

ИЗВЕСТИЯ
ордена Трудового Красного Знамени
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания - 1947

Том 84



МОСКВА «НАУКА»
1992

Известия Крымской астрофизической обсерватории. Т. 84. — М.: Наука, 1992. — 227 с. — ISBN 5-02-000231-3.

В 84 томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР" публикуются 27 оригинальных статей, содержащих результаты выполненных в обсерватории исследований по актуальным проблемам физики и эволюции звезд, физики Солнца, изучения пульсаров и гамма-излучения сверхвысоких энергий, а также рассмотрены некоторые общие характеристики спектрографов с дифракционными решетками типа эшеле, описан скалярный конический рупор для радиотелескопа, приведены расчеты ахроматических систем Шмидта, показаны возможности использования новых шаговых двигателей в астроприборе остроении.

Приведена информация о совещании по спектрофотометрии и фотометрии звезд, состоявшегося в обсерватории.

In the 84-th volume of the "Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory of the USSR Academy of Sciences" 27 original articles are published, containing results of the investigations on actual problems in physics and evolution of stars, Sun, radiation of pulsars and VHE gamma-ray emission carried out at the Observatory. Several general characteristics of spectrographs with diffraction echelle gratings are also presented. A wide-band corrugated horn for radiotelescope is described. The computations for achromatic Schmidt systems are presented. New step motors designed for astro ingeneering and their capabilities are considered.

The information on the Meeting on spectrophotometry and photometry of stars, carried out at the Observatory, is presented.

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук *Н.В. Стешенко* (председатель),
кандидат физ.-мат. наук *П.П. Петров* (зам. председателя),
В.М. Можжерин (отв. секретарь), академик *А.А. Боярчук*,
доктор физ.-мат. наук *Р.Е. Гершберг*,
доктор физ.-мат. наук *В.П. Гринин*,
доктор физ.-мат. наук *А.В. Степанов*,
кандидат физ.-мат. наук *В.А. Котов*,
кандидат физ.-мат. наук *И.С. Саванов*

Рецензенты

доктор физико-математических наук *А.В. Брунс*,
кандидат физико-математических наук *Н.М. Шаховской*

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД I. ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ХИМИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ Am-ЗВЕЗД

Л.С. Любимков

Рассмотрены 4 фазы эволюции двойной системы, состоящей из компонентов *A* и *B* с массами $M_A = 2,0 M_\odot$ и $M_B = 1,4 M_\odot$. Для каждой фазы вычислены характеристики суммарного спектра, включая эквивалентные ширины 115 линий 23 элементов; затем эти данные проанализированы как спектры одиночной звезды. Воспроизведены характерные химические аномалии Am-звезд при условии, что содержание элементов группы железа и более тяжелых у компонента *B* повышено в десятки раз. Предложен возможный механизм исчезновения видимых аномалий при удалении от главной последовательности, который объясняет наблюдаемое отсутствие Am-звезд при $\lg g < 3,4+3,5$. Сделан вывод, что анализ общего спектра двойной Am-звезды, выполненный без учета двойственности, может приводить к результатам, не соответствующим реальному содержанию элементов в атмосферах компонентов.

A MODELLING OF SPECTRA OF BINARY STARS. I. REPRODUCTION OF Am-STAR CHEMICAL ANOMALIES, by L.S. Lyubimkov. Four evolutionary phases of binary system, which consists of components *A* and *B* with masses $M_A = 2.0 M_\odot$ and $M_B = 1.4 M_\odot$, are considered. Characteristics of common spectrum for each phase are calculated including equivalent widths of 115 lines of 23 elements. Subsequently these data were analysed as spectra of a single star. Typical chemical anomalies of Am-stars are reproduced on condition that elements of iron group and heavier ones are overabundant in component *B* by dozens of times. A probable mechanism of disappearance of visible anomalies is proposed, which explains an observed absence of Am-stars for $\log g < 3.4+3.5$. The conclusion is made that the analysis of common spectra of binary Am-star without considering the duplicity can lead to results, which do not correspond to real abundances of the components.

1. Двойственность Am-звезд

"Металлические" или Am-звезды занимают область эффективных температур $T_{\text{эф}}$ примерно от 7300 до 10000 К и область ускорений силы тяжести $\lg g$ от 3,5 до 4,5. Это следует, например, из обзора [1], где собраны данные о более чем 40 объектах рассматриваемого типа. Для химического состава Am-звезд характерны следующие аномалии: во-первых, может наблюдаться (хотя и не всегда) дефицит относительно легких элементов, таких, как С, О, Mg, Ca и Sc; во-вторых, при переходе к более тяжелым элементам появляется избыток их, который имеет тенденцию расти с увеличением атомного номера *Z*, достигая одного порядка и более у редких земель (*Z* ~60). Таким образом, аномалии химического состава Am-звезд показывают характерный ход с *Z*.

Интересно, что все "металлические" звезды группируются вблизи главной последовательности ($\lg g \geq 3,5$), т.е. при отходе от нее химические аномалии у таких звезд каким-то образом исчезают, и это является одной из загадок, требующих объяснения.

Природа Am-звезд и наблюдаемых у них химических аномалий до конца не выяснена. Некоторые авторы считают эти аномалии следствием нуклеосинтеза. Сторонники другой точки зрения предлагают в качестве объяснения диффузию элементов в атмосферах Am-звезд. Более детальное обсуждение существующих гипотез можно найти, например, в работе Вольф [2], где отмечены трудности каждой из них. Необходимо подчеркнуть, что в основе всякой теории происхождения Am-звезд должны лежать достоверные сведения об их химическом составе. Однако практически все сведения, накопленные к настоящему времени, были получены при пренебрежении важнейшим фактором — двойственностью Am-звезд. Такое пренебрежение может приводить к искажению данных и к появлению фиктивных химических аномалий, как показано на примере звезды π Sgr [3].

Двойственность является очень распространенным явлением среди Am-звезд. Например, Абт [4] нашел, что среди 25 исследованных им Am-звезд 22 являются спектрально-двойными. Учитывая, что некоторые реально существующие двойные не обнаруживают свою двойственность, так как плоскости их орбит наклонены под достаточно большим углом к лучу зрения, Абт предположил, что все Am-звезды могут быть спектрально-двойными. Отметим, что в [5] тот же автор нашел, что среди 55 нормальных A-звезд только 17 являются членами двойных систем.

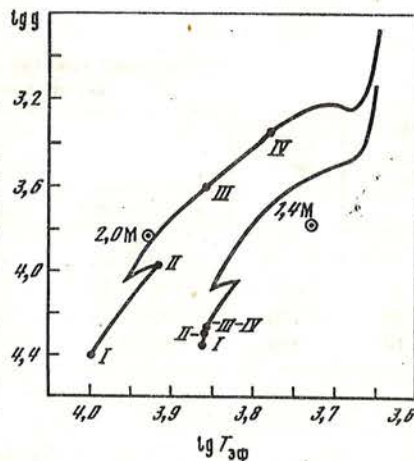
Как уже отмечалось, в исследованиях химического состава Am-звезд их двойственность обычно не принимается во внимание. Такой подход был бы оправдан, если бы второй компонент в системе был значительно слабее первого и вследствие этого не вносил бы заметного вклада в общий спектр. Однако в действительности компоненты двойной Am-звезды могут быть весьма близкими по своим параметрам. В этом можно убедиться на примере спектрально двойных Am-звезд V624 Her [6] и RR Lyn [7], которые одновременно являются затменными двойными. Как оказалось, компоненты каждой из этих систем достаточно близки между собой по массам M и радиусам R , а также по $T_{\text{эф}}$ и l_{gg} ; поэтому вклад обоих компонентов в суммарный спектр сравним по величине. Отметим, что для V624 Her и RR Lyn отношение масс компонентов $M_B/M_A = 0,8$, в то время как для AN And, еще одной двойной Am-звезды, согласно [8] $M_B/M_A = 0,6$ (во всех трех случаях для более массивного компонента получено $M_A \approx 2M_{\odot}$).

Попытаемся с помощью моделирования спектра двойной системы ответить на два следующих вопроса. Во-первых, в какой мере тот "средний" химический состав Am-звезды, который получен без учета ее двойственности, соответствует реальному составу компонентов? Во-вторых, почему при достаточном удалении от начальной главной последовательности (точнее, при $l_{\text{gg}} < 3,4+3,5$) химические аномалии Am-звезд перестают быть видимыми?

2. Постановка задачи

Будем считать, что в наблюдаемом спектре двойной звезды линии компонентов не разделяются, т.е. эквивалентные ширины линий, как и другие спектральные характеристики, относятся к суммарному спектру системы в целом. Анализ проводим в следующей последовательности. Задаем параметры $T_{\text{эф}}$ и l_{gg} компонентов A и B , затем на основе соответствующих моделей атмосфер вычисляем эквивалентные ширины W_A и W_B , а также некоторые фотометрические характеристики компонентов. С помощью формул, приведенных в следующем разделе, от индивидуальных характеристик звезд A и B переходим к аналогичным величинам, относящимся к общему спектру двойной системы. Рассматривая эти величины как наблюдательные данные для одиночной звезды, анализируем их по стандартной методике, т.е. определяем параметры $T_{\text{эф}}$ и l_{gg} , затем скорость микротурбулентности ξ_t и, наконец, химический состав. По-

Рис. 1. Эволюционные треки компонентов с указанием четырех рассмотренных фаз ($Y = 0,265, Z = 0,025$)



следний как раз и является тем "средним" составом, который получается без учета двойственности. Таким образом, моделируется ситуация, которая, по-видимому часто встречается при исследовании Ам-звезд. Подчеркнем, что при вычислении W_A и W_B можно варьировать химический состав компонентов, добываясь наилучшего согласия с "видимым" составом Ам-звезд.

Тот факт, что при заметном отходе от главной последовательности химические аномалии у Ам-звезд перестают себя обнаруживать, наводит на мысль,

что здесь проявляется какой-то эволюционный эффект. Учитывая данное обстоятельство, мы будем рассматривать спектр двойной системы в процессе эволюции ее компонентов. Это означает, что эффективная температура $T_{эф}$ и ускорение силы тяжести g для каждого компонента будут выбираться не случайным образом, а в соответствии с эволюционными треками звезд заданных масс M . В основу положены треки Менгела и др. [9]; предварительно эти данные были проинтерполированы по M и по исходным содержаниям гелия Y и металлов Z , причем задано $Y = 0,265$ и $Z = 0,025$, что соответствует начальному химическому составу Солнца.

Для масс компонентов приняты значения $M_A = 2,0 M_{\odot}$ и $M_B = 1,4 M_{\odot}$, т.е. компонентом A мы будем называть более массивную звезду. Выбор M_A и M_B приблизительно соответствует тому, что имеет место у реальных двойных Ам-звезд (см. выше). Разница между M_A и M_B достаточно мала, чтобы менее массивный компонент B мог вносить ощутимый вклад в суммарный спектр. С другой стороны, эта разница достаточно велика для того, чтобы создать существенное различие в скорости хода компонентов по соответствующим эволюционным трекам (как известно, чем массивнее звезда, тем быстрее она эволюционирует).

Треки, соответствующие массам $M_A = 2,0 M_{\odot}$ и $M_B = 1,4 M_{\odot}$, представлены на рис. 1. Нами рассмотрены четыре фазы эволюции, соответствующие четырем характерным моментам времени (точки I, II, III и IV на треках). Как известно, Ам-звезды встречаются в очень молодых скоплениях, т.е. их возраст t может быть малым, поэтому в качестве фазы I естественно было принять момент $t = 0$. Фаза II соответствует завершению компонентом A горения водорода в ядре (окончание стадии главной последовательности). Фаза III выбрана так, чтобы в соответствующий момент компоненты A и B имели равные эффективные температуры. Фаза IV характеризуется тем, что компонент A по обоим параметрам — $T_{эф}$ и $lg g$ — уже вышел из той области, где наблюдаются химические аномалии Ам-звезд. Из рис. 1 по положению точек I, II, III и IV хорошо видно, насколько быстро движется по треку более массивная звезда A по сравнению с B . В частности, переход III \rightarrow IV занимает столь короткое время, что компонент B даже не успевает изменить свое положение на эволюционном треке.

В табл. 1 приведены параметры, характеризующие выбранные эволюционные фазы. Для каждой фазы здесь указан возраст t (он одинаков для звезд A и B), а также соответствующие значения $T_{эф}$ и $lg g$ компонентов. О других величинах, представленных в табл. 1, будет сказано позже. Отметим, что частично результаты для фазы I приведены в [10]; они подтвердили важность фактора двойственности в исследованиях химического состава Ам-звезд.

Т а б л и ц а 1

Значения некоторых параметров, соответствующие
выбранным эволюционным фазам

Фаза эволю- ции	$t, 10^6$ лет	$T_{эф}/lgg$			$(R_B/R_A)^2$	Δm_v
		компонент А	компонент В	"одиночная звезда"		
I	0	10000/4,40	7250/4,35	8200/4,40	0,79	$-1^m,4$
II	645	8220/3,97	7210/4,29	8150/4,10	0,34	-1,8
III	780	7180/3,60	7180/4,27	7180/3,68	0,15	-2,1
IV	788	6000/3,35	7180/4,27	6230/3,50	0,084	-1,9

3. Методика вычислений

Опишем кратко вычисление основных величин, используемых в анализе суммарного спектра двойной системы. Напомним, что такой спектр рассматривается нами как спектр "одиночной" звезды; соответствующие параметры будем обозначать с индексом AB . Отметим, что многие детали вывода приведенных ниже формул можно найти в [3].

