970.

## ГАММА-АСТРОНОМИЯ И ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

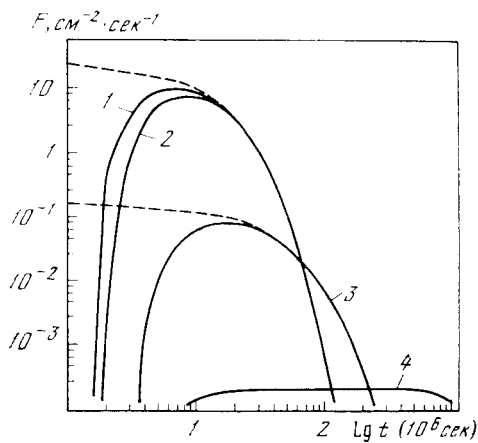
Г. Е. Кочаров

В настоящее время экспериментальная  $\gamma$ -астрономия переживает интенсивный этап своего развития и общает изучение ядерных процессов, протекающих не только в нашей солнечной системе, но также в Галактике в целом и даже в Метагалактике. Прямая регистрация продуктов ядерных реакций —  $\gamma$ -квантов — позволит непосредственно на опыте проверить предсказания теории, такие, как нуклеосинтез во время вспышек сверхновых, динамика взрывов звезд, механизм генерации космических лучей и их взаимодействие с межзвездным и межгалактическим газом и т. п. Первые успешные эксперименты по солнечным  $\gamma$ -квантам привели к значительному обогащению наших знаний о механизме генерации солнечных космических лучей, о динамике самой солнечной вспышки.

Здесь мы рассмотрим лишь некоторые проблемы и возможности  $\gamma$ -астрономии, связанные с излучением в линиях.

### Гамма-астрономия и нуклеосинтез

Согласно существующим представлениям, жизнь звезды состоит из последовательности этапов гравитационного сжатия и горения того или иного горючего в зависимости от стадии эволюции. В термоядерных реакциях в недрах звезд генерируются изотопы различных элементов с постепенным увеличением атомного номера по мере «старения» звезды. С точки зрения экспериментальной  $\gamma$ -астрономии представляет значительный интерес стадия горения кремния. На этой стадии многие изотопы генерируются не непосредственно, а в результате распада соответствующих радиоактивных ядер. В результате часть дочерних ядер образуется в возбужденных состояниях, спадте возбуждения сопровождается  $\gamma$ -излучением, регистрация которого и открывает возможность проверки теории нуклеосинтеза [1—4]. На рисунке представлена зависимость потока  $\gamma$ -квантов от времени, прошедшего с момента вспышки сверхновой звезды, находящейся на расстоянии 10 *kpc* [4]. Характер приведенных зависимостей в сильной степени зависит от динамики расширения сверхновой звезды, так как прозрачность оболочки звезды меняется во времени. Штриховой линией показан ход зависимости без учета поглощения гамма-квантов в оболочке сверхновой звезды. Видно, что учет поглощения сильно влияет на поток  $\gamma$ -квантов, причем тем сильнее, чем меньше период полураспада



Зависимость потока  $\gamma$ -квантов от времени

1 и 2 —  $\gamma$ -линии  $^{56}\text{Fe}$ , 2,6 Мэв и 0,84 Мэв, соответственно; 3 —  $\gamma$ -линия  $^{56}\text{Fe}$  0,12 Мэв; 4 —  $\gamma$ -линия  $^{44}\text{Sc}$  1,16 Мэв; штриховая линия — без учета поглощения

соответствующего материнского ядра. Это означает, что измерение на опыте характера возрастания интенсивности  $\gamma$ -квантов позволит значительно устранить существующую неопределенность теории по динамике расширения оболочки сверхновой. Может, например, оказаться, что  $\gamma$ -линии от  $^{56}\text{Fe}$  не будут зарегистрированы, так как в первые несколько лет, когда указанные линии должны быть самыми сильными, оболочка сверхновой может быть непрозрачной. В интервале времени от 2 до 10 лет наиболее сильной является линия 122 кэв  $^{57}\text{Fe}$ . Для  $t > 10$  лет  $\gamma$ -линия  $^{44}\text{Sc}$  с энергией 1160 кэв должна быть преобладающей. Регистрация  $\gamma$ -квантов от вспышек сверхновых позволит показать, что во время вспышек сверхновых действительно имеет место нуклеосинтез; определить количество того или иного изотопа, генерированного во время вспышек; проверить наши представления о динамике заключительной стадии эволюции звезд и т. п.

Одновременная регистрация нейтринного излучения сверхновых позволит охватить еще более ранние вспышки. Совместный анализ данных нейтринной, гамма- и оптической астрономии позволит значительно продвинуться в разработке механизма взрывов сверхновых звезд.

При достигнутой в настоящее время чувствительности  $10^{-4}$  квант  $\cdot$  см $^{-2}$   $\times$  сек $^{-1}$  [5, 6] в год можно ожидать регистрацию одной вспышки сверхновой. Дальнейшее увеличение чувствительности приведет соответственно к возрастанию радиуса видимости  $\gamma$ -телескопов и числа вспышек сверхновых, доступных для наблюдения.

#### Взаимодействие космических лучей с веществом в космосе и гамма-излучение

При взаимодействии космических лучей с веществом в источниках космических лучей и с межзвездным газом имеет место возбуждение ядер как среды, так и самих космических частиц. Причем,  $\gamma$ -линии от снятия возбуждения ядер космического излучения значительно уширяются из-за доплер-эффекта. Так как распространенность тяжелых ядер в космических лучах больше, чем в среднем во Вселенной, скорость генерации  $\gamma$ -линий от возбуждения быстрых ядер космического излучения больше скорости генерации таких линий за счет взаимодействия протонов и  $\alpha$ -частиц космических лучей с покоящимися ядрами тяжелых элементов межзвездной среды. Однако из-за доплеровского уширения линий поток  $\gamma$ -квантов на единицу энергии для процесса взаимодействия космических лучей с межзвездным газом оказывается преобладающим.

В работе [7] приведены результаты детальных вычислений ожидаемых потоков  $\gamma$ -квантов в направлении на центр Галактики при различных предположениях о виде спектра космических лучей в области низких энер-



гий: «пессимистический» и «оптимистический» варианты. В первом случае энергетический спектр космических лучей в межзвездном пространстве считается таким же, что и измеренный в районе Земли, а во втором случае допускаются относительно высокие потоки космических лучей в области низких энергий. В первом случае предеказываемый поток  $10^{-5} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \times \text{Стер}^{-1} \cdot \text{Мэв}^{-1}$  на несколько порядков ниже потока изотропного диффузного фона и поэтому практически нет возможности его наблюдать. В оптимистическом варианте ожидается даже превышение над диффузным фоном и поэтому имеется принципиальная возможность путем использования детектора с высоким энергетическим разрешением измерить соответствующие  $\gamma$ -линии. Предположение о сильном увеличении интенсивности космических лучей в области малых энергий связано с необходимостью обеспечения наблюдаемой скорости ионизации H I областей космическими лучами и генерации необходимых количеств изотопа  ${}^7\text{Li}$  в галактическом газе.