1. Распределение энергии в спектре служит одной из характеристик, используемых при определении $T_{эф}$ и lgg . Пусть $E_\lambda(AB)$ — полная освещенность в длине волны λ на уровне Земли от обоих компонентов, а $\pi F_\lambda(A)$ и $\pi F_\lambda(B)$ — потоки в непрерывном спектре, излучаемые звездами A и B соответственно. Из [3] следует, что отношение освещенностей в длинах волн λ_1 и λ_2 удовлетворяет следующему равенству:

$$E_{\lambda_1}(AB)/E_{\lambda_2}(AB) = (F_{\lambda_1}(A) + F_{\lambda_1}(B)(R_B/R_A)^2)/(F_{\lambda_2}(A) + F_{\lambda_2}(B)(R_B/R_A)^2), \quad (1)$$

где R_A и R_B — радиусы звезд A и B . Для удобства вычислений формулу (1) полезно записать в виде

$$E_{\lambda_1}(AB)/E_{\lambda_2}(AB) = (F_{\lambda_1}(A)/F_{\lambda_2}(A))(1 + \beta_{\lambda_1})/(1 + \beta_{\lambda_2}), \quad (2)$$

где

$$\beta_\lambda = (F_\lambda(B)/F_\lambda(A))(R_B/R_A)^2. \quad (3)$$

Для величины $(R_B/R_A)^2$ нетрудно получить следующее соотношение:

$$(R_B/R_A)^2 = (M_B/M_A)(g_A/g_B). \quad (4)$$

Учитывая, что эта величина входит во все основные формулы, мы привели ее значения в табл. 1 для каждой фазы.

При выводе $T_{эф}$ и lgg будем рассматривать отношение освещенностей E_{4637}/E_{3637} , аналог бальмеровского скачка. Потоки в континууме F_λ , входящие в соотношения (2) и (3), находим интерполяцией по $T_{эф}$ и lgg из расчетов Куруца [11]. Подчеркнем, что модели атмосфер [11] положены в основу всех наших вычислений.

2. Фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе $uvby$ также применяется при определении $T_{эф}$ и lgg . В [3] показано, что в случае двойной звезды эту величину можно записать в виде

$$[c_1]_{AB} = [c_1]_A + 2,51g \frac{\varphi(v_A^* - v_B^*)}{\varphi(u_A^* - u_B^*)} - 2,51g \frac{\varphi(b_A^* - b_B^*)}{\varphi(v_A^* - v_B^*)} - 0,51g \frac{\varphi(y_A^* - y_B^*)}{\varphi(b_A^* - b_B^*)}, \quad (5)$$

где обозначено

$$\varphi(x) = 1 + (R_B/R_A)^2 \cdot 10^{x/2.5}. \quad (6)$$

Цвета u^* , v^* , b^* и y^* для каждого компонента находим из [11] в соответствии с принятыми параметрами $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$; там же приведены величины c_1 и $(b-y)$, которые необходимы для вычисления $[c_1]_A$ по формуле

$$[c_1] = c_1 - 0,20(b-y). \quad (7)$$

3. Эквивалентная ширина W_{AB} какой-либо линии в общем спектре двойной звезды находится из следующего соотношения (см. [3]):

$$W_{AB} = (W_A + \beta_\lambda W_B)/(1 + \beta_\lambda), \quad (8)$$

где W_A и W_B — эквивалентные ширины данной линии отдельно в спектрах компонентов A и B . На основе моделей атмосфер, соответствующих принятым параметрам $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ компонентов A и B (см. табл. 1) и найденных путем интерполяции моделей [11], вычисляются значения W_A и W_B для всех рассмотренных линий. Затем с помощью равенства (8) находятся суммарные ширины W_{AB} , по которым в дальнейшем определяются содержания химических элементов. Величина β_λ , входящая в (2) и (8), рассчитывается по формуле (3) с помощью потоков F_λ , приведенных в [11]. Мы пользовались графической зависимостью β_λ от λ , которая строилась отдельно для каждой фазы.

4. Относительный вклад компонентов в общий спектр полезно сопоставить с разностью их видимых звездных величин Δm_V , которая, согласно [3], определяется следующим соотношением:

$$\Delta m_V = -10\Delta \lg T_{\text{эф}} + 5/2\Delta \lg g - 5/2\Delta \lg M - \Delta BC, \quad (9)$$

где Δ обозначает разность соответствующих параметров для A и B , например, $\Delta \lg g = \lg g_A - \lg g_B$. Боллометрические поправки BC в зависимости от $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ приведены в [11]. Значения Δm_V , найденные нами для разных фаз, представлены в последнем столбце табл. 1. Видим, что более массивный компонент A остается все время ярче B , причем с возрастом t различие в светимостях нарастает; исключение составляет фаза IV, в которой за счет быстрого понижения $T_{\text{эф}}(A)$ разность Δm_V по абсолютной величине несколько уменьшается по сравнению с фазой III.

4. Параметры "одиночной" звезды

По приведенным формулам были вычислены следующие характеристики суммарного спектра двойной системы: эквивалентная ширина линии H_γ , отношение освещенностей E_{4637}/E_{3637} , индекс $[c_1]$. Значения этих величин, найденные для фаз I—IV, представлены в табл. 2. Рассматривая их в дальнейшем как данные, относящиеся к одиночной звезде, мы определили с их помощью параметры $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ для такой звезды. С этой целью для каждой эволюционной фазы строилась обычная диаграмма $T_{\text{эф}} - \lg g$. Как видно из рис. 2, для фаз II—IV три использованные характеристики позволяют весьма точно указать пару значений $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Для фазы I согласие несколько хуже, хотя и в этом случае, например, значение $\lg g$ находится с ошибкой $\pm 0,2$, соответствующей обычной точности определения $\lg g$ у Am-звезд. Параметры $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, полученные для "одиночной" звезды, приведены в табл. 1.

Фаза I интересна тем, что здесь наиболее велико различие в $T_{\text{эф}}$ между компонентами (табл. 1); при этом значения $T_{\text{эф}}(A)$ и $T_{\text{эф}}(B)$ таковы, что все три величины, использованные при выводе $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ для "одиночной" звезды, при

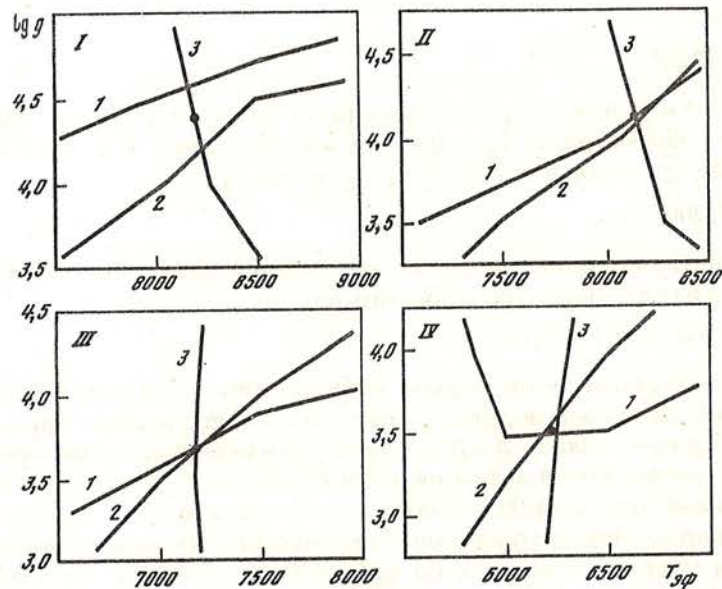


Рис. 2. Определение параметров "одиночной" звезды для эволюционных фаз I—IV
Точки соответствуют принятым значениям $T_{эф}$ и lgg : 1 — E_{4637}/E_{3673} , 2 — $[C_1]$, 3 — $H\gamma$

переходе от $T_{эф}(A)$ к $T_{эф}(B)$ проходят через максимум. Например, максимум величин $W(H\gamma)$ для звезд главной последовательности достигается в области $T_{эф} = 8500+9000$ К (см. [11]). Можно предположить, что указанное обстоятельство и является причиной того, что для фазы I параметры $T_{эф}$ и lgg определяются не столь уверенно, как для других фаз.

Чтобы убедиться в достоверности найденных значений $T_{эф}$ и lgg , была выполнена их проверка по ионизационному равновесию $FeI/FeII$; она с несомненностью подтвердила правильность этих значений (напомним суть данного критерия: средние содержания железа, найденные по линиям FeI и $FeII$, должны быть примерно одинаковы).

Наиболее важный вывод, следующий из рис. 2, состоит в том, что на первом этапе анализа суммарного спектра двойной системы, когда выводятся параметры $T_{эф}$ и lgg , двойственность никак себя не проявляет. Имеется в виду, что точность определения этих параметров не хуже, чем при исследовании одиночных звезд.

В соответствии со значениями $T_{эф}$ и lgg для "одиночной" звезды, найденными для всех четырех фаз и представленными в табл. 1, из сетки моделей [11] путем интерполяции были построены четыре модели атмосферы, которые и легли

Таблица 2

Характеристики суммарного спектра,
использованные при определении параметров $T_{эф}$ и lgg "одиночной" звезды

Фаза эволюции	$W(H\gamma), \text{\AA}$	$lg \frac{E_{4637}}{E_{3637}}$	$[C_1]$
I	18,8	0,227	0,876
II	17,0	0,290	0,887
III	10,4	0,271	0,706
IV	5,1	0,248	0,391

Т а б л и ц а 3

Скорость микротурбулентности ξ_t (км/с)

Фаза эволюции	Компонент А	Компонент В	"одиночная" звезда	
			$\epsilon_B = 20\epsilon_\odot$	$\epsilon_B = 50\epsilon_\odot$
I	2	4	3,5	4,3
II	3	4	4,5	4,7
III	5	4	6,1	6,3
IV	5	4	6,0	6,5

в основу последующих расчетов. В этих расчетах эквивалентные ширины W_{AB} линий суммарного спектра рассматривались как наблюдаемые величины, полученные по спектру одиночной звезды. Для анализа выбирались такие спектральные линии, которые обычно используются при исследовании химического состава Am-звезд. Как правило, в определении содержания какого-либо химического элемента участвовало не более шести линий, принадлежащих разным мультиплетам. Исключение было сделано лишь для линий FeI — их рассмотрено около 20, поскольку по этим линиям определялась скорость микротурбулентности ξ_t . Всего в нашем списке содержалось 115 линий, принадлежащих 23 химическим элементам.

Значения ξ_t , принятые для компонентов А и В, приведены в табл. 3. Они задавались так, чтобы приблизительно соответствовать параметрам $T_{эф}$ и lgg из табл. 1. В частности, учитывая существенные изменения этих параметров у компонента А при переходе от фазы I к фазе IV, мы меняли $\xi_t(A)$ от 2 до 5 км/с. С другой стороны, за это же время компонент В сравнительно мало смещается по своему треку (см. рис. 1 и табл. 1), поэтому здесь скорость микротурбулентности полагалась неизменной: $\xi_t(B) = 4$ км/с.

Основываясь на принятых значениях $\xi_t(A)$ и $\xi_t(B)$, мы вычислили для каждой фазы эквивалентные ширины W_A и W_B рассмотренных линий, в том числе и линий нейтрального железа. Анализ микротурбулентной скорости проводился на основе величин W_{AB} линий FeI в суммарном спектре, при этом применялась обычная методика: подбиралась такая скорость ξ_t , при которой отсутствовал ход в содержании железа с ростом W_{AB} . Результаты анализа представлены в табл. 3.

В последующем исследовании химического состава "одиночной" звезды особое внимание уделено случаю, когда содержание относительно тяжелых элементов, в том числе и Fe, у компонента В повышено в десятки раз; это позволяет получить типичную картину химических аномалий Am-звезд (см. следующий раздел). В табл. 3 приведены значения $\xi_t(AB)$, найденные при 20- и 50-кратном увеличении содержания Fe у компонента В, в то время как у компонента А оно оставалось нормальным (солнечным). Полученные результаты приводят к интересному заключению: скорость $\xi_t(AB)$, определенная по общему спектру двойной системы, имеет тенденцию принимать значения, более высокие по сравнению с $\xi_t(A)$ и $\xi_t(B)$. Таким образом, анализ скорости микротурбулентности у Am-звезд без учета их двойственности может давать значения ξ_t , завышенные относительно реальных скоростей в атмосферах компонентов.

5. "Видимый" химический состав (фазы I и II)

По суммарному спектру двойной системы было определено содержание 23 химических элементов. Первые расчеты были выполнены при предположении, что оба компонента имеют солнечный химический состав, т.е. $\epsilon_A = \epsilon_B = \epsilon_\odot$, где ϵ_A и ϵ_B — содержания элементов в атмосферах звезд A и B. Для фазы I анализ эквивалентных ширин W_{AB} в этом случае показал дефицит содержания большинства элементов, в частности около 0,2 dex для тяжелых элементов (см. [10]). С другой стороны, для фазы II, как видно из рис. 3, а, получился небольшой избыток, составляющий в среднем 0,1 dex. Здесь $\Delta \lg \epsilon_{AB} = \lg \epsilon_{AB} - \lg \epsilon_\odot$, а ϵ_{AB} — среднее содержание элемента, найденное из анализа W_{AB} при соответствующей скорости микротурбулентности $\xi_t(AB)$.

Для сравнения в фазе II был просчитан также вариант, когда $\epsilon_B = \epsilon_\odot / 10$ для относительно тяжелых элементов (начиная с Ti), в то время как для компонента A по-прежнему принято $\epsilon_A = \epsilon_\odot$. Интересно, что при столь большом дефиците тяжелых элементов у компонента B, как следует из рис. 3, б, анализ суммарного спектра привел к весьма слабому ($\leq 0,1$ dex) понижению величины ϵ_{AB} . Отметим, что рисункам 3, а и 3, б соответствует одно и то же значение $\xi_t(AB) = 3,2$ км/с.

В дальнейших вычислениях будем исходить из того факта, что у Am-звезд наблюдается общий избыток тяжелых элементов, начиная с группы железа, точнее с Ti (см., например, [12]). Поэтому на следующем этапе нашего исследования будем считать, что компонент A имеет нормальное содержание ($\epsilon_A = \epsilon_\odot$), в то время как у компонента B содержание всех элементов с атомными номерами $Z \geq 22$ (начиная с Ti) повышено либо в 20, либо в 50 раз. Существенно, что аномальный химический состав приписан менее массивному компоненту (см. ниже).

На рис. 4 представлены результаты для I фазы. Несмотря на то, что для компонента B был задан одинаковый избыток тяжелых элементов ($\epsilon_B = 20\epsilon_\odot$ в случае "а" и $\epsilon_B = 50\epsilon_\odot$ в случае "б"), анализ суммарного спектра двойной системы показал совсем иную зависимость $\Delta \lg \epsilon$ от Z. Во-первых, обнаружился общий дефицит относительно легких элементов, достигающий для Ca около 0,8 dex, хотя их содержание принималось нормальным для обоих компонентов. Во-вторых, для большинства элементов группы железа, исключая V и Co, получен умерен-

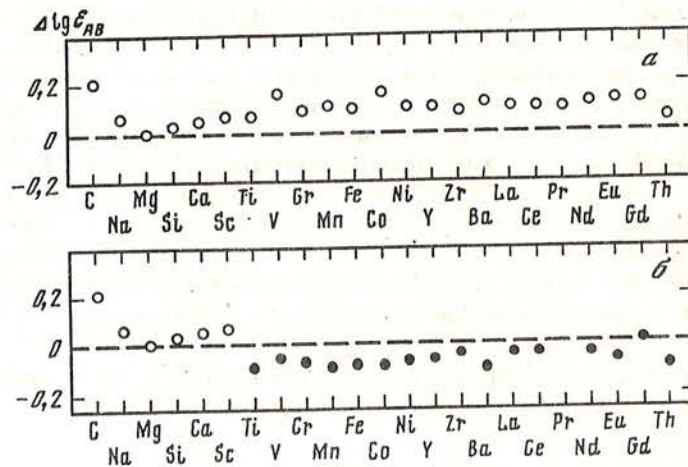


Рис. 3. Отличие химического состава "одиночной" звезды от нормального, полученное для II фазы
 а — $\epsilon_A = \epsilon_B = \epsilon_\odot$; б — $\epsilon_A = \epsilon_\odot$; $\epsilon_B = \epsilon_\odot$ для относительно легких элементов (светлые кружки) и $\epsilon_B = \epsilon_\odot / 10$ для тяжелых элементов (темные кружки)

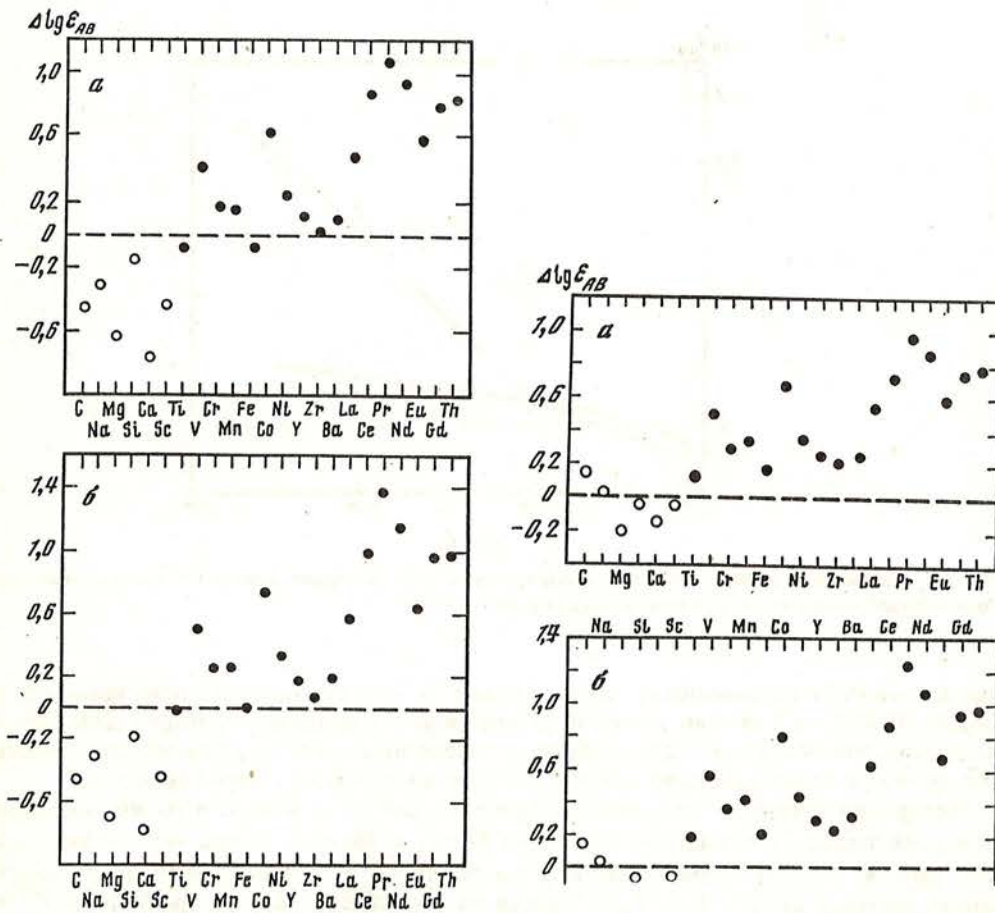


Рис. 4. Отличие химического состава "одиночной звезды от нормального, полученное для фазы I
 Для относительно легких элементов (светлые кружки) принято $\epsilon_A = \epsilon_B = \epsilon_0$, в то время как для тяжелых содержание ϵ_B понижено в 20 раз (а), либо в 50 раз (б)

Рис. 5. То же, что на рис. 4, для фазы II

ный избыток, хотя у компонента B содержание этих элементов повышено в десятки раз. Особенно примечательны результаты для Fe и Ti: их содержание оказалось практически нормальным. Почти столь же малочувствительными к вариациям ϵ_B оказались и более тяжелые элементы Y, Zr и Ba. Что касается редких земель ($Z \sim 60$) и Th ($Z = 90$), то здесь обнаружилось наибольшее отклонения от нормального химического состава, достигающие одного порядка и более; следовательно, эти элементы лучше других отражают реальный избыток у компонента B. Отметим, что включение в расчеты тория объясняется тем, что имеются оценки содержания этого очень тяжелого элемента для нескольких конкретных Am-звезд (см. [13]); его анализ выполнен по единственной линии ThII $\lambda 4019,13$.

В целом рис. 4 демонстрирует тот самый ход химических аномалий с ростом Z, который характерен для Am-звезд. Сюда следует отнести и дефицит относительно легких элементов, и постепенно увеличивающийся избыток тяжелых. Важно, что "видимый" химический состав двойной системы, проанализированной как одиночная звезда, оказался весьма далеким от реального химического состава компонентов. Если, например, по рис. 4 оценить относительное со-

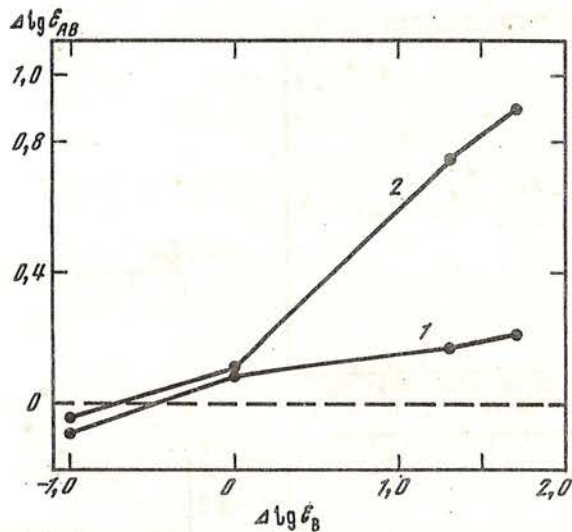


Рис. 6. Зависимость между избытком в содержании Fe (1) и редких земель (2), полученным для "одиночной" звезды в фазе II, и принятым для компонента B

держание Pr/Fe по сравнению с солнечным, то оно составит в логарифмической шкале $[Pr/Fe] = 1,1$ (а) или $1,4$ (б), в то время как в действительности для обоих компонентов $[Pr/Fe] = 0$. Таким образом, пренебрежение двойственностью может приводить к неверным выводам об относительном содержании элементов.

Интересен вопрос о том, почему при повышении ϵ_B в одно и то же число раз для всех тяжелых элементов значения $\Delta \lg \epsilon_{AB}$ оказались столь неодинаковыми (см. рис. 4). По-видимому, причина заключается в неодинаковой зависимости эквивалентных ширин W от $T_{эф}$ и $\lg g$ для разных линий. Здесь играют роль сила линии, потенциал возбуждения ее нижнего уровня и другие факторы. Вклад компонентов A и B в суммарную ширину W_{AB} оказывается разным для линий с разными свойствами. Например, для линий редких земель и Th, которые все слабы и имеют низкие потенциалы возбуждения, определяющим оказался вклад компонента B; в результате для этих элементов получились наиболее высокие отклонения ϵ_{AB} от нормальных значений. Интересно, что даже для линий одного и того же атома (например, CoI) может получаться довольно существенный разброс в значениях ϵ_{AB} . Отсюда следует, что при исследовании конкретных Am-звезд полученный разброс в содержаниях может объясняться не только случайными ошибками в измеренных эквивалентных ширинах, но и неучтенной двойственностью.

Результаты определения $\Delta \lg \epsilon_{AB}$ для эволюционной фазы II представлены на рис. 5. Здесь обнаруживается определенное сходство с предыдущей фазой, заключающееся в избытке тяжелых элементов, достигающем одного порядка у редких земель и тория. Однако имеется и различие: нет заметного дефицита легких элементов. Такой тип химических аномалий встречается у Am-звезд (см. [12]).

Как и в фазе I, особенно низкую чувствительность к вариациям ϵ_B демонстрируют Fe и Ti; даже при повышении ϵ_B на $1,7$ dex "видимое" содержание этих элементов отличается от нормального не более чем на $0,2$ dex (рис. 5, б). Интересно, что у реальных Am-звезд железо и титан не показывают существенных отклонений от солнечного содержания (см. [12]); этот результат достаточно надежен, так как оба элемента дают в спектре большое число линий.

Для фазы II расчеты проводились в довольно широком диапазоне ϵ_B (см. рис. 3

и 5). На основе этих данных построен рис. 6, где представлены зависимости "видимого" избытка $\Delta I\epsilon_{AB}$ от заданного $\Delta I\epsilon_B$ отдельно для железа и для редких земель (в среднем). Этот рисунок иллюстрирует заключение о слабой зависимости линий Fe от вариаций ϵ_B . Интересно, что при дефиците тяжелых элементов у компонента B, когда $\Delta I\epsilon_B < 0$, линии редких земель становятся столь же мало-чувствительными к изменению ϵ_B , как и линии Fe.

6. Эволюция "видимого" состава (фазы III и IV)

Из рис. 7 и 8 следует, что в фазах III и IV "видимый" избыток тяжелых элементов существенно уменьшается. Например, даже при $\epsilon_B = 50\epsilon_0$ избыток редких земель составляет в среднем лишь 0,4 dex в фазе III и 0,2 dex в фазе IV. Необходимо учесть, что при исследовании реальных Am-звезд на результаты влияют еще и случайные ошибки в измеренных эквивалентных ширинах, и отличие от солнечного содержания на 0,2 dex обычно не считается значимым (по крайней мере для редких земель, которые дают в спектре достаточно слабые и немногочисленные линии). Таким образом, можно сказать, что в фазе III наблюдаются лишь слабые следы бывших аномалий, а в фазе IV они становятся практически необнаружимыми.

Исчезновение химических аномалий в фазах III—IV объясняется быстрым ростом светимости более массивного компонента A и, соответственно, уменьшением величины $(R_B/R_A)^2$, вследствие которого падает вклад компонента B в суммарный спектр. Из табл. 1 видно, что происходит это при $(R_B/R_A)^2 < 0,2$.

Полученные результаты могут иметь прямое отношение к вопросу о том, почему при достижении определенных значений $T_{эф}$ и I_{gg} химические аномалии Am-звезд перестают быть видимыми. Действительно, как следует из табл. 1, в фазах III—IV "одиночная" звезда по параметру I_{gg} подошла к самой границе, а по параметру $T_{эф}$ уже вышла за границу той области, где встречаются Am-звезды (напомним, что последние обнаруживаются при $I_{gg} \geq 3,5$ и $T_{эф} \geq 7300$ К). Таким образом, в рамках рассмотренной модели наблюдаемое отсутствие Am-звезд на достаточном удалении от главной последовательности объясняется тем, что более массивный компонент A, имеющий нормальный химический состав, эволюционирует быстрее пекулярного компонента B, и вскоре после ухода с главной последовательности его вклад в суммарный спектр практически полностью подавляет вклад компонента B.

В наших расчетах предполагалось, что избыток тяжелых элементов имеет менее массивный компонент B. Ясно, что если бы аномальный химический состав имел компонент A, тогда аномалии с возрастом не исчезли бы. Таким образом, предложенное выше объяснение можно рассматривать лишь как один из возможных путей исчезновения химических аномалий, который мог бы иметь место у какой-то части Am-звезд. Для его подтверждения необходимы аккуратные определения химического состава компонентов двойных Am-звезд, основанные на высококачественных спектральных наблюдениях.