В работе [7] рассмотрена интересная возможность регистрации  $\gamma$ -квантов от точечных источников. Она вытекает из предположения о том, что в источниках космических лучей частицы с энергией меньше определенной удерживаются. Такое предположение выдвинуто для объяснения наблюдаемой на опыте зависимости химического состава космических лучей от энергии. В этом случае с использованием детектора с угловым разрешением  $1^\circ$  возможна регистрация точечных источников  $\gamma$ -линий. Хотя надежды небольшие, но ожидаемый результат значительный: имеется принципиальная возможность указать местоположение источников космических лучей. Таким образом, можно заключить, что регистрация  $\gamma$ -линий, возникающих при взаимодействии космических лучей с веществом возможна, если космические лучи вдали от солнечной системы обогащены относительно низкоэнергичными частицами. Успешный эксперимент в этой области исследований откроет уникальные возможности картирования источников космических лучей и изучения состава межзвездной среды в различных направлениях в пространстве.

#### Солнечные гамма-кванты и ядерные реакции на Солнце

Два года назад впервые были зарегистрированы [6, 8, 9] солнечные  $\gamma$ -кванты. Во время мощных августовских вспышек 1972 г. обнаружены линии 0,51; 2,2; 4,4 и 6,1 Мэв, интерпретируемые как результат аннигиляции позитронов, образования дейтерия, прямого возбуждения уровней  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  солнечными космическими лучами. Критический анализ результатов по солнечным  $\gamma$ -квантам, проведенный на VI Ленинградском Международном семинаре в августе 1974 г. [10], позволил установить ряд новых и важных выводов. Здесь мы рассмотрим лишь то, что является исключительно важным и требует скорейшего рассмотрения. Для этого прежде всего напомним кратко схему генераций различных  $\gamma$ -линий на Солнце.

Генерированные во время вспышки солнечные космические лучи (для краткости ниже будем рассматривать только протоны) взаимодействуют с ядрами атмосферы Солнца и в результате ядерных реакций образуют нейтроны, позитроно-активные ядра  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{14}\text{O}$ ,  ${}^{15}\text{O}$ , непосредственно возбуждают ядерные уровни. Снятие возбуждения ядерных уровней практически происходит мгновенно, нейтроны же сначала замедляются, а затем, поглощаясь протоном  $n(p, \gamma){}^2\text{D}$ , дают  $\gamma$ -кванты с энергией 2,2 Мэв. Позитроны от распада радиоактивных ядер замедляются и аннигилируют с электронами, дают  $\gamma$ -кванты с энергией 0,51 Мэв. Таким образом, интенсивности  $\gamma$ -линий зависят от энергетического спектра протонов (функция возбуждения различна для различных реакций), полного количества ускоренных протонов, концентрации ядер мишени, толщи вещества, поглощаемого ускоренными частицами в солнечном веществе, вероятности захвата нейтрона протоном и т. д.

Естественно, что чем большее количество величин мы измеряем на опыте, тем больше достоверность выводов. Одновременное измерение четырех  $\gamma$ -линий, генетически связанных друг с другом, и потоков солнечных космических лучей в космосе во время августовских вспышек значительно сузили «свободу действия» теоретических параметров (к сожалению, на сегодняшний день не свели на нет). Какие же неопределенности наиболее существенны в настоящее время? Это прежде всего энергетический спектр солнечных космических лучей в области их генерации и взаимодействия с ядрами солнечного вещества. Функция возбуждения, особенно для генерации линий 4,4 и 6,1 Мэв, очень чувствительна к спектру в области малых энергий ( $<100$  Мэв), т. е. там, где неопределенность данных велика. Для вспышки 4.VIII 1972 г. энергетический спектр протонов измерен в межпланетном пространстве [11]. Однако неясно, как от измеренного спектра перейти к спектру на Солнце, там где идут ядерные реакции. Трудность в том, что энергетический спектр сильнее всего подвержен трансформации именно в области низких энергий, там, где вероятность генерации  $\gamma$ -квантов велика.

Здесь наблюдается два подхода: в одном из них берется за основу вид измеренного на опыте спектра в области больших энергий и считается, что в области низких энергий форма спектра такая же. В этом случае частиц низких энергий в атмосфере Солнца оказывается значительно больше, чем в межпланетном пространстве. Исходя из такого предположения, на основе измеренных на опыте потоков  $\gamma$ -квантов с энергиями 4,4 и 6,1 Мэв Лингенфельтер и Рамати [12] приходят к выводу о том, что ускоренные во время вспышки частицы летят асимметрично, а именно в сторону Солнца летит менее 1% частиц. Такой вывод встречается со значительными трудностями в интерпретации как данных по изотопам водорода и гелия в корпускулярных потоках Солнца вспышечного происхождения, так и по энергетике оптического излучения вспышек. Естественно, возникает вопрос о том, согласуются ли данные по другим  $\gamma$ -линиям (0,51 и 2,2 Мэв) с выводом об асимметрии солнечных космических лучей? Такое согласие, вообще говоря, можно получить [12], если концентрация гелия-3 в солнечном веществе так низка, что вероятность поглощения нейтронов в реакции  $n(^3\text{He}, p)^3\text{H}$  не превосходит вероятности реакции  $n(p, \gamma)^2\text{D}$ . Хорошо известно, что сечение реакции поглощения нейтрона гелием-3 в 18 000 раз превосходит сечение поглощения протоном. Это означает, что роль реакции  $n(^3\text{He}, p)^3\text{H}$  будет мала, если концентрация гелия-3 более чем в 18 000 раз меньше концентрации водорода. Для измеренного на опыте содержания гелия-3 в солнечном ветре вероятности указанных реакций оказываются равными. В то же время известно, что во вспышечных потоках наблюдаются большие количества гелия-3, интерпретация которых возможна, если в области генерации солнечных космических лучей концентрация гелия-3 намного больше его концентрации в солнечном ветре, а именно 0,1—1% [13, 14]. Для концентраций гелия-3 в 1% вероятность поглощения нейтрона протоном с генерацией  $\gamma$ -линии 2,2 Мэв всего 1,3%, т. е. нейтроны поглощаются в основном гелием-3 без генерации гамма-квантов.

Вернемся теперь к вопросу о спектре протонов в области низких энергий. Пусть вид спектра в области генерации частиц на Солнце такой же, что и измеренный в космосе. Тогда, для объяснения потоков в линиях 4,4 и 6,1 Мэв необходимо, чтобы к Солнцу двигались более 10% солнечных космических лучей, т. е. асимметрия значительно уменьшается. Соответственно уменьшаются трудности интерпретации данных по  $^2\text{D}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и энергетике оптического излучения. На самом деле положение может быть еще лучшим, если, как это считается, часть протонов в области малых энергий ускорена в межпланетном пространстве, а не на Солнце. Таким образом, автору настоящих строк представляется более вероятным вариант с относительно большой концентрацией гелия-3 в области генерации солнечных космических лучей, поскольку в этом случае удается объ-

яснить совокупность экспериментальных данных как по  $\gamma$ -квантам, так и по изотопам гелия и водорода и даже по солнечным нейтрино (имеются в виду модели Солнца с горючим из  ${}^3\text{He}$ , не излучающие практически высокоэнергичные нейтрино [15—18]). Окончательный ответ на поставленные выше вопросы будет получен после проведения новых исследований [14], особенно экспериментов по одновременной регистрации протонов, нейтронов, дейтронов, тритонов, гелия-3, гелия-4 и  $\gamma$ -квантов.

В заключение хотелось бы особо подчеркнуть, что уже первые эксперименты по изучению ядерных реакций на поверхности Солнца дали интересные результаты и стимулировали проведение новых теоретических и экспериментальных исследований, направленных на разгадку природы сложных процессов на ближайшей к Земле звезде.

Автор считает своим приятным долгом отметить, что актуальность и важность этих вопросов была предсказана и аргументирована в конце 50-х годов академиком А. Б. Северным [19, 20], председателем оргкомитета настоящего семинара.