В рамках рассмотренной модели можно оценить диапазон изменений M_B/M_A , в котором могут обнаруживаться химические аномалии Am-звезд. На рис. 9 представлены зависимости величины $(R_B/R_A)^2$, определяющей относительный вклад компонентов в суммарный спектр, от параметров компонента A. При $M_B/M_A = 1$ (массы компонентов равны) и $(R_B/R_A)^2 = 1$, т.е. в этом случае невозможно получить ситуацию, когда вклад компонента B становится пренебрежимо малым и химические аномалии перестают быть видимыми. Но уже при различии в массах в 5% ($M_B/M_A = 0,95$) величина $(R_B/R_A)^2$ в процессе эволюции компонента A быстро уменьшается. Выше отмечалось, что аномалии становятся трудно обнаружимыми при $(R_B/R_A)^2 < 0,2$. При $M_B/M_A = 0,95$ таким значениям $(R_B/R_A)^2$ отвечает эффективная температура $T_{эф}(A) < 6000$ К. Поскольку при

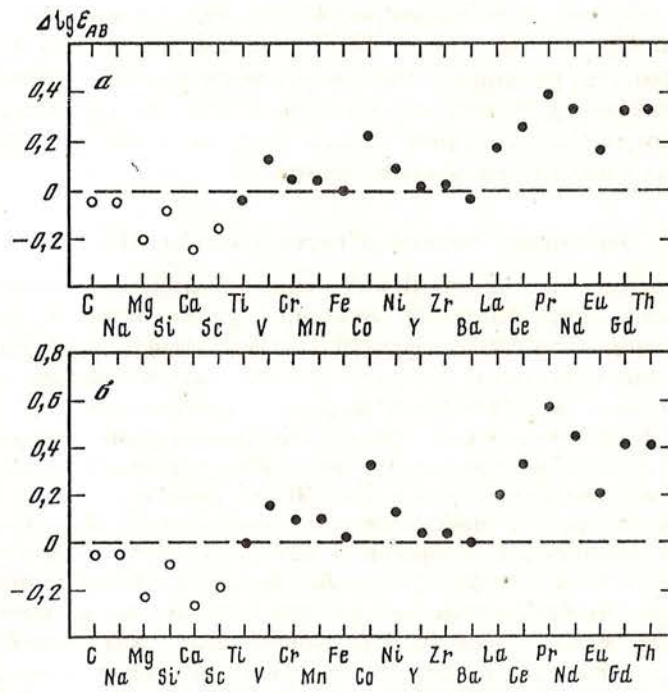


Рис. 7. То же, что на рис. 4, для фазы III

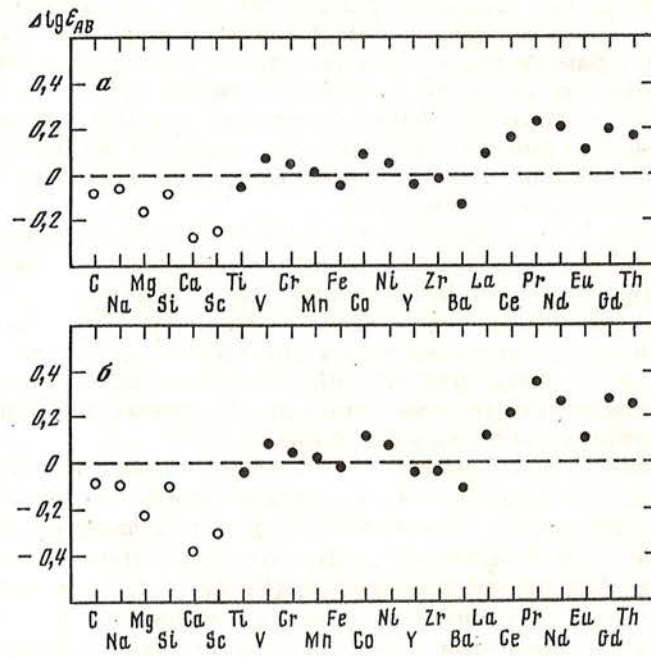


Рис. 8. То же, что на рис. 4, для фазы IV

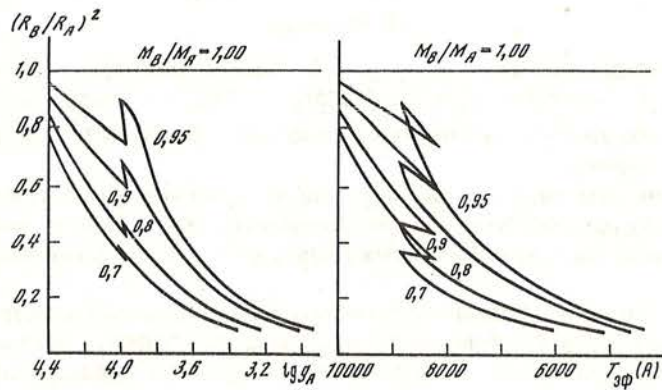


Рис. 9. Зависимость величины $(R_B/R_A)^2$ от параметров компонента А, вычисленная для нескольких значений M_B/M_A

$(R_B/R_A)^2 < 0,2$ вклад компонента В мал и поэтому $T_{\text{эф}}(AB) \approx T_{\text{эф}}(A)$, мы приходим к заключению, что при таком соотношении масс аномалии будут видны почти до 6000 К, однако это противоречило бы наблюдениям Ам-звезд. По аналогичной причине не подходит и значение $M_B/M_A = 0,90$. По нашей оценке, основанной на рис. 9, значение $M_B/M_A = 0,85$ уже вполне соответствует наблюдениям, так как условие $(R_B/R_A)^2 < 0,2$ (ненаблюдаемость химических аномалий) удовлетворяется при $\lg g < 3,5$ и $T_{\text{эф}} < 7000$ К. Учитывая сказанное, принимаем в качестве верхней границы отношение масс $M_B/M_A < 0,9$.

Отметим, что при построении рис. 9 для компонента А принята масса $M_A = 2,0M_{\odot}$. Однако приведенная верхняя оценка M_B/M_A практически не изменится, если принять, например, $M_A = 2,5M_{\odot}$. Отметим также по поводу рис. 9, что зигзаги на кривых вблизи $\lg g_A = 4,0$ и $T_{\text{эф}}(A) = 8500$ К соответствуют аналогичной детали на эволюционном треке компонента А (рис. 1).

Чтобы определить нижнюю границу M_B/M_A , необходимо потребовать, чтобы вклад компонента В в суммарный спектр был заметен хотя бы на начальном этапе эволюции, т.е. чтобы выполнялось условие $(R_B/R_A)^2 > 0,2$ при $t = 0$. Применив наряду с уже использованными эволюционными расчетами [9] также данные [14] (вычисления с проникающей конвекцией), мы нашли, что указанное условие соблюдается при $M_B/M_A > 0,4$. Таким образом, в рамках рассмотренной модели отношение масс компонентов двойных Ам-звезд должно попадать в интервал $0,4 < M_B/M_A < 0,9$. Напомним, что выше упоминались три Ам-звезды с хорошо известными массами компонентов, и для них получено $M_B/M_A = 0,6 \pm 0,8$.

В заключение следует отметить, что остались открытыми два важных вопроса. Во-первых, мы считали, что компонент В с самого начала имел аномальный химический состав, однако происхождение этих аномалий не обсуждалось, так как для решения поставленной задачи это не имело принципиального значения. Во-вторых, предложенная картина эволюции "видимых" химических аномалий и постепенного их исчезновения правомерна лишь в том случае, если избыток относительно тяжелых элементов характерен для менее массивного компонента В, а компонент А имеет нормальный химический состав. Однако неясно, можно ли объяснить такую ситуацию с точки зрения теории эволюции двойных звезд. В принципе, хорошая теория одновременно должна была бы объяснить и происхождение химических аномалий, которое, возможно, тесно связано с двойственностью. Это сложная проблема, к тому же существует вероятность обмена веществом в системе, в результате которого менее массивный компонент может стать более массивным (см. [15]).

7. Выводы

Выполнено моделирование суммарного спектра двойной системы, состоящей из компонентов с массами $M_A = 2,0M_\odot$ и $M_B = 1,4M_\odot$, в четырех фазах эволюции. Последующий его анализ как спектра одиночной звезды позволил прийти к следующим заключениям.

1. Воспроизведена характерная картина химических аномалий Am-звезд (которая была получена без учета двойственности) при условии, что содержание элементов группы железа и более тяжелых у компонента *B* повышено в десятки раз.

2. Показано, что линии разных элементов в разной степени чувствительны к эффекту двойственности. Слабую зависимость от этого эффекта показали линии Fe и Ti, чем, возможно, объясняется отсутствие заметных аномалий этих элементов у Am-звезд.

3. Показано, что анализ общего спектра двойной Am-звезды, выполненный без учета двойственности, может приводить к результатам, не соответствующим реальному содержанию элементов в атмосферах компонентов.

4. В рамках рассмотренной модели удается объяснить, почему химические аномалии Am-звезд перестают быть видимыми при заметном отходе от главной последовательности. Причина заключается в том, что более массивный компонент *A*, имеющий нормальный химический состав, эволюционирует быстрее и вносит все более значительный вклад в суммарный спектр. Если такая модель действительно имеет место для какой-то части Am-звезд, тогда массы их компонентов должны удовлетворять условию $0,4 < M_B/M_A$.

Проведенные расчеты приводят к важной практической рекомендации: следует отказаться от традиционной методики исследования Am-звезд, когда их спектры анализируются как спектры одиночных звезд, поскольку такая методика может приводить к результатам, далеким от действительности. Для выявления реальных химических аномалий необходимо определять химический состав каждого компонента в отдельности, для чего изучать прежде всего спектрально-двойные Am-звезды с разделяющимися спектральными линиями компонентов.

Автор благодарит А.И. Любимкову за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boyarchuk A.A., Savanov I.S. // Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances / Ed. C.R. Cowley et al. Reidel Publ. Company, Dordrecht. 1986. P. 433.
2. Wolff S.C. The A-stars: problems and perspectives. NASA SP-463. 1983.
3. Любимков Л.С., Самедов З.А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 97.
4. Abt H.A. // Astrophys. J. Suppl. 1961. Vol. 6. P. 37.
5. Abt H.A. // Astrophys. J. Suppl. 1965. Vol. 11. P. 429.
6. Popper D.M. // Astron. J. 1984. Vol. 89. P. 1057.
7. Kondo M. // Annals Tokyo Astron. Obs. (second ser.). 1976. Vol. 16. P. 1.
8. Kitamura M., Nakamura Y., Yamasaki A. // Annals Tokyo Astron. Obs. (second ser.). 1983. Vol. 19. P. 361.
9. Mengel J.G., Sweigart A.V., Demarque P., Gross P. // Astrophys. J. Suppl. 1979. Vol. 40. P. 733.
10. Любимков Л.С. // Астрофизика. 1989. Т. 31. С. 519.
11. Kiricz R.L. // Astrophys. J. Suppl. 1979. Vol. 40. P. 1.
12. Любимков Л.С., Саванов И.С. // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 505.
13. Любимков Л.С., Саванов И.С. // Астрофизика. 1985. Т. 22. С. 63.
14. Maeder A., Meynet G. // Astron. Astrophys. Suppl. 1988. Vol. 76. P. 411.
15. Масевич А.Г., Тутуков А.В. Эволюция звезд: теория и наблюдения. М.: Наука, 1988.

СОДЕРЖАНИЕ УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ ν Eri

Т.М. Рачковская

Изучены спектры пульсирующей звезды ν Eri на основании наблюдений, выполненных в спектральном диапазоне $\lambda 4900-3800 \text{ \AA}$ с дисперсией 12 \AA/mm .

Определены эффективная температура $T_{\text{эф}} = 24500 \pm 1000 \text{ K}$ и ускорение силы тяжести $\lg g = 3,4 \pm 0,3$, а также масса $M/M_{\odot} = 15,7$ и возраст $t = 9,2 \cdot 10^6$ лет.

Получено, что содержание углерода $\lg \epsilon(\text{C}) = 8,35$, азота $\lg \epsilon(\text{N}) = 7,85$ и кислорода $\lg \epsilon(\text{O}) = 8,90$ в атмосфере ν Eri близки к солнечному и к содержанию у других пульсирующих звезд типа β Сер.

THE ABUNDANCE OF THE CARBON, NITROGEN AND OXYGEN IN THE ATMOSPHERE OF THE PULSATING STAR ν Eri, by T.M. Rachkovskaja. The spectra of the pulsating star ν Eri have been studied, using the observations, obtained within the spectral interval $\lambda 4900-3800 \text{ \AA}$ with the dispersion 12 \AA/mm .

The effective temperature $T_{\text{ef}} = 24500 \pm 1000 \text{ K}$, the surface gravity $\lg g = 3,4 \pm 0,3$, the mass $M/M_{\odot} = 15,7$ and the age $t = 9,2 \cdot 10^6$ of ν Eri are defined.

The abundances of the carbon $\lg \epsilon(\text{C}) = 8,35$, nitrogen $\lg \epsilon(\text{N}) = 7,85$ and oxygen $\lg \epsilon(\text{O}) = 8,90$ are the same as for the Sun and other pulsating β Сep-stars.

Введение

Как известно, вопрос о природе пульсаций в звездах пока остается открытым. Поэтому задача накопления разносторонних наблюдательных фактов о физическом состоянии и химическом составе пульсирующих звезд продолжает быть актуальной. Оценки содержания химических элементов, как следует из опубликованных данных, сделаны лишь для нескольких пульсирующих¹ типа β Сер. Петерс [1] выполнила анализ спектра звезды γ Рег; исследование атмосферы σ Ско по спектрограммам, охватывающим все фазы пульсационного периода, было проведено Вандер Линденом и Бутлером [2]; нами [3] был изучен спектр и сделаны оценки эффективной температуры, ускорения силы тяжести и химического состава атмосферы самой β Сер. Здесь мы излагаем результаты исследования ν Eri.

ν Eri (*HD* 29248; *HR* 1463; $m_v = 3,96$; SpB2111; $v \sin i = 30 \text{ км/с}$;

$P_{\text{пульс}} \approx 0^{\circ},17$) — одна из немногих, имеющих наибольшую амплитуду изменения блеска ($\Delta m = 0,11$) и лучевой скорости ($2K \approx 50 \text{ км/с}$) среди известных звезд типа β Сер. Приведенные значения m_v и Sp взяты из [4], величина скорости вращения $v \sin i$ соответствует каталогу [5]. Как свидетельствуют результаты наблюдений с высоким разрешением Смита [6], в ν Eri наряду с нерадиальными, на существование которых было указано ранее (см., например, [4]), присутствуют также радиальные пульсации. Кроме того, Смит [6] обнаружил изменение полуширины и эквивалентной ширины W_{λ} линии $\lambda 4567 \text{ Si III}$ с фазой пульсационного периода, причем вариации W_{λ} составляют около 60% — это самый большой диапазон изменения W_{λ} среди наблюдаемых с хорошим разрешением звезд типа β Сер. Для сравнения отметим, что согласно [7] эквивалентная ширина линий $\lambda 4552$ и $\lambda 4567 \text{ Si III}$ у γ Рег и σ Ско показывает изменения до 20%, у β Сер ~13%, у δ Сет < 5%. Заметим, что еще раньше Ласкаридес и другие [8] также указывали на существование изменения с фазой пульсационного периода профилей и эквивалентных

¹ Далее в тексте слово "пульсирующие" опускаем.

ширин водородных линий, линий гелия и кислорода в νEg1 . Следует отметить еще одну особенность этой звезды. На основании изучения кривых лучевых скоростей наблюдатели (см. [8]) пришли к выводу, что она является двойной системой с периодом около 16 сут.

Основной целью наших исследований было, определив эффективную температуру и ускорение силы тяжести, оценить прежде всего содержание углерода, азота и кислорода в атмосфере νEg1 , так как для перечисленных элементов существуют надежные теоретические расчеты эквивалентных ширин линий. Было оценено также содержание других элементов в νEg1 , но эти оценки, как будет видно, оказались менее уверенными.

1. Материал наблюдений. Эквивалентные ширины

Наблюдения νEg1 выполнены на спектрографе куде 2,6-метрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в спектральном диапазоне $\lambda 4900\text{--}3800 \text{ \AA}$ с дисперсией $12 \text{ \AA}/\text{мм}$. В табл. 1 представлены некоторые сведения о наблюдениях; фазы пульсационного периода для радиальной моды вычислены на основании эфемериды [6]. Спектры были записаны на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ "Искра 1256".

Таблица 1
Материал наблюдений

Дата	Экспозиция	$P_{\text{пульс}}$
27—28.10.1987	1 ^h	0 ^p ,93
14—15.12	30 ^m	0,82
	40 ^m	0,98

В результате отождествления оказалось, что в спектре νEg1 наблюдаются линии, типичные для ранних B -звезд. Как видно из табл. 1, спектры νEg1 получены в близких фазах, поэтому разброс в значениях W_{λ} не превышает ошибок определения эквивалентной ширины, тогда как различие в форме профилей более сильных линий хорошо заметно. Следует отметить, если эфемерида [6], по которой мы вычислили фазы пульсационного периода для νEg1 , верна, то можно считать, что эквивалентные ширины линии $\lambda 4567 \text{ SiIII}$ для фазы $\phi = 0^p,82$ по нашим наблюдениям $W_{\lambda} = 200 \text{ m\AA}$ и наблюдениям Смита $W_{\lambda} = 220 \text{ m\AA}$ достаточно хорошо согласуются. В другие фазы наших наблюдений (см. табл. 1) у Смита [6] наблюдений нет.

В табл. 2 приведены усредненные значения эквивалентных ширин, которые были использованы для дальнейшего анализа.

2. Определение $T_{\text{эф}}$ и lgg

В пульсирующих звездах одновременно с изменением эквивалентных ширин в течение пульсационного цикла следует ожидать также изменения эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести lgg . Об этом свидетельствуют исследования Вандер Линдена и Бутлера [2], которые установили, что для σSc0 в течение периода пульсаций $T_{\text{эф}}$ и lgg меняются в пределах $\Delta T_{\text{эф}} = 4000 \pm 2000 \text{ K}$ и $\Delta lgg = 0,7 \pm 0,4$ соответственно. На основании этих результатов, по-видимому, можно сделать общий вывод: для повышения точности оценок химического содержания при исследовании атмосфер пульсирующих звезд желательно иметь наблюдения в одни и те же фазы как для оценок физических параметров, так и химического состава атмосферы звезды.

Таблица 2

Список и эквивалентные ширины линий

$\lambda, \text{Å}$	Элемент, № мульти- плета	$\bar{W}_\lambda, m\text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент, № мульти- плета	$\bar{W}_\lambda, m\text{Å}$	n
4924,6	OII 28	60	1	4351,2	OII 16	60	3
4921,9	HeI 48	520	2	4349,1	OII 2	73	3
4920,4	HeI 49	64	2	4347,4	OII 16	48	3
4861,3	H β	3050	3	4345,5	OII 2	60	2
4713,4	HeI 12	300	3	4340,5	H γ	3970	3
4699,2	OII 25	55	2	4319,6	OII 2	70	3
4677,9	NII 62	36	2	4317,1	OII 2	110	1
4676,2	OII 1	90	2	4275,5	OII 67	40	2
4673,8	OII 1	35	2	4267,0	CII 6	217	3
4661,6	OII 1	95	2	4241,8	NII 47, 42	50	3
4649,1	OII 1	150	2	4236,9	NII 48	52	2
4647,4	CIII 1	60	1	4227,8	NII 33	30	1
4643,1	NII 5	75	2	4189,8	OII 36	50	2
4641,8	OII 1	150	2	4185,5	OII 36	40	2
4638,8	OII 1	73	3	4179,6	NII 49	30	1
4630,5	NII 5	135	3	4169,0	HeI 52	85	2
4621,4	NII 5	80	1	4152,4	CIII 21	53	2
4613,9	NII 5	80	2	4143,8	HeI 53	610	3
4609,4	OII 93	30	1	4120,8	HeI 16	303	3
4607,2	NII 5	45	2	4119,2	OII 2	90	3
4602,1	OII 93	70	1	4105,0	OII 2	40	2
4596,2	OII 15	60	2	4101,7	H δ	360	3
4591,0	OII 15	111	2	4075,9	OII 10	130	2
4574,8	SiIII 2	130	3	4072,2	OII 10	70	2
4567,9	SiIII 2	197	3	4069,9	OII 10	150	3
4552,6	SiIII 2	230	3	4035,1	OII 51	53	2
4535,5	NeII 35	35	2	4026,2	HeI 18	1200	3
4530,4	NII 59	35	2	4009,3	HeI 55	730	2
4529,7	OII 2	100	2	3995,0	NII 12	100	3
4481,1	MgII 4	170	3	3982,9	OII 6	30	1
4479,0	NIV 6	70	2	3970,6	H ϵ	3670	2
4471,5	HeI 14	107	3	3954,4	OII 6	60	2
4467,9	OII 94	37	3	3933,4	CaII K	150	2
4452,4	OII 5	50	2	3920,7	CII 4	70	2
4437,6	HeI 55	155	2	3919,3	OII 17	80	2
4430,9	NeII 56	40	2	3912,8	OII 17	45	2
4418,8	SIII 4	45	2	3889,0	H δ	4100	2
4417,0	OII 5	100	2	3867,5	HeI 20	160	2
4411,2	CII 39	40	2	3835,4	H γ	4150	2
4395,9	OII 26	67	3	3819,6	HeI 22	102	2
4387,9	HeI 51	680	3	3805,8	HeI 63	120	1
4366,9	OII 2	90	3				

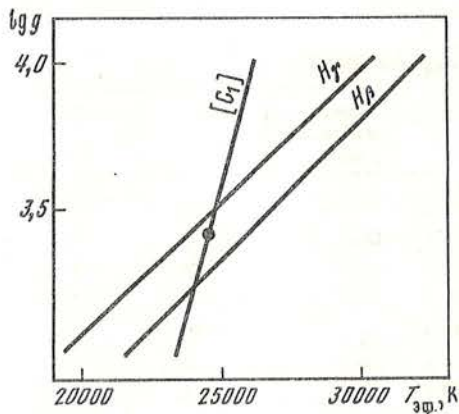


Рис.1. Диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести lgg для $\nu E\gamma$

Для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести lgg для $\nu E\gamma$, как обычно, мы использовали наблюдаемые нами эквивалентные ширины и профили вородных линий H_β и H_γ , а также индекс $[C_1] = 0,086$ в фотометрической системе uvb согласно [9]. Индекс $[C_1] = 0,086$ является средней величиной по нескольким наблюдениям, однако к каким фазам пульсационного цикла эти наблюдения относятся, авторы (см. ссылки в [9]) не указывают. Таким

образом применение усредненного индекса $[C_1] = 0,086$ для вычисления модели $\nu E\gamma$ вносит некоторую ошибку в значения $T_{эф}$ и lgg , которую точно мы оценить не можем, однако, из общих соображений она не должна существенно превышать указанные ниже ошибки определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести.

Наблюдаемые W_λ и профили линий H_β и H_γ и индекс $[C_1]$ как обычно были сопоставлены с таковыми же теоретически рассчитанными Михаласом [10]. Заметим, что для теоретических значений $[C_1]$ были учтены поправки за влияние H_β в полосе β согласно Любимкову [11].

На рис. 1 представлена зависимость теоретических и наблюдаемых $T_{эф}$ для H_β и H_γ и индекса $[C_1]$, на основании которой была принята для $\nu E\gamma$ модель $T_{эф} = 24500 \pm 1000$ К и $lgg = 3,4 \pm 0,3$, при том в силу более высокой точности измерения эквивалентной ширины и профиля H_γ значению температуры, соответствующей линии H_γ придавался больший вес. Заметим, что Леш и Айзенман [4] на основании фотометрической температуры и светимости получили для $T_{эф}$ значение несколько ниже по сравнению с нашим $T_{эф} = 22400$ К.

3. Содержание элементов

Для определения содержания элементов кроме $T_{эф}$ и lgg необходимо знать величину микротурбулентной скорости ξ_t в атмосфере звезды. Известно, что для звезд спектральных типов B даже со стационарными атмосферами понятие микротурбулентной скорости является неопределенным, тем более эта неопределенность возрастает в случае пульсирующих звезд. Согласно [12, 13] величина ξ_t для нормальных звезд главной последовательности заключена в пределах 0—5 км/с. Как отмечалось, скорость пульсаций у $\nu E\gamma$ достаточно велика ($2K \approx 50$ км/с [6]), однако мы не знаем, как могут взаимодействовать процессы пульсаций и микротурбулентности в атмосфере звезды. Нами были сделаны оценки содержаний в $\nu E\gamma$ при трех значениях $\xi_t = 0,5$ и 10 км/с, при которых выполнялись используемые нами теоретические расчеты.

Для оценок содержаний углерода, азота и кислорода мы применили сетки моделей, рассчитанные Эбером и Бутлером [14], Бекером и Бутлером [15, 16] соответственно. Эти расчеты были выполнены в диапазонах эффективных температур $24000 \leq T_{эф} \leq 33000$ и ускорения силы тяжести $3,5 \leq lgg \leq 4,5$. Как было отмечено, выше, для $\nu E\gamma$ значение ускорения силы тяжести по нашим определениям оказалось равным $lgg = 3,4$, что незначительно выходит за пределы рассчитанных моделей, т.е. определение содержания элементов для $\nu E\gamma$ было сделано для $lgg = 3,5$. Мы оценили, что это допущенная нами неточность не внесет существенной ошибки в величины содержания lge .

Оценки содержаний других элементов, кроме С, N, O, наблюдаемых в νEgI , нам не удалось получить с достаточной надежностью вследствие отсутствия для них полных сеток теоретических не-ЛТР расчетов эквивалентных ширин. Поэтому полученные для них величины содержаний весьма приближенные. Оставимся на каждом элементе в отдельности.

Углерод. Содержание углерода в атмосфере νEgI мы могли оценить лишь по одной линии $\lambda 4267$ CII, так как только для этой линии из пяти отождествленных нами в спектре νEgI линий (см. табл. 2) имелись теоретические расчеты [14]. Подробное обсуждение определения содержания углерода сделано нами при изучении звезды βCep [3]. Таким образом, для значений микротурбулентной скорости $\xi_r = 0,5$ и 10 км/с полученные нами содержания углерода оказались равными $\lg\epsilon(\text{C}) = 8,36, 8,34$ и $8,18$ соответственно.

Азот. Содержание азота было определено по 7 линиям (табл. 3), при этом использовались теоретические расчеты Бекера и Бутлера [15]. Из табл. 3, где приведены $\lg\epsilon$ по каждой линии для $\xi_r = 0$ км/с, следует прежде всего, что оценки содержания азота $\lg\epsilon$ по разным линиям довольно близки, кроме $\lg\epsilon(\lambda 4638,52)$. Средние значения содержания азота для трех значений скорости микротурбулентности, соответственно равны $\lg\epsilon(\text{N}) = 7,85, 7,80$ и $7,69$.