### Л и т е р а т у р а

1. D. D. Clayton. Proc. XI Intern. conf. cosmic rays, invited paper, 1969.
2. D. D. Clayton, W. A. Fowler. Comments Astrophys. and Space Phys., 1969, 4, 147.
3. D. D. Clayton, C. A. Colgate, G. J. Fishman. Astrophys. J., 1969, 155, 75.
4. D. D. Clayton. Astrophys. J., 1974, 188, 155.
5. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков. УФН, 1974, 112, 491.
6. Е. Л. Чупр. Труды VI Ленинградского Международного семинара (19—21.VIII—1974 г.). Изд. ЛИЯФ АН СССР, 1974, с. 355.
7. М. Meneguzzi, H. Reeves. Proc. 13-th Intern. conf. cosmic rays, vol. 5. Denver 1973, p. 3079.
8. Е. Л. Чупр, D. J. Forrest, P. R. Higbie, A. N. Suri, C. Isai, P. P. Dunphy. Nature, 1973, 241, 333.
9. Ж. Ведрен, О. Б. Ликин, А. С. Мелиоранский, Н. Ф. Писаренко, И. А. Саенко, Р. Талон, В. М. Шамолин. Тр. VI Ленинградского Международного семинара (19—21.VIII 1974 г.). Изв. АН СССР, серия физ., 1975.
10. Труды VI Ленинградского Международного семинара «Ускорение частиц и ядерные реакции в космосе». Изд. ЛИЯФ АН СССР, 1974; Изв. АН СССР, сер. физ., 1975.
11. S. Biswas, D. L. Bertsch, C. E. Fichtel, C. Pellerin, D. V. Reames. Proc. 13-th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1973, p. 1543.
12. R. Ramaty, R. E. Lingenfelter. Proc. 13-th Intern. Conf. on Cosmic rays, Denver, 1973 p. 1590.
13. И. А. Ибрагимов, Г. Е. Кочаров. Препринт ФТИ № 456, 1974; Изв. АН СССР, сер. физ., 1975.
14. Г. Е. Кочаров. Доклад на VI Ленинградском Международном семинаре, август 1974 г. Изд. ЛИЯФ АН СССР, 1974, Изв. АН СССР, сер. физ., 1975.
15. Г. Е. Кочаров, Ю. Н. Старбунов. Препринт ФТИ, № 240, 1969; Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 132; Proc. XII Intern. conf. cosmic rays, vol. 7. Australia, 1971, p. 2865.
16. Z. Abraham, I. Iben. Astrophys. J., 1970, 162, L125.
17. R. K. Ulrich. Astrophys. J., 1971, 165, L95; 168, 57.
18. R. Mihalas. Astrophys. Lett., 1972, 12, 35.
19. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1957, 34, 328.
20. А. Б. Северный, В. И. Шабанский. Астрон. ж., 1960, 37, 609.

## К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ ПРИРОДЕ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЫШЕК

П. П. Фомин

1. Существующие затруднения [1] с объяснением физической природы  $\gamma$ -вспышек, обнаруженных на ИСЗ «Vela» и др. [2], заставляют серьезно отнестись и к исследованию вопроса о возможной аннигиляционной природе этих вспышек. Вопрос ставится следующим образом: не говорят ли наблюдаемые быстрые и мощные  $\gamma$ -вспышки о присутствии антизвезд в нашей Галактике? Падение межзвездных астероидов на антизвезды приводило бы к быстрым и мощным аннигиляционным взрывам, временные, энергетические и спектральные характеристики которых нетрудно согласовать (см. ниже) с наблюдаемыми характеристиками  $\gamma$ -всплесков. В настоящей работе обсуждаются вопросы, возникающие в связи с аннигиляционной моделью  $\gamma$ -вспышек.

Мы пока оставляем здесь в стороне имеющиеся в литературе [3, 4] возражения против существования антивещества и антизвезд, основанных на космологических соображениях и интерпретации данных по реликтовому радиоизлучению, составу космических лучей и  $\gamma$ -фону. Вопрос следует пока считать открытым, поскольку все эти возражения явно или неявно опираются на предположение об однородности распределения вещества и антивещества и теряет силу в случае существенной неоднородности. Последнее предполагает, конечно, существование эффективного механизма разделения вещества и антивещества и, хотя в этом вопросе имеются значительные теоретические трудности, пока нельзя исключить возможность того, что природа все же находит такой механизм [5]. В настоящее время предпочтительнее придерживаться более эмпирической точки зрения, считая, что в конечном счете гипотеза антизвезд может быть отклонена или принята лишь на основе анализа всей совокупности астрофизических наблюдений, а не на основе наших далеко несовершенных современных космологических моделей. В настоящей работе предпринимается попытка включить в этот анализ данные по  $\gamma$ -всплескам, а также некоторые данные, относящиеся к неправильным переменным звездам.

2. Рассмотрим вопрос об энергетике, скорости нарастания и спектре  $\gamma$ -всплесков. При вспышке 14.V 1972 г., например, поток энергии оценивается [2]  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup>, что даже при сравнительно малых расстояниях до источника  $\sim 10$  пс соответствует энерговыделению  $\sim 5 \cdot 10^{36}$  эрг. Если учесть, что в наблюдаемый  $\gamma$ -диапазон 0,01—1 Мэв попадает, скорее всего, только часть энергии, то полную энергию всей вспышки следует считать  $\geq 10^{37}$  эрг. Вся вспышка состоит из нескольких импульсов, в каждом из которых время нарастания  $< 0,1$  сек. Эти величины трудно согласовать с любым известным механизмом энерговыделения термоядерной или гравитационной природы. Вместе с тем они могут быть непринужденно объяснены в рамках аннигиляционной модели. Падающий астероид с  $m \geq 10^{16}$  г (радиус  $\geq 1$  км) в верхних слоях атмосферы антизвезды будет вначале аннигилировать с поверхности и прогреваться за счет поглощения проникающей радиации. Затем в быстрее прогреваемой передней части астероида произойдет тепловой взрыв, который может развалить остальную часть на куски. Куски в свою очередь будут испаряться в режиме теплового взрыва и, смешиваясь с антигазом атмосферы, давать серию мощных и быстрых аннигиляционных вспышек. Крутизну фронтов нарастания  $\gamma$ -всплесков в этом механизме легко согласовать с наблюдаемыми.

Первичные аннигиляционные  $\gamma$ -кванты от процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ ,  $3\gamma$  и  $\bar{N}N \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma$  имеют спектр с двумя максимумами: узким в области  $\sim 0,5$  Мэв и широким в области  $\sim 70$  Мэв. Первый максимум в результате комптон-эффекта на электронах аннигилирующего облака быстро (доста-

точно нескольких столкновений) размоется в основном в мягкую сторону, что позволяет объяснить характер наблюдаемого спектра мягких  $\gamma$ -квантов. Второй максимум размоется меньше из-за падения сечения рассеяния с ростом энергии, так что обе части спектра не перекроются.

Детекторы на ИСЗ «Vela», IMP-6 и др. [2] не были достаточно чувствительны к жесткой части спектра и поэтому она могла остаться незамеченной. Предсказание жестких  $\gamma$ -всплесков, синхронных с мягкими, является, таким образом, критическим для проверки аннигиляционной модели. Отметим, что наблюдения на ИСЗ «Космос-561» [6] указывают на существование вспышечной активности в области  $E_\gamma \geq 100$  Мэв.