Т а б л и ц а 3
Определение содержания азота

$\lambda, \text{\AA}$	$\lg\epsilon(\text{N})_{\xi_r=0}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg\epsilon(\text{N})_{\xi_r=0}$
4677,93	8,03	4241,79	7,59
4630,52	8,42	4236,92	7,65
4607,14	7,76	4227,75	7,92
4530,40	7,56		
$\lg\epsilon(\text{N}) = 7,85$			

Кислород. Линии кислорода OII в спектре νEgI самые многочисленные. В табл. 4 включены лишь те из них, по которым определялось содержание. Оно вычислено на основании теоретических не-ЛТР расчетов Бекера и Бутлера [16], для трех значений $\xi_r = 0, 5$ и 10 км/с и оказалось равным $\lg\epsilon(\text{O}) = 8,85, 8,78$ и $8,50$.

Т а б л и ц а 4
Определение содержания кислорода

$\lambda, \text{\AA}$	$\lg\epsilon(\text{O})_{\xi_r=0}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg\epsilon(\text{O})_{\xi_r=0}$
4676,23	9,02	4395,95	9,06
4673,75	8,69	4366,90	9,26
4661,64	8,82	4319,63	8,80
4638,85	9,02	4075,87	8,56
4452,38	9,09	4072,16	9,85
$\lg\epsilon(\text{O}) = 8,85$ (среднее значение)			

Кроме углерода, азота и кислорода, мы попытались также оценить содержание других элементов, наблюдаемых в спектре νEgI : гелия, магния, кремния и кальция. Обсуждение существующих теоретических расчетов для этих элементов приведено нами в [3]. Результаты следующие.

Содержание гелия по линиям $\lambda 4471, \lambda 4387$ и $\lambda 4026$ на основании расчетов Ауэра и Михаласа для случая не-ЛТР [17] получилось близким к $\lg\epsilon(\text{He}) \approx 11,0$.

Таблица 5

Сравнение содержаний элементов в атмосферах ν Eri, β Сер и Солнца

Элементы, по которым выполнено определение	Ige		
	ν Eri	β Сер [3]	\odot [21]
HeI	$\approx 11,0$	$\approx 11,0$	10,9
ClI	8,4	8,2	8,7
NI	7,8	8,2	7,9
OII	8,9	8,9	8,8
MgII	8,7	7,4	7,6
SiIII	8,1	7,4	7,6
CaII	6,8	6,4	6,3

В спектре ν Eri нами наблюдалась одна линия магния $\lambda 4481$ MgII. Сравнение наблюдаемой эквивалентной ширины этой линии с теоретическими значениями, полученными Михаласом [18], показало, что $W_{\text{набл}}$ оказалось выше теоретически рассчитанных. Подобный результат получен для кальция по единственной наблюдаемой в спектре ν Eri линии $\lambda 3933$ в результате сравнения с теоретическими расчетами Михаласа [19]. Таким образом, как будто можно предполагать, что у ν Eri содержание кальция и магния повышенное по сравнению с Солнцем. К такому же результату мы пришли вследствие ЛТР-расчетов на основании модели Куруца.

В спектре ν Eri наблюдаются три линии кремния $\lambda 4574,78$; $\lambda 4567,81$ и $\lambda 4552,65$ SiIII. Поскольку нам не удалось, подобно магнию и кальцию, сделать оценку содержания кремния с помощью теоретических расчетов Леннона и др. [20], мы рассчитали Ige(Si) по моделям Куруца для случая локального термодинамического равновесия и получили среднюю по трем линиям для значений микротурбулентной скорости $\xi_t = 0,5$ и 10 км/с величину Ige(Si) = 8,12; 7,77 и 7,22 соответственно.

Оценки содержаний элементов для ν Eri, равно как и для β Сер [3] и при $\xi_t = 0$ км/с и Солнца [21], собраны в табл. 5. Полученные результаты позволяют предполагать повышенное содержание кремния, кальция и особенно магния в ν Eri. Однако заметим, что на аналогичном материале наблюдений и с применением тех же самых методов исследования для звезды β Сер мы получили близкое к солнечному содержание этих элементов. Поэтому чтобы сделать окончательный вывод о содержании кремния, кальция и магния в атмосфере ν Eri необходимы дополнительные исследования.

Из табл.5 видно, что существует достаточно хорошее согласие между значениями содержаний гелия, углерода, азота и кислорода как в звездах между собой, так и Солнцем. Подобно полученным нами результатам для β Сер и ν Eri на близость к солнечному содержанию гелия, азота и кислорода в звезде δ Sco указывают Вандер Линден и Бутлер [2], а Петерс [1] в звезде γ Рег нашла солнечный состав всех наблюдаемых элементов. Следует отметить еще, что авторы [2] сравнили содержание азота и кислорода в атмосфере σ Sco и некоторых близких с ней нормальных, спектральных типов *B*-звезд, которые были исследованы Гегреном и др. (см. в [2]), и пришли к выводу, что величины содержания азота и кислорода в σ Sco близки к содержанию этих элементов в обычных *B*-звездах.

Таким образом, на основании сказанного, по-видимому, можно считать, что пульсирующие типа β Сер звезды, в том числе и ν Eri по химическому составу не отличаются от нормальных *B*-звезд и Солнца.

4. Масса и возраст

Основываясь на полученных из наблюдений параметрах $T_{эф}$ и lgg и эволюционных треках, рассчитанных для исходного химического состава $Y = 0,28$ и $Z = 0,02$ [22, 23] и интерполированных Любимковым [11] с шагом $0,1M_{\odot}$ на плоскости $T_{эф}$, lgg , мы оценили массу и возраст $\nu Eгi$: $M/M_{\odot} = 15,7$ и $t = 9,2 \cdot 10^6$ лет. Эти значения оказались очень близки к полученным нами ранее для β Сер. Подобным образом были сделаны оценки массы и возраста для γ Рег и σ Ско на основании $T_{эф}$ и lgg , взятых из [1] и [2] соответственно.

5. Выводы и обсуждение результатов

Основной результат наших исследований состоит в том, что содержание углерода, азота и кислорода в атмосфере пульсирующей типа β Сер звезды $\nu Eгi$ близко к содержанию этих элементов в атмосферах самой β Сер [3], γ Рег [1] и σ Ско [2] и Солнца [21]. Заметим, что авторы [2] для σ Ско оценили лишь содержание азота и кислорода.

Поскольку элементы C, N, O участвуют в CNO-цикле, то содержание углерода, азота и кислорода может являться индикатором эволюционного статуса звезды. Любимковым [11, 24] для нормальных B-звезд и сверхгигантов получены некоторые зависимости, в частности: 1) содержание азота увеличивается с возрастом звезды и 2) существует антикорреляция содержаний углерода и азота

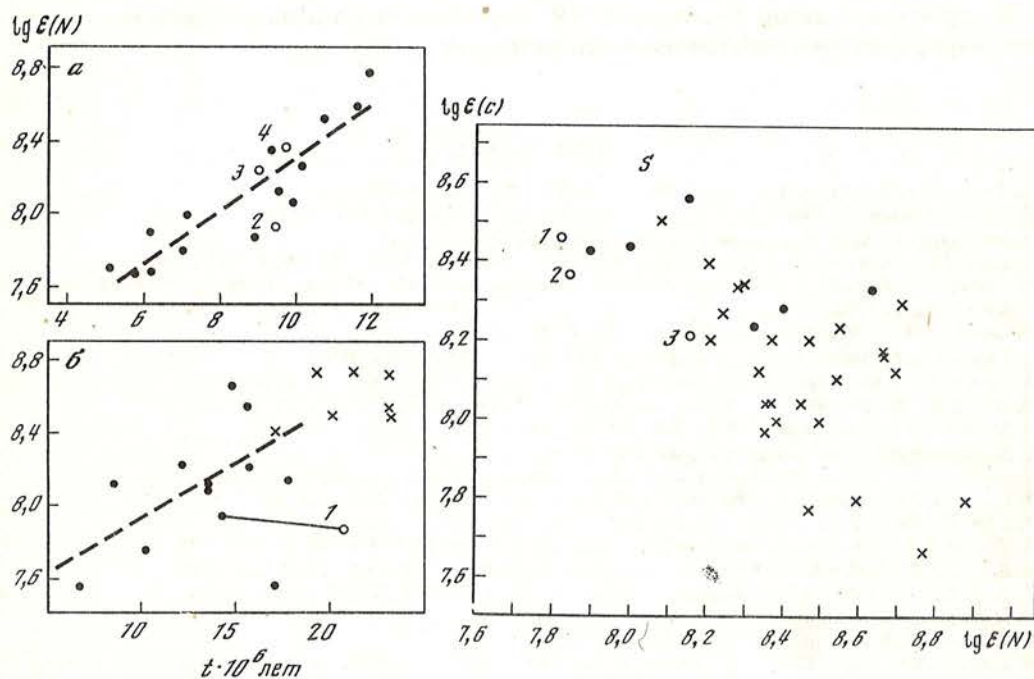


Рис. 2. Зависимость атмосферного содержания азота от возраста звезд разных масс согласно [11]
 а — $M/M_{\odot} = 13+20$, б — $M/M_{\odot} = 9,0+12,3$

Точки соответствуют B-звездам, крестики — сверхгигантам классов F и K. Кружками обозначены пульсирующие звезды типа β Сер: 1 — γ Рег, 2 — $\nu Eгi$, 3 — β Сер и 4 — σ Ско. Прямой линией соединены положения γ Рег исходя из $T_{эф}$ и lgg согласно [1] — кружок, и сходя из $T_{эф}$ и lgg по определениям Любимкова [11] — точка

Рис. 3. Соотношение между индивидуальными оценками $lg \epsilon(C)$ и $lg \epsilon(N)$, полученными для B-звезд и для нормальных сверхгигантов классов F — K [24].

S — Солнце. Остальные обозначения те же, что на рис. 2

в звездах спектральных типов *B* и в желтых сверхгигантах. Проверим, справедливы ли эти выводы для пульсирующих типа β Сер.

На рис. 2, где представлена зависимость содержания азота $\lg \epsilon(N)$ от возраста t звезд согласно [11], мы нанесли звезды ν Eri, β Сер [3], γ Peg [1] и σ Sco [2]. Об определении массы и возраста этих звезд упомянуто выше. Положение пульсирующих на рис. 2 свидетельствует о том, что для них выполняется зависимость $\lg \epsilon(N)$, t подобно нормальным *B*-звездам и сверхгигантам классов *F*—*K*.

Рис. 3 воспроизводит соотношение между содержанием углерода и азота для *B*-звезд и желтых сверхгигантов [24]. Из рис. 3 видно, что для пульсирующих, как и для нормальных *B*-звезд и сверхгигантов существует обратная зависимость содержания углерода и азота. Заметно также, что звезды типа β Сер оказались у нижней границы полосы расположения нормальных *B*-звезд и сверхгигантов. Однако, три звезды — это слишком малая статистика, чтобы попытаться как-то объяснить этот факт. Возможно, что следствие того, что определения содержания углерода и азота для пульсирующих звезд более точны, нежели оценки содержания этих элементов для нормальных звезд и сверхгигантов, так как при изучении химического содержания звезд типа β Сер мы использовали новейшие теоретические не-ЛТР расчеты по сравнению с [11, 24].

Следовательно, на основании сказанного, вероятно, можно сделать вывод, что как по химическому содержанию, так и по эволюционному статусу пульсирующие типа β Сер подобны нормальным звездам спектральных типов *B2*—*B3* классов светимости *V*—*III*.

В заключение автор благодарит Н.И. Яворскую за помощь в обработке материала наблюдений и изготовление иллюстраций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Peters G.J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1976. Vol. 30. P. 551—565.
2. Vänder Linden D., Butler K. // *Astron. Astrophys.* 1988. Vol. 189. P. 137—146.
3. Рачковская Т.М. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1990. Т. 82. С. 3—13.
4. Lesh J.R., Aizenman M.L. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1978. Vol. 16. P. 215—240.
5. Uesugi A., Fukuda J. // *Revised catalogue of stellar rotational velocities.* Department of astronomy Kyoto, Japan. 1982.
6. Smith M.A. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 265. P. 338—353.
7. Campos A.J., Smith M.A. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 238. P. 250—265.
8. Laskarides P.G., Odgers G.J., Climenhaga J.L. // *Astron. J.* 1971. Vol. 76. P. 363—374.
9. Hauck B., Mermilliod M. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 40. P. 1—32.
10. Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 176. P. 139—152.
11. Любимков Л.С. // *Астрофизика.* 1984. Т. 20. С. 475—493.
12. Dufton P.L., Kane L., Mc Keith C.D. // *Mon Notice Roy Astron. Soc.* 1981. Vol. 194. P. 85—93.
13. Dufton P.J., Durrant A.C., Durrant C.J. // *Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 97. P. 10—15.
14. Eber F., Butler K. // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 202. P. 153—158.
15. Becker S.R., Butler K. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1988. Vol. 76. P. 331—338.
16. Becker S.R., Butler K. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 1988. Vol. 74. P. 211—225.
17. Auer L.H., Mihalas D. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1973. Vol. 25. N°223. P. 433—462.
18. Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 177. P. 115—128.
19. Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 179. P. 209—220.
20. Lennon D.J., Lynas-Gray A.E., Brown D.J.E. and Dufton P.J. // *Mon Notice Roy Astron. Soc.* 1986. Vol. 222. P. 719—729.
21. Engvold O. // *Phys. Scripta.* 1977. Vol. 16. P. 48—50.
22. Becker S.A. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1981. Vol. 45. P. 475—505.
23. Brunish W.M., Truran J.M. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 256. P. 247—258.
24. Любимков Л.С. // *Астрофизика.* 1989. Т. 30. С. 99—110.

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕР КОМПОНЕНТ СИСТЕМЫ ξ Boo A, B

И.С. Саванов

На основе наблюдательного материала, опубликованного в [8], и собственных высокодисперсионных наблюдений проведен анализ атмосферы главной компоненты системы ξ Boo A, B и выполнен ряд оценок для вторичной компоненты. На основе найденных параметров для ξ Boo A: $T_{\text{эф}} = 5300 \pm 100$ K; $\log g = 4,1 \pm 0,2$; $\xi_T = 0,5$ км/с, определены содержания 25 элементов в ее атмосфере. К особенностям химического состава данной звезды следует отнести дефицит иттрия и циркония, избыток бария и редкоземельных элементов. Подтверждено высокое содержание лития в атмосфере этой звезды ($\log E(\text{Li}) = 2,09$), в атмосфере компоненты B оно понижено по отношению к солнечному. Различие в $\log E(\text{Li})$ в атмосферах компонент не менее 2,5 порядка.

Согласно нашей оценке эволюционных параметров ξ Boo A-звезда с активной хромосферой [3], возможно имеющая переменное магнитное поле [5–6], образование типа пятна [7], имеет массу $0,95 M_{\odot}$, радиус $1,4 R_{\odot}$, проекция скорости вращения ξ Boo A на луч зрения равна 8 км/с.

THE INVESTIGATION OF ATMOSPHERES OF COMPONENTS ξ Boo A, B SYSTEM, by I.S. Savanov. On the base of datum published by Boyarchuk and Eglitis and our high dispersion spectra obtained with CCD-camera we perform a model atmosphere analysis of primary of ξ Boo AB system and some appraisals for secondary. The abundances of 25 elements for ξ Boo A are obtained with the following parameters: $T_{\text{ef}} = 5300 \pm 100$ K, $\log g = 4,1 \pm 0,2$, $\xi_T = 0,5$ km/s. The atmosphere of ξ Boo A is deficient in Y and Zr, but overabundant in Lanthium and rare earth elements. We confirmed the high abundance of Li in atmosphere of this star ($\log E(\text{Li}) = 2,09$), while lithium is strongly underabundant in secondary component in respect to the solar value. The difference in Lithium abundance in the atmospheres of components is more than 2.5 dex.

According to our estimation of evolutionary parameter of ξ Boo A, this star with active chromosphere [3], probably variable magnetic field [5,6], formation like "starpatch" [7] has mass $0.95 M_{\odot}$, radius $1.4 R_{\odot}$, rotational velocity $V. \sin i = 8$ km/s.

Исследования звездных магнитных полей и связываемых с ними явлений — звездных хромосфер, корон, вспышек, циклов активности — делают необходимым всестороннее изучение атмосфер звезд — карликов поздних спектральных классов. Нами будут обсуждены результаты анализа атмосферы главной компоненты и сделан ряд оценок для вторичной компоненты визуально-двойной системы ξ Boo A, B (HD 131156 A, B). Согласно [1] главная компонента системы имеет спектральный класс G8V, вторичная K4V, угловое расстояние между ними составляет $4''9$, период равен 151,5 года, расстояние до системы — около 7 пк (параллакс $0,148 \pm 0,004$).

Данная система служила объектом многочисленных и разнообразных исследований. Хербиг [2] в 1965 г. отметил, что содержание лития в атмосфере главной компоненты является одним из самых высоких для данного спектрального класса, а именно — величина избытка содержания лития по отношению к кальцию, отнесенных к соответствующим содержаниям в атмосфере Солнца, составляет $[\text{Li}/\text{Ca}] = 1,39$. Хромосферная активность ξ Boo A заметно выше средней для данного спектрального класса, наблюдается значительная эмиссия в линиях H и K CaII, вращательная модуляция которой показывает периодичность порядка 6,2 сут. (Бальюнас и др. [3]). Чугайнов [4] обнаружил изменения блеска в пределах нескольких тысячных звездных величины, в том числе события, напоминающие вспышки.

Компоненты системы ξ Boo являются объектами, для которых были предприняты попытки обнаружения и измерения магнитных полей. Имеющиеся в литературе результаты (в том числе те из них, которые были получены по

одинаковой методике) свидетельствуют как о наличии значительных магнитных полей на поверхности компоненты ξ Boo A (до 1,5 кГс) [5], так и об их отсутствии [6]. Возможно, эти факты связаны с переменностью магнитного поля.

Тонер и Грей [7] на протяжении 4 наблюдательных сезонов проводили спектральные наблюдения ξ Boo A и нашли систематические изменения в асимметрии и эквивалентных ширинах спектральных линий, с периодом $6,43 \pm 0,01$ сут. На всем протяжении наблюдений (с 1984 по 1987 гг.) период и фаза изменений оставались постоянными. В ходе исследований наличие магнитного поля не было обнаружено. По мнению авторов [7] результаты наблюдений могут быть интерпретированы как следствие перемещения некоторого образования ("starpatch") по поверхности звезды вследствие ее вращения. В ходе модельных расчетов изменения асимметрии и эквивалентных ширин спектральных линий установлено, что это образование характеризуется пониженной, примерно на 200 К, температурой по отношению к невозмущенной поверхности звезды, его площадь составляет $10 \pm 5\%$ от наблюдаемого диска звезды, оно расположено на широте $55 \pm 8^\circ$, и поле скоростей усилено в нем от 1,5 до 2 раз по отношению к окружающей фотосфере.

В основу нашего анализа были положены наблюдательные данные, опубликованные Боярчуком и Эглитисом [8]. Их наблюдательный материал был получен фотографическим способом на телескопе ЗТШ с обратной дисперсией 8 и 12 Å/мм. Наряду с ним был использован ряд спектрограмм, зарегистрированных в 1986 г. с помощью ПЗС-камеры CCD-2000 [9], установленной в спектрографе фокуса куде ЗТШ.

Анализ спектральных линий ξ Boo A был выполнен методом моделей атмосфер на основе сетки моделей [10]. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской обсерватории по программам, описанным в [11].

Оценка эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести для атмосферы ξ Boo A проводилась при анализе диаграммы $T_{\text{эф}} \sim \lg g$ (рис. 1). Мы исходили из сравнения наблюдаемых и теоретических профилей водородной линии H_α в четырех длинах волн, отстоящих от центра линии на расстояния в 2, 3 и 4 Å. Наблюдаемый профиль линии H_α был получен с отношением сигнал к шуму S/N порядка 100 с помощью ПЗС-камеры 11 апреля 1986 г. Данный критерий вместе со статистической зависимостью $\lg T_{\text{эф}} \sim 3,908 + 0,234(B - V)$ [12] достаточно надежно выделяет диапазон возможных значений $T_{\text{эф}} = 5300 \pm 100$ К. Для окончательного выбора параметра g был рассмотрен критерий ионизационного равновесия для линий железа и хрома в двух стадиях ионизации. Было принято значение параметра $\lg g = 4,1 \pm 0,2$.

Определение микротурбулентной скорости ξ_t в атмосфере звезды было выполнено по эквивалентным ширинам линий нейтрального железа, измеренных Боярчуком и Эглитисом. Методом кривой роста они нашли, что $\xi_t = (0,45 \pm 0,4)$ км/с. Наши расчеты показали хорошее согласие с этой величиной, $\xi_t = (0,5 \pm 0,5)$ км/с.

Дальнейшие расчеты химического состава были выполнены с параметрами $T_{\text{эф}} = 5300$ К, $\lg g = 4,1$ и $\xi_t = 0,5$ км/с. Результаты определения химического состава атмосферы ξ Boo A представлены в табл. 1. Из списка линий, опубликованных Боярчуком и Эглитисом, были отобраны линии, для которых имеются наиболее надежные определения сил осцилляторов. Для ряда элементов мы основывались на более современных литературных источниках по gf -величинам. Для сравнения в табл. 1 приведены содержания $\lg \epsilon_\odot$ для Солнца в той же системе сил осцилляторов. На рис. 2 представлена разность $\Delta \lg \epsilon = \lg \epsilon_{\xi \text{ Boo A}} - \lg \epsilon_\odot$ для всех элементов из табл. 1. Как видно из этого рисунка, содержания большинства элементов в атмосфере ξ Boo A близки к солнечным. Среди элементов группы железа обращает внимание небольшой дефицит скандия и титана. Выделяется

Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести (кружок соответствует принятой модели)

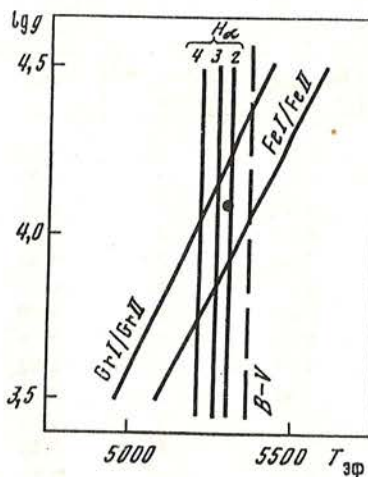
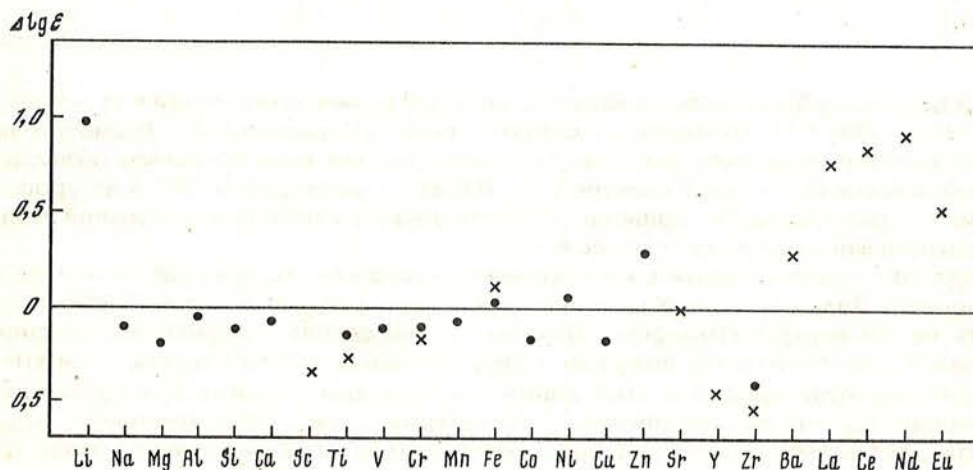


Рис. 2. Содержание элементов в атмосфере ξ Boo A по отношению к содержанию в атмосфере Солнца. Кружки соответствуют результатам, найденным по линиям нейтральных элементов, крестики — ионов



дефицит Y и Zr. Несмотря на то, что содержания этих элементов определялись по 1—2 линиям, данные по линиям Zr I и Zr II достаточно согласуются между собой. В атмосфере ξ Boo A имеются небольшой избыток Ba и заметные избытки более тяжелых элементов. Боярчук и Эглитис выдвинули предположение о возможном избытке содержания редкоземельных элементов, хотя ошибка их определений содержаний была равна обнаруженному избытку. Наши расчеты методом моделей атмосфер при учете более точных значений gf -величин для элементов La, Ce, Nd и Eu подтверждают это предположение и дают возможность заключить, что в среднем избыток редкоземельных элементов составляет $\Delta \lg \epsilon = 0,77$.

Содержание лития было уточнено нами по эквивалентной ширине бленды линии лития Li I 6707,74 и 6707,89 Å, измеренной на спектрограмме, полученной с ПЗС-камерой 27 июля 1986 г. Эквивалентная ширина W_λ бленды составила 97 mÅ, что приводит к величине содержания лития в атмосфере ξ Boo A $I_{\text{ge}}(\text{Li}) = 2,09$. Это значение находится в хорошем согласии с оценкой Хербига $[\text{Li}/\text{Ca}] = 1,39$ (наш анализ дал величину 1,05). Таким образом, подтверждается высокое для данного спектрального класса содержание лития $I_{\text{ge}}(\text{Li})$. В поисках ответа на вопрос о причинах столь высокого значения могли бы помочь сведения о содержании лития в атмосфере более холодной компоненты системы ξ Boo. Для

Таблица 1

Элемент	$\lg \xi_{\xi \text{ Воо } A}$	Число линий	$\lg \epsilon_{\odot}$	Элемент	$\lg \xi_{\xi \text{ Воо } A}$	Число линий	$\lg \epsilon_{\odot}$
Li I	2,09	1	1,10	Fe II	7,70	21	7,60
Na I	6,18	2	6,32	Co I	4,39	2	4,55
Mg I	7,42	3	7,62	Ni I	6,13	16	6,08
Al I	6,43	2	6,49	Cu I	4,04	1	4,21
Si I	7,52	5	7,65	Zn I	4,72	2	4,42
Ca I	6,28	19	6,36	Sr II	2,90	2	2,90
Sc II	2,64	4	3,00	Y II	1,79	2	2,24
Ti I	4,70	13	4,86	Zr I	2,16	2	2,56
Ti II	4,54	4	4,82	Zr II	2,12	1	2,56
VI	3,93	2	4,04	Ba II	2,70	3	2,40
Cr I	5,52	13	5,61	La II	1,90	1	1,13
Cr II	5,40	5	5,50	Ce II	2,44	2	1,59
Mn I	5,28	23	5,35	Nd II	2,18	2	1,26
Fe I	7,55	61	7,55	Eu II	1,23	1	0,70

этой цели нами была использована ПЗС-спектрограмма, полученная в ту же дату (27 июля 1986 г.) с отношением сигнал к шуму S/N порядка 30. Несмотря на сравнительно невысокое значение S/N анализ данной спектрограммы позволил сделать заключение, что в спектре $\xi \text{ Воо } B$ бленда линии лития 6707 \AA на уровне шумов не различима. Это приводит к оценке верхнего значения возможной эквивалентной ширины линии — менее $4-5 \text{ m\AA}$.