3. Рассмотрим теперь вопрос, какие ограничения на пространственную плотность антизвезд  $n_a$  накладывает наблюдаемая частота  $\gamma$ -вспышек  $\dot{N} \sim 4$  в год с потоком энергии  $S \geq S_0 \sim 10^{-5}$  эрг/см<sup>2</sup> [2]. Пусть  $n(m)$  — функция распределения межзвездных астероидов по массам в некотором интересующем нас интервале масс ( $m_0, m_{\max}$ ). Примем для нее в дальнейшем степенной закон:

$$n(m) = Am^{-x}, \quad x > 1. \quad (1)$$

Пространственная плотность массы, запасенная в форме астероидов, есть

$$\rho_a = \int_{m_0}^{m_{\max}} mn(m) dm = \frac{A}{2-x} (m_{\max}^{2-x} - m_0^{2-x}). \quad (2)$$

Средняя частота (в установившемся режиме) падений астероидов с массами из интервала ( $m_1, m_2$ ) на антизвезду с массой  $M$ , радиусом  $R$  и средней скоростью  $v$  относительно «облака» астероидов определится формулой (ср. [7, (12.2.1)])

$$Y(m_1, m_2) = 2\pi GMRv^{-1} \int_{m_1}^{m_2} n(m) dm = \frac{2\pi GMRv}{(x-1)v} \left( \frac{1}{m_1^{x-1}} - \frac{1}{m_2^{x-1}} \right). \quad (3)$$

Частота  $\gamma$ -всплесков с потоками  $S \geq S_0$  определится (при однородном распределении источников  $n_a$ ) интегралом

$$\dot{N} = n_a \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} Y(m_r, m_{\max}) 4\pi r^2 dr, \quad (4)$$

где

$$m_r = kr^2, \quad k = 2\pi S_0 c^{-2} \xi^{-1}; \quad (5)$$

$\xi \lesssim 10^{-3}$  — коэффициент трансформации полной энергии  $2mc^2$  аннигиляции астероида массы  $m$  в энергию мягких  $\gamma$ -квантов;  $r_{\max} = \sqrt{m_{\max} k^{-1}}$ ,  $r_{\min}$  — расстояние до ближайших звезд.

С учетом (3), (5) интеграл (4) может быть преобразован к виду

$$\dot{N} = \frac{2\sqrt{2\pi} \xi^{3/2} c^3 GMR n_a}{3v S_0^{3/2}} \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} (m^{3/2} - m_{\min}^{3/2}) n(m) dm, \quad (6)$$

где  $m_{\min} \equiv kr_{\min}^2$ .

Считая, что, хотя мелких астероидов значительно больше, чем крупных, плотность  $\rho_a$  определяется в основном вкладом крупных, получим, согласно (2), ограничение  $x \lesssim 2$ . Подставив (1) в (6) и выполнив интегрирование, получим

$$\dot{N} \approx \frac{4\sqrt{2\pi} (2-x)}{3(5-2x)} \frac{\xi^{3/2} c^3 GMR n_a \rho_a m_{\max}^{1/2}}{v S_0^{3/2}}. \quad (7)$$

Мы пренебрегли при этом малыми слагаемыми и выразили  $\bar{A}$  через  $\rho_a$ . Из (7) видно, что  $\dot{N}$  слабо зависит от точного значения  $x$ .

Для параметров, входящих в (7), астрофизические данные позволяют принять следующие оценки:  $m_{\max} \sim 10^{22} \div 10^{23}$  г (размеры  $\sim 100 \div 200$  км),  $\rho_a \sim 10^{-25} \div 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>,  $v \sim 10^6$  см/сек,  $M \sim 0,1 M_{\odot}$ ,  $R \sim 0,3 R_{\odot}$  (берем массу и радиус звезд-карликов, поскольку этот тип преобладает). С этими значениями получим из (7) оценку

$$n_a \sim (0,04 \div 1) \cdot 10^{-1} n_c^{-3}. \quad (8)$$

Таким образом, для объяснения наблюдаемой частоты  $\gamma$ -всплесков в рамках аннигиляционной модели требуется, чтобы антивезды составляли по крайней мере несколько процентов от общей плотности звезд в рукаве. Этот вывод может быть согласован с данными о практическом отсутствии антипротонов в космических лучах, если считать, что антивезды в основном являются красными карликами, поскольку при этом они не будут давать вклада в космические лучи высоких энергий.

4. Аннигиляционные взрывы при падении межзвездных астероидов на антивезды должны вызывать не только  $\gamma$ -всплески, но, очевидно, также краткие и мощные оптические и радиовспышки. Такого рода явления действительно наблюдаются у определенного класса неправильных переменных звезд. Речь идет о вспышках красных карликов типа UV Cet [8]. Хотя в проявлениях этих вспышек наблюдается [9] аналогия с солнечными хромосферными вспышками, имеются теоретические трудности с объяснением энергетики и скорости нарастания. Эти трудности снимаются в рамках аннигиляционной модели. Покажем, что эта модель легко объясняет также наблюдаемую частоту вспышек отдельной звезды и ее зависимость от силы вспышки ( $\sim E^{-1}$ ) [8].

Начнем с последнего вопроса. Из (3) видно, что для частоты вспышек отдельной звезды с энерговыделением  $> E_1 \sim 2m_1c^2$  наблюдаемая зависимость  $\sim E_1^{-1}$  получится при  $x - 1 \approx 1$ , т. е.  $x \approx 2$ .

Оценим при этом условии абсолютную частоту вспышек с энерговыделением в оптической области спектра от  $10^{29}$  эрг и выше [8]. Примем для ориентировки, что в оптический диапазон переходит около одной десятой всей энергии аннигиляции. Тогда энергия  $10^{29}$  эрг будет соответствовать  $m \approx 10^9$  г. При  $(x - 2) \ll 1$  формула (2) приобретает вид:  $\rho_a \approx A \ln(m_{\max}/m_0)$ . Искомая частота вспышек, согласно (3), будет описываться при этом выражением

$$Y(m_1, \infty) \approx 2\pi GMR\rho_a/vm_1 \ln(m_{\max}/m_0). \quad (9)$$

При  $m_1 \approx 10^9$  г,  $m_0 \lesssim m_1$  и тех же значениях  $M, R, \rho_a, v, m_{\max}$ , с которыми выше вычислялось  $\dot{N}$ , получим частоту вспышек звезды

$$Y(10^9 \text{ г}, \infty) \approx (10^2 \div 10^3) \text{ год}^{-1}, \quad (10)$$

что достаточно близко к наблюдениям [8].

#### Л и т е р а т у р а

1. О. Ф. Прилуцкий. Доклад на Первом Всесоюзном семинаре по рентгеновской и гамма-астрономии. Phys. Today, 1973, 26, 17.
2. R. W. Klebesadel et al. Astrophys. J. Lett., 1973, 182, L85.  
T. L. Cline, V. D. Desai. Astrophys. J. Lett., 1973; 185, L4; W. A. Wheaton et al. Astrophys. J. Lett., 1973, 185; L57.
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. Релятивистская астрофизика, 1967. М., «Наука».
4. Дж. Стейгмен. УФН, 1971, 103, 539.
5. И. И. Фомин. Гравитационная неустойчивость вакуума и космологическая проблема. Препринт ИТФ-74-90Р. Киев, 1974.

6. А. И. Беляевский и др. Доклад на Первом Всесоюзном семинаре по рентгеновской и гамма-астрономии. Наст. изд., с. 344.
7. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. Теория гравитации и эволюция звезд. М., «Наука», 1971.
8. Р. Е. Гершберг. Вспыхивающие звезды типа UV Кита. В сб. «Эруптивные звезды». М., «Наука», 1970.  
Г. А. Гурздян. Вспыхивающие звезды. М., «Наука», 1973.
9. Р. Е. Гершберг, С. Б. Пикельнер. Comments Astrophys. and Space. Phys., 1972, 4, 113.

## НАБЛЮДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ $E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}$ НА ИСЗ «КОСМОС-561»

А. И. Беляевский, В. Л. Боков, В. К. Бочаркин, П. Ф. Бугаков,  
Ю. Г. Деревницкий, Б. А. Дмитриев, Г. М. Городницкий,  
Е. М. Круглов, Е. В. Мясинин, Г. А. Пятигорский, Е. И. Чуйкин

Гамма-телескоп с акустическими искровыми камерами был выведен на орбиту ИСЗ «Космос-561» 25.V 1973 г. [1]. Наклонение орбиты составляло  $64^\circ,5$ , а скорость ее дрейфа  $4^\circ$  в сутки. Период обращения спутника —  $89,5 \text{ мин}$ , а ориентация такова, что ось телескопа все время была направлена в зенит. Телескоп имел геометрический фактор  $100 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$  и углы зрения  $\pm 15^\circ$  вдоль траектории ИСЗ и  $\pm 20^\circ$  в поперечном направлении. Свинцовый радиатор площадью  $520 \text{ см}^2$  и толщиной 0,35 р. е. д. служил для преобразования  $\gamma$ -квантов в пары. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $100 \text{ Мэв}$ , рассчитанная по методу Монте-Карло, составляет для телескопа  $\varepsilon = 0,15$ .

В состав  $\gamma$ -телескопа [2] входили монитор (два сцинтилляционных детектора  $D_1, D_2$  и черенковский детектор, включенные по схеме совпадений), который управлял работой шести искровых камер и включенные на антисовпадения экраны: наружный  $A_n$ , верхний  $A_v$  и четыре боковых  $A_b$  для защиты телескопа от заряженных частиц.

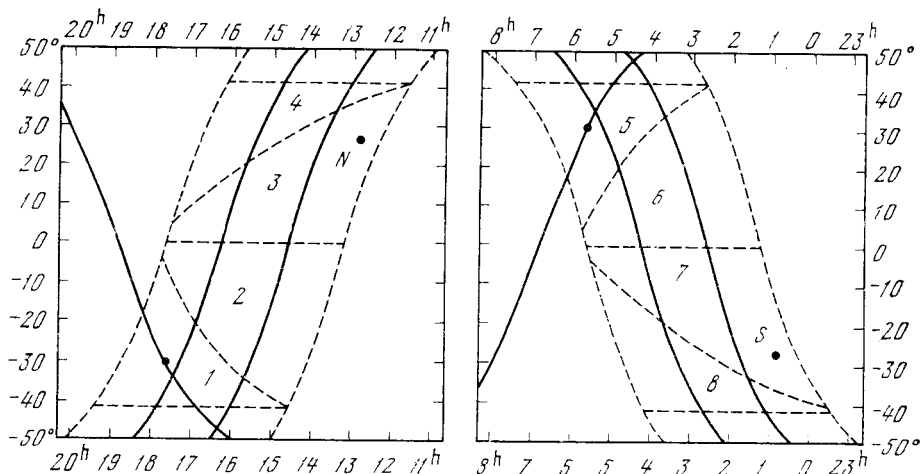
Регистрация  $\gamma$ -квантов — событие  $\bar{A}_n \bar{A}_v \bar{A}_b D_1 D_2 Ч$  — сопровождалась блокировкой искровых камер на время  $\Delta t = 33,55 \text{ сек}$ , необходимое для многократной передачи накопленной информации по каналам телеметрической связи.

Материал, послуживший основой для изложенных ниже результатов, получен из показаний дополнительных счетчиков  $C_1$  и  $C_2$ , дающих соответственно число  $\gamma$ -подобных событий и число двойных совпадений за время блокировки. Данные о треках в искровых камерах или об энергии, выделенной в детекторе Ч, при этом не использовались.

На рисунке показаны галактический экватор и траектория оси телескопа на небесной сфере для 2-го и 114-го витков в пределах величины склонения  $\delta = \pm 45^\circ$ . Точками на экваторе указаны направления на центр и антицентр Галактики. Заключенный между штриховыми линиями участок неба наблюдался  $\gamma$ -телескопом во время полета ИСЗ. Этот участок разбит на восемь соизмеримых, но не равных по площади областей с индексами  $i = 1, 2, \dots, 8$ .

### 1. Измерение потока гамма-квантов с энергией $E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}$ от центральной области Галактики

Для определения интенсивности  $\gamma$ -излучения от выбранной области небесной сферы требуется подсчитать количество интервалов времени  $\Delta t$ , принадлежащих этой области и соответствующих каждому интервалу значений  $C_\gamma$  (числа  $\gamma$ -подобных событий).



Карта просмотренного участка неба в экваториальных координатах

Сплошными кривыми указаны галактический экватор и траектория первого и последнего витков; штриховые кривые, параллельные сплошным, указывают границы зоны видимости прибора. Остальные линии выделяют границы областей 1—8 на просмотренном участке неба. N и S — соответственно северный и южный полюсы Галактики

Если обозначить  $C_i$  и  $C_k$  — средние значения показаний счетчика  $C_\gamma$  при наблюдении областей  $i$  и  $k$ , то можно представить разность

$$\Delta_{ik} = C_i - C_k = (C_i^H - C_k^H) + (C_i^\Phi - C_k^\Phi), \quad (1)$$

отсюда  $\Delta_{ik} = C_i^H - C_k^H$  при условии, если

$$C_i^\Phi = C_k^\Phi. \quad (2)$$

Здесь  $C_i^H$  и  $C_k^H$  — средние величины счета от космических источников, а  $C_i^\Phi(k) = C_k^\Phi(k)(H)$  — средний вклад фона вторичных  $\gamma$ -лучей, величина которого сложным образом зависит от геомагнитного поля ( $H$ ) в наблюдаемой области.

Чтобы выполнить требование (2), необходимо сравнивать такие участки областей  $i$  и  $k$ , которые характеризовались бы сходными геомагнитными и радиационными условиями.

С этой целью в каждой из восьми областей ( $i = 1, 2, \dots, 8$ ) по градациям показаний счетчика  $C_2$ , наиболее чувствительного к изменению геомагнитного поля, выделялись 20 зон с индексами  $j = 1, 2, \dots, 20$ . К зоне  $j = 1$  относились показания  $C_\gamma$ , которым соответствовали значения  $C_2$  в пределах от 192 до 208, а к зоне  $j = 20$  — в пределах от 496 до 512.

В таком случае разность  $\Delta_{ik}$  и дисперсию распределения разности  $d_{ik} = d_i - d_k$  можно представить взвешенными средними

$$\Delta_{ik} = \sum_{j=1}^N g_{jik} \Delta_{jik} / \sum_{j=1}^N g_{jik}, \quad (3)$$

$$d_{ik} = \sum_{j=1}^N (\Delta_{jik} - \Delta_{ik})^2 g_{jik} / \left[ (N-1) \sum_{j=1}^N g_{jik} \right], \quad (4)$$

где  $g_{jik} = 1/d_{jik}$ ,  $N = 20$  — число зон, на которые разбиты области  $i$  и  $k$ . Средняя квадратичная ошибка разности  $\Delta_{ik}$  будет  $\sigma_{ik} = \sqrt{d_{ik}}$ .

Рассмотрение всей совокупности данных показывает, что лишь для первой области все значения  $\Delta_{1k} > 0$  ( $k = 2, 3, \dots, 8$ ). Это означает, что



с вероятностью  $1 - (1/2)^7 = 0,992$  [превышение] счета первой области над остальными не случайно. Среднее взвешенное  $\Delta_1$  значений  $\Delta_{1k}$  для первой области  $\Delta_1 = 0,12 \pm 0,04$  дает значимое превышение, поскольку  $\Delta_1/\sigma_1 = 3$ .

Таким образом, можно сделать вывод, что первая область, включающая в себя центральную часть Галактики, имеет избыток счета по сравнению с другими областями.

В то же время оказывается, что любая другая область  $i = 2, 3, \dots, 7$  не имеет значимого избытка скорости счета  $\Delta_i$  по отношению к остальным, а область  $i = 8$  дает значимо меньшую скорость счета, чем области 1—7.

По величине  $\Delta_1 = 0,12$  превышения в счете для первой области можно предельно величину потока  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \geq 100$  Мэв:

$$F_\gamma(E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}) = \frac{\Delta_1}{S\varepsilon\Delta t}.$$

Здесь  $S = 280 \text{ см}^2$  — площадь наименьшего из детекторов, составляющих монитор,  $\Delta t = 33,55 \text{ сек}$ ,  $\varepsilon$  — эффективность прибора по отношению к регистрации  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}$  при показателе спектра  $\alpha = 2$  она оценивается в  $\varepsilon = 0,15$ .

Используя эти величины, получим

$$F_\gamma(E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}) = (8,3 \pm 2,7) \cdot 10^{-5} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек}.$$

Сравнение этого результата с измеренным на SAS-2 [3] потоком от центральной области Галактики приводит к удовлетворительному согласию. Более точная и детальная картина распределения первичного  $\gamma$ -излучения будет получена после обработки информации от искровых камер.

## 2. Поиск всплеск космического гамма-излучения при энергии $E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}$

Для фиксированных индексов  $i$  и  $j$  (области и зоны) распределение величин  $C_\gamma$  в отсутствие всплеск с точностью до статических отклонений должно совпадать с распределением Пуассона:

$$a_{nij} = a_{ij} P_n(\lambda_{ij}). \quad (5)$$

Здесь  $a_{nij}$  — расчетное количество интервалов  $\Delta t$ , во время которых показания счетчика  $C_\gamma$  составляли  $n$ ;  $a_{ij}$  — полное число интервалов  $\Delta t$ ;

$P_n(\lambda_{ij}) = \frac{(\lambda_{ij})^n}{n!} e^{-\lambda}$  — распределение Пуассона для  $\lambda_{ij}$  — среднего значения показаний  $C_\gamma$ ;  $n = 0, 1, 2, \dots, 7$  (ограничение «семеркой» связано с ограниченной емкостью «памяти» счетчика  $C_\gamma$ , составляющей  $2^3$ ).

Для каждой из областей  $i = 1, 2, \dots, 8$  распределение  $a_{ni}$  получается суммированием выражения (5) по индексу зоны:

$$a_{ni} = \sum_{j=1}^{20} a_{ij} P_n(\lambda_{ij}). \quad (6)$$

Аналогично распределение для всей совокупности значений  $C_\gamma = n$  по восьми областям получается суммированием (5) по индексу  $i$ :

$$a_n = \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^{20} a_{ij} P_n(\lambda_{ij}). \quad (7)$$

Средние значения  $\lambda_{ij}$  определялись по линиям регрессии  $C$  ( $C_2$ ), проведенным через экспериментальные точки методом наименьших квадратов с учетом статистического веса каждой точки.

Поиск всплеск космического  $\gamma$ -излучения проводился путем сопоставления расчетных распределений для области  $a_{ni}$  или для всей совокупности ( $a_n$ ) с соответствующими экспериментальными распределениями ( $b_{ni}$ ,  $b_n$ ),

полученными непосредственно из данных опыта. За критерий обнаружения вспышки можно принять появление статистически значимого избытка на «хвосте» экспериментального ( $b$ ) по сравнению с расчетным ( $a$ ) распределением. Значимость выбросов может быть оценена по Кочрену или по закону Пуассона.

Такое сопоставление приводит к выводу, что вероятность  $P < 0,05$  случайного превышения  $\Delta a = (b - a)$  экспериментального распределения над расчетным при  $n \geq 6$  имеет место для областей  $i = 2, 4, 5$ , а также для всей совокупности. Для областей  $i = 1, 3, 7$  это превышение статистически не значимо, а для областей  $i = 6, 8$  оно отсутствует. В направлении на антицентр Галактики (область  $i = 5$ ) превышение наиболее статистически значимо.

Анализ работы аппаратуры и контрольные опыты показали, что появление избытка на «хвосте» экспериментального распределения нельзя объяснить систематическими ошибками. Соображение о том, что пачки  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \geq 100$  Мэв могут быть порождены в материале спутника всплесками заряженных частиц «фона», также трудно согласовать с имеющимися опытными данными. Поэтому можно полагать, что в процессе космического эксперимента было зарегистрировано несколько вспышек  $\gamma$ -излучения с энергией квантов  $E_\gamma \geq 100$  Мэв.

Допустив это, можно определить верхний предел  $N_i$  числа вспышек, исходящих из области  $i$ . Введем обозначения:  $\Omega$  — телесный угол гамма-телескопа,  $t_i$  — время наблюдения,  $\Delta \bar{a}_i = (\bar{b}_i - \bar{a}_i)$  — среднее превышение экспериментального числа случаев появления  $\gamma$ -квантов ( $n \geq 6$ ) над расчетным и  $k$  — статистический коэффициент доверия, по величине близкий к единице. Тогда

$$N_i = k \frac{\Delta \bar{a}_i}{\Omega t_i}$$

и, используя данные для совокупности всех областей, получим  $N_{\text{сов}} = 2,7 \cdot 10^{-4}$  *всп/сек·стер*. Длительность вспышек, которые могли быть зарегистрированы, заключена в пределах  $2 \cdot 10^{-5}$  *сек*  $< \tau < 33,55$  *сек*.

Нижний предел длительности определяется постоянной времени  $RC$ -фильтра на входе счетчика  $C_\gamma$ , а верхний — известной уже длительностью блокировки искровых камер.

Приняв за среднее число квантов, регистрируемых во вспышке  $n_\gamma = 4$ , эффективную площадь телескопа  $S = 300$  *см*<sup>2</sup>, а эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma \geq 100$  Мэв)  $\varepsilon = 0,15$ , получим число  $\gamma$ -квантов на единицу площади за вспышку  $n_\gamma^0 = 0,1$  *квант/см*<sup>2</sup>·*всп*. Энергия на единицу площади за вспышку составит соответственно  $W = n_\gamma^0 E_\gamma = 4,6 \times 10^{-5}$  *эрг/см*<sup>2</sup>·*всп*.

Если предположить, что источник вспышек из области  $i = 5$  локализован в Крабовидной туманности ( $R = 1700$  *пс*), то верхний предел энергии вспышки в источнике составит  $W_\gamma = 4\pi R n_\gamma^0 E_\gamma = 5 \cdot 10^{39}$  *эрг/всп*, а средняя энергия, излучаемая в единицу времени  $L_\gamma (> 100$  Мэв)  $= W \Delta a / t = 2 \cdot 10^{36}$  *эрг/сек*. Эта оценка близка по величине к светимости пульсара NP 0532 в рентгеновских лучах  $L_X = 2,5 \cdot 10^{36}$  *эрг/сек* [4]. Верхний предел потока гамма-квантов с  $E_\gamma > 100$  Мэв от вспышки для NP 0532 оказывается равным  $F_\gamma (E_\gamma \geq 100$  Мэв)  $= n_\gamma \Delta a / S \varepsilon t = 4 \cdot 10^{-5}$  *см*<sup>-2</sup>·*сек*<sup>-1</sup>.

#### Л и т е р а т у р а

1. «Правда», 1975, 26 мая.
2. А. И. Беллевский, В. Л. Боков, В. К. Бочаркин, И. Ф. Бугаков, Ю. Г. Деревицкий, Г. М. Городицкий, Е. М. Круглов, Г. А. Пятигорский, Е. И. Чуйкин. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, № 9, 1838.
3. D. A. Kniffen, R. C. Hartman, D. F. Thompson, C. E. Fichtel. *Astrophys. J.*, 1973, 186, L105.
4. J. D. Kurfess. *Astrophys. J.*, 1971, 168, N 2, L39.

НАБЛЮДЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА ИСЗ «КОСМОС-555»

Волобуев С. А., Курносова Л. В., Лучков Б. И.,  
Разоренов Л. А., Рябенков В. И., Фрадкин М. И.

В работе приводятся предварительные результаты эксперимента по измерению первичного  $\gamma$ -излучения на ИСЗ «Космос-555».

Прибор для измерения потоков заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов был запущен 25.IV 1973 г. на ИСЗ «Космос-555» с параметрами орбиты: максимальное удаление от Земли 253 км, минимальное удаление от Земли 216 км, период обращения 89 мин, наклонение орбиты к плоскости экватора  $81^{\circ},3$  [1].

На рис. 1 показана принципиальная схема прибора. Он состоял из телескопа счетчиков: верхнего  $C1$ , черенковского счетчика  $\hat{C}_n$  и нижнего  $C2$ , включенных на совпадения. Над счетчиком  $C1$  располагался конвертор из свинца толщиной 0,5 р. д. и счетчик  $\bar{C}$ , включенный на антисовпадения.

В нижней части прибора находился ливневый блок, состоявший из трех свинцовых пластин толщиной 15 мм и трех сцинтилляционных счетчиков, импульсы с которых поступали в амплитудный анализатор.

Электронная схема совпадения — антисовпадения с разрешающим временем 100 нсек — выбирала события, соответствующие одновременному срабатыванию счетчиков  $C1$ ,  $\hat{C}_n$  и  $C2$ , при отсутствии импульса со счетчика антисовпадений  $\bar{C}$ . Такие события считались  $\gamma$ -квантовыми. Основные характеристики прибора:

Апертура около  $10^{\circ}$ .

Светосила прибора для  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} > 100$  Мэв  $1 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$ .

Эффективная площадь  $25 \text{ см}^2$  ( $E_{\gamma} > 100$  Мэв).

Эффективность счетчика антисовпадений  $\eta = 0,9993 \pm 0,0006$ .

Количество вещества по оси прибора  $26 \text{ г/см}^2$  ( $\sim 1,3$  р. д.). Во время полета ось прибора была направлена в зенит, над прибором находилось около двух миллиметров алюминия.

Была обработана информация за 70 витков полета, что составляет  $2/3$  от всего времени эксперимента. Анализ экспериментальных данных показал, что основная масса  $\gamma$ -событий определялась вторичными частицами, возникшими в веществе спутника и создававшими «боковой фон».

Можно сделать предположение, что число вторичных частиц и, следовательно, число имитаций должно быть пропорционально энергии приносимой первичными протонами, что связано с характером развития ядерно-фотонного ливня [2]. Тогда число имитаций должно быть пропорционально величине  $\sim (I_p)^{(\alpha-2)/(\alpha-1)}$ , где  $I_p$  — интенсивность первичных протонов,  $\alpha$  — показатель дифференциального спектра протонов, равный 2,4 (взятый по [3, 4] для диапазона энергий 2—17 Гэв). Число зарегистрированных  $\gamma$ -квантовых событий определяется уравнением

$$N_{\gamma}^* = K I_p^{(\alpha-2)/(\alpha-1)} + N_{\gamma_0},$$

где  $N_{\gamma_0}$  — число событий от первичного  $\gamma$ -излучения,  $K$  — коэффициент пропорциональности.

На рис. 2 приведен счет  $\gamma$ -квантовых событий как функция интенсивности протонов (или функция геомагнитного обрезания). Сплошная кривая проведена методом наименьших квадратов. Видно хорошее согласие расчетной кривой с экспериментальными точками. По экспериментальным результатам установлен верхний предел интенсивности для первичного  $\gamma$ -излучения, который оказался равным ( $E_{\gamma} > 100$  Мэв)  $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ квант} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ , что выше существующих экспериментальных значений диффузного фона в данной энергетической области.

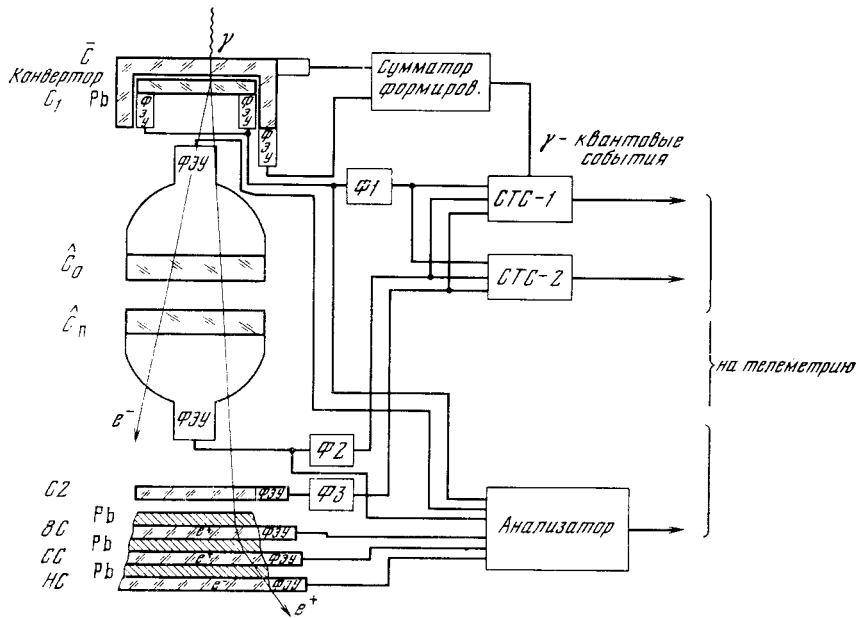


Рис. 1. Принципиальная схема прибора «Спектр»

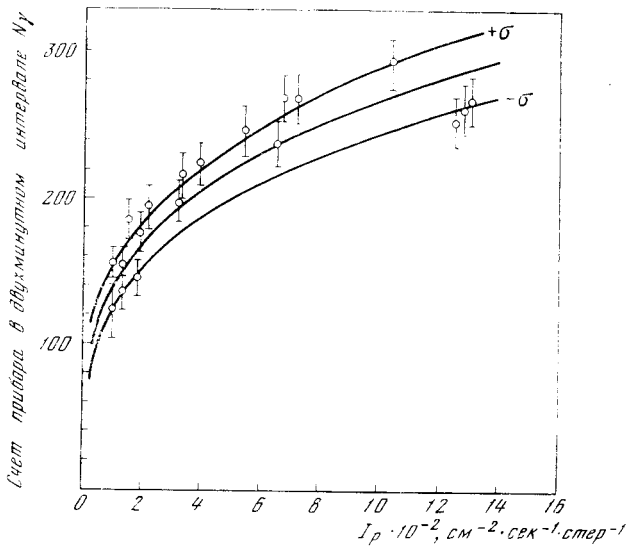


Рис. 2. Зависимость счета  $\gamma$ -квантовых событий от интенсивности первичных протонов

Средняя линия — аппроксимация экспериментальных точек зависимостью  $N_{\gamma} = K I_p^{(\alpha-2)/(\alpha-1)} + N_{\gamma_0}$

В поле зрения прибора попал ряд интересных астрофизических объектов, например  $\gamma$ -источник Lib  $\gamma$ -1 [5] и источник, обнаруженный на спутнике «Космос-264» [6]. Поэтому были предприняты попытки выделения излучения от этих объектов. Прибор обладал сравнительно высокой чувствительностью к  $\gamma$ -излучению от дискретных источников благодаря малому геометрическому фактору и большой эффективной площади.

Найдены верхние пределы для этих источников на 95%-ном уровне достоверности:

$$\text{Lib } \gamma\text{-1 } (E_{\gamma} > 100 \text{ Мэв}) < 3 \cdot 10^{-4} \text{ квант} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

$$\text{«Космос-264» } (E_{\gamma} > 100 \text{ Мэв}) < 2 \cdot 10^{-4} \text{ квант} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Следует отметить, что из-за возможной переменности [7]  $\gamma$ -источников даже такие оценки верхних пределов могут представлять определенный интерес.

Авторы благодарят В. Г. Кириллова-Угрюмова и А. М. Гальпера за полезные обсуждения, Ю. В. Озерова и В. В. Борога за помощь в проведении расчетов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Сообщение ТАСС. «Правда», 1973, 26 апр.
2. С. Хаякова. Физика космических лучей. М., «Мир», 1973.
3. P. Meyer. Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1969, 7, 1.
4. A. Jabs, G. Wibberenz. Z. Phys., 1970, 236, 101.
5. G. M. Frye e.a. Nature, 1971, 233, 466.
6. А. М. Гальпер и др., Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 254.
7. G. M. Frye e.a. Rep. IAU Sympos. N 55 X-ray and gamma-ray astronomy, 1972.

## ХРОНИКА

В 1974 г. Крымская астрофизическая обсерватория была местом проведения ряда совещаний и семинара.

В марте состоялось совещание со шведскими специалистами по программе «Интеркосмос», в ходе которого обсуждались вопросы, связанные с подготовкой советско-шведского эксперимента по исследованию ультрафиолетового излучения Солнца.

В апреле проходило совещание рабочей группы по проблеме «Магнетизм и химический состав Солнца и звезд». В октябре проведено совещание рабочей группы по проблеме «Нестационарные звезды». В октябре также состоялся Первый Всесоюзный семинар по рентгеновской и гамма-астрономии.

Сотрудники обсерватории участвовали в работе различных конференций, совещаний, симпозиумов: Коллоквиума по эволюции галактик в Терсколе, симпозиуме МАС № 67 «Переменные звезды в звездных системах» в Москве, Международного семинара «Ускорение частиц и ядерные реакции в космосе», проходившего в Ленинграде, расширенного заседания секции «Радиоизлучение Солнца» в Баку, кометной конференции в Киеве, III Всесоюзной конференции молодых астрономов в Пулкове, советско-французского совещания по программе «Интеркосмос» в Киеве, Международного симпозиума КАПГ по солнечно-земной физике в Москве, пленуме Астросовета в Баку, совещания рабочей группы по проблеме «Физика солнечной активности» в Пулкове и других научных и научно-организационных совещаний.

В соответствии с планом Совета по координации в октябре Н. М. Шаховской выезжал в Институт астрофизики АИ ТаджССР для оказания научно-методической помощи.

В 1974 г. в Крымскую астрофизическую обсерваторию на различные сроки приезжали ученые из ряда стран для ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием, тематикой исследований, для обсуждения и проведения совместных работ, получения материала наблюдений, на стажировку. Для обсуждения хода подготовки к проведению совместного эксперимента в марте приезжали Х. Биверот, Д. Дравинс, С. Зенкер, Л. Стенмарк, Я. Стенфло, П. Цеттреквист (Швеция). В апреле обсерваторию посетил В. Хейкила (США). В июне были Абдул аль Сабти (Ирак), М. Паунонен (Финляндия), Дж. Вилкокс (США), Б. Калман и Д. Калман (ВНР). В августе для наблюдений на 2,6-метровом рефлекторе приезжал И. Туоминен (Финляндия). После московского симпозиума МАС № 67 обсерваторию посетили С. Кристальди, М. Родоном, Л. Розино (Италия), Ф. Керси (Франция). В течение месяца (август-сентябрь) на обсерватории находился Г. Гам (Швеция) для получения материала наблюдений. В августе приезжали В. Шёнайх (ГДР), С. Кучми (Франция). С. Кучми совместно с В. Котовым провел серию наблюдений на Башенном солнечном телескопе, во время которых были получены интересные результаты. В сентябре-октябре проводил наблюдения на 2,6-м рефлекторе О. Вилху (Финляндия). Для обсуждения совместных работ по программам КАПГ

в октябре приезжал К. Пфлюг (ГДР). В декабре для совместных работ по радиointерферометрии со сверхдлинной базой прибыли Шафер, Папа, Бэрк (США). С кратковременным визитом побывал Шрамек (США).

На заседаниях Ученого совета обсерватории зарубежными учеными были сделаны доклады:

«Некоторые связи между полярными сияниями и солнечными вспышками» — В. Хейкила; «Магнитные поля короны вблизи границ секторов» — Дж. Вилкокс; «Обсерватория Асьяго» — Л. Розино; «Обсерватория Катания» — С. Кристальди, М. Родано; «Динамика солнечной короны», «Обсерватория Ник-дю-Миди», «Наблюдения кометы Когоутека и планет» — С. Кучми.

Ряд сотрудников обсерватории выезжали в зарубежные страны. С января по май в США находился В. А. Котов для продолжения совместных работ по изучению общего магнитного поля Солнца и его связи с межпланетным магнитным полем. В то же самое время Ю. Ф. Юровский работал на Кубе, где вместе с кубинскими коллегами проводил наблюдения всплесков радиоизлучения Солнца на волне 1,5 м. Одновременно такие же наблюдения проводились в Крыму на идентичном телескопе. В феврале Н. И. Степанян выезжала в ГДР на совещание КАПГ. С. И. Гопасюк в марте был в Польше по приглашению Вроцлавского университета. П. И. Доброправин принимал участие в работе очередного XVII Пленума КОСПАР в Бразилии. А. В. Брунс и В. К. Прокофьев в июне и в декабре выезжали в Швецию и ФРГ для обсуждения хода работ по подготовке совместного эксперимента и калибровки прибора. В сентябре А. А. Боярчук участвовал в работе Второй Европейской астрономической конференции в Триесте (Италия). Л. Ф. Бежко в сентябре выехал в годичную командировку на Кубу для наблюдений ИСЗ. Н. В. Стещенко выезжал в США (сентябрь) для участия в международных совещаниях по ультрафиолетовой и рентгеновской спектроскопии астрофизической и лабораторной плазмы (Кембридж, Массачусетс) и по проблеме магнитных полей, связанных с солнечными вспышками (Боулдер, Колорадо). В. М. Кувлинов в ноябре-декабре находился в ГДР для продолжения совместной работы по исследованию магнетизма звезд и участия в Международном совещании рабочей группы по Ар-звездам.

В этом году С. И. Гопасюк успешно защитил докторскую диссертацию. В. А. Котов и Н. И. Шаховская защитили диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Подготовили к защите кандидатские диссертации В. А. Ефанов, Н. С. Полосухина, Л. И. Юровская.

Вышли из печати 50, 51 и 52-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае 1974 г. сдан в печать 53-й том «Известий», в декабре — 54-й.