Для того чтобы перейти к количественным оценкам содержания элементов в атмосфере более холодной компоненты системы $\xi \text{ Воо}$, было необходимо оценить ее параметры атмосферы. Привлекая наблюдения профиля водородной линии H_{α} (спектрограмма получена 4 августа 1986 г., $S/N \sim 50$) и сетку теоретических расчетов профилей этой линии (см. [11]), выполненных для различных значений $T_{\text{эф}}$, мы смогли оценить, что различие температур компонент $\Delta T_{\text{эф}}$ составляет не менее $300-500 \text{ K}$. Оценка величины $\Delta T_{\text{эф}}$ практически не зависит от значений ускорения силы тяжести, принимаемых для компонент системы, в силу слабой зависимости профилей линии H_{α} от $\lg g$ для данного диапазона эффективных температур. С другой стороны, с учетом упоминавшейся выше зависимости $\lg T_{\text{эф}} = 3,908 - 0,234 (B - V)$, значение $T_{\text{эф}}$ может быть оценено $T_{\text{эф}} \sim 4300 \text{ K}$. В таком случае, принимая для компоненты B модель атмосферы с параметрами $T_{\text{эф}} = 4500$; $\lg g = 4,5$ и $\xi_r = 0,5 \text{ км/с}$, мы смогли дифференциально оценить содержания ряда элементов в атмосферах компонент (табл. 2). Значение величин $\lg gf$, приведенные в табл. 2, были взяты из [13, 14]. Из табл. 2 следует, что число атомов железа в атмосфере компоненты B возможно понижено на $0,1 \text{ dex}$, кальция — на $1,3 \text{ dex}$, в то время как содержания алюминия в атмосферах компонент примерно совпадают. Содержание лития в атмосферах компонент различается более чем на $2,5$ порядка. В силу дифференциального характера сопоставления содержания элементов для компонент различия в химическом составе зависят лишь от принятых параметров их атмосфер. Табл. 3 дает возможность оценить изменения различий содержания компонент при изменении значений $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_r для более холодной компоненты B .

Проведенный нами анализ подтверждает вывод, сделанный в 1964 г. Хербигом [2], о повышенном содержании лития в атмосфере главной компоненты системы $\xi \text{ Воо}$ и о его пониженном содержании в атмосфере спутника $\xi \text{ Воо } B$. Отношения содержания лития к кальцию (величина

$$[\text{Li}/\text{Ca}] = (\lg \epsilon(\text{Li})_* - \lg \epsilon(\text{Li})_{\odot}) - (\lg \epsilon(\text{Ca})_* - \lg \epsilon(\text{Ca})_{\odot}),$$

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Мульти- плет	E_l	$\lg gf$	$\xi_{\text{Boo A}}$		$\xi_{\text{Boo B}}$	
					W_λ	$\lg \epsilon$	W_λ	$\lg \epsilon$
6695,97	Al I	5	3,14	-1,34	31	5,94	69	5,79
6696,30	Fe I	1255	4,81	-2,02	14	7,69		
6698,63	Al I	5	3,14	-1,65	12	5,70	45	5,92
6703,57	Fe I	268	2,75	-3,16	39	7,36	44	7,04
6705,12	Fe I	1197	4,59	-1,35	44	7,61	40	7,32
6707,79	Li I	1	0,00	+0,32	97	2,23	≤ 4	0,50
6707,89	Li I	1	0,00					
6710,31	Fe I	34	1,48	-4,97	14	7,07	34	7,14
6713,14	Fe I	1195	4,59	-1,58	29	7,49		
6713,76	Fe I	1255	4,77	-1,63	16	7,35	23	7,31
6715,41	Fe I	1174	4,59	-1,66	30	7,59	28	7,49
6716,24	Fe I	1225	4,56	-1,88	14	7,30		
6717,69	Ca I	32	2,71	-0,52	141	6,62	242	5,28

Таблица 3

Элемент	$\Delta \lg \epsilon_A - B$	Изменения $\Delta \lg \epsilon_A - B$		
		$\Delta T \sim 500 \text{ K}$	$\Delta \lg g \sim 0,5$	$\Delta \xi_l \sim 0,5 \text{ км/с}$
Fe I	0,1	0,2	-0,2	0,0
Li I	2,7	0,6	-0,2	0,0
Ca I	1,3	1,4	-0,5	0,4
Al I	0,0	0,5	-0,2	0,0

слабо зависящая от неопределенностей выбора параметров атмосферы) изменяются от 1,05 (компонента A) до $\leq -1,7$ (компонента B).

Высокая хромосферная активность и повышенное содержание лития в атмосферах маломассивных звезд обычно рассматриваются как свидетельство их молодости. Как правило, такие звезды еще перемещаются на диаграмме спектр—светимость в направлении к главной последовательности. Естественно предположить, что обе звезды системы образовались из вещества с одинаковым химическим составом, т.е. одинаковым содержанием лития. В таком случае обнаруженные различия в величинах $\lg \epsilon(\text{Li})$ в атмосферах компонент могут иметь эволюционный характер.

Напомним, что компоненты системы расположены достаточно далеко друг от

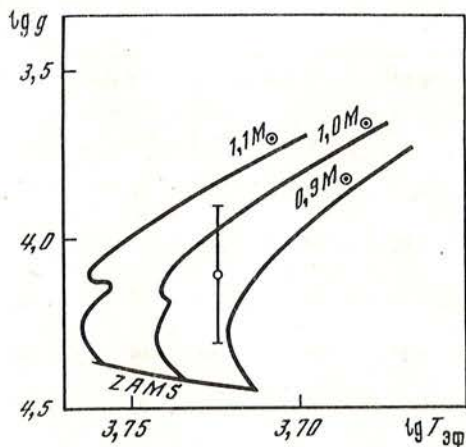


Рис. 3. Эволюционные треки для звезд с массами 0,9; 1,0 и 1,1 массы Солнца на плоскости $\lg g \sim \lg T_{\text{эф}}$. Кружком отмечено положение ξ Boo A. ZAMS соответствует главной последовательности нулевого возраста

друга (расстояние между ними составляет около 31 астрономической единицы, см. [1, 7]), и обмен веществом мало вероятен. Можно предположить, что у менее массивной компоненты B вследствие перемешивания и достаточно высокой температуры у основания конвективной зоны (более $3 \cdot 10^6$ К) произошло значительное уменьшение поверхностного лития. В то же время, более массивная компонента A, структура которой вследствие каких-ли-

бо причин (например, влияния магнитного поля), была менее подвержена перемещению, чем у звезды того же спектрального класса, сохранила высокое поверхностное содержание лития. Указанные изменения поверхностных содержаний относятся к стадии пребывания звезд до прихода на главную последовательность. Такой ход рассуждений сталкивается с очевидной трудностью. Согласно спектральной классификации компонента B характеризуется как звезда K4V, в то время как компонента A находится над главной последовательностью (по нашей оценке для нее $\lg g = 4,1 \pm 0,2$). В таком случае можно предположить, что более массивная звезда A уже завершила свою эволюцию на стадии главной последовательности и начала свое движение в область гигантов, а компонента B продолжает свою эволюцию на главной последовательности. Путем сравнения с эволюционными расчетами [15] мы определили массу, светимость и радиус интересующей нас компоненты A (рис. 3, табл. 4). Масса звезды оказалась равной 0,95 массы Солнца, значительная неопределенность оценки массы связана с неточностью параметра $\lg g$. Найденная таким образом масса оказалась лишь немного выше, чем определяемая по соотношению $\lg M/M_{\odot} = 0,28 - 0,42 (B - V)$ (см. [12]). Принимая согласно [12] значения $B - V$ для компонент A и B равными 0,76 и 1,17, получим массы равные 0,91 и 0,61 массы Солнца соответственно. Любопытно отметить, что применение статистического соотношения из [12] для оценки масс дает массу системы 1,52, находящуюся в хорошем согласии с величиной, найденной Виеленом [1]: $1,58 \pm 0,19$. Указанное различие в определениях масс возможно уменьшится при более точном определении параметра ускорения силы тяжести для компонент.

Наконец, из сопоставления наблюдаемого профиля линии Ca I 6717,685 в спектре ξ Boo A с расчетами профиля данной линии методом синтетических спектров была определена проекция скорости вращения на луч зрения $V \cdot \sin i \sim 8$ км/с с неопределенностью порядка 2 км/с. Принимая нашу оценку радиуса звезды $1,4R_{\odot}$ и характерный период изменения асимметрий и эквивалентных ширин линий 6,43 сут. [7], можно найти, что наклон оси вращения i составляет около 45° . Данная величина сравнима со значением $i \sim 40^{\circ}$, получаемым согласно [1], если предположить, что ось вращения звезды параллельна оси орбиты системы.

В заключение сформулируем основные результаты.

1. Методом моделей атмосфер для звезды с активной хромосферой ξ Boo A найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы

Т а б л и ц а 4

Параметр	Величина	Параметр	Величина
$\lg M/M_{\odot}$	-0,022	M/M_{\odot}	0,95
$\lg R/R_{\odot}$	0,159	R/R_{\odot}	1,4
$\lg L/L_{\odot}$	0,169	L/L_{\odot}	1,5

тяжести и микротурбулентной скорости: $T_{\text{эф}} = 5300 \pm 100$ К; $\lg g = 4,1 \pm 0,2$; $\xi_t = 0,5 \pm 0,5$ км/с.

2. Найлены содержания 25 элементов. Химический состав атмосферы ξ Воо А для большинства элементов близок к составу солнечной атмосферы. Обнаружен дефицит иттрия и циркония, возможен дефицит скандия и титана. Как оказалось, в атмосфере звезды ξ Воо А немного повышено содержание бария и имеется избыток редкоземельных элементов, составляющий $\Delta \lg \epsilon \sim 0,77$ dex по отношению к Солнцу, и подтверждающий предположение, сделанное в [8].

3. Подтверждено высокое содержание лития в атмосфере компоненты А, избыток лития по отношению к Солнцу $\sim 1,0$ dex. Различие в содержаниях лития в атмосферах компонент, определяемое по полученному нами высокодисперсионному материалу, превосходит 2,5 порядка.

4. Выполнена оценка эволюционных параметров компонент системы ξ Воо, согласно которой масса компоненты А составляет $0,95 M_{\odot}$, радиус $1,4 R_{\odot}$. Величина проекции скорости вращения ξ Воо А на луч зрения равна 8 км/с.

Автор благодарит И. Хувелина за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wielen R. // *Astronem. J.* 1962. Vol. 67. P. 599—607.
2. Herbig G.H. // *Astrophys. J.* 1965. Vol. 141. P. 588—609.
3. Baliunas S.L. et al. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 294. P. 310.
4. Чугайнов П.Ф. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1983. Т. 67. С. 42—50.
5. Marcy G.W. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 276. P. 286—304.
6. Gondoin Ph. et al. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 297. P. 710—718.
7. Toner C.G., Gray D.F. // *Astrophys. J.* 1988. Vol. 334. P. 1008—1020.
8. Боярчук А.А., Эглитис И.Э. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1983. Т. 67. С. 13—25.
9. Huovelin J., Poutanen M., Tuominen I. // *Helsinki Univ. of Techn. Radio Lab. Rep.* 1986. S. 166. P. 18.
10. Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1976. Vol. 23. P. 37—95.
11. Любимков Л.С. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1980. Т. 62. С. 44—53.
12. Noyes R.W. et al. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 279. P. 763.
13. Боярчук А.А., Саванов И.С. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1985. Т. 70. С. 57—128.
14. Kurucz R.L., Peytremann E. // *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report.* 1975. N 362. 401 P.
15. Mengel J.G. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 40. P.733.

О ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Be-ЗВЕЗДЫ ГАММА КАССИОПЕИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Т.С. Галкина

Проведен анализ профилей эмиссионных линий водорода в спектре Be-звезды γ CaS по 12-летнему циклу наблюдений с 1977 по 1989 г.

Выявленные закономерности в изменениях относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий водорода H_{α} и H_{β} , в изменениях лучевой скорости, определенной по эмиссии в максимуме интенсивности, и в изменении формы эмиссионного профиля H_{α} -линии могут быть интерпретированы в рамках гипотезы двойной Be-звезды с рентгеновским источником, находящимся в орбитальном движении вокруг Be-звезды с квазипериодом около четырех лет.

ON THE LONG-TERM VARIATIONS OF Be-STAR γ CAS IN THE VISUAL REGION, by T.S. Galkina. The analysis of hydrogen emission lines profiles in the spectra of the Be-star γ Cas for over 12-years of observations (from 1977 to 1989) are presented.

The revealed character in the variations of relative intensities of V and R components of the emission line H_{α} and H_{β} , in the radial velocities of the sharp emission components and in the variations of the H_{α} emission line profiles could be interpreted in the frame of hypothesis of the binary Be-star with the X-ray sources orbiting around Be star with period of about 4 years.

Введение

За последние два десятилетия достигнут определенный прогресс в изучении Be-звезд. Он связан, прежде всего, с расширением диапазона исследуемого спектра от далекого ультрафиолета до инфракрасной области, с проведением комплексных наблюдений (фотометрических, спектральных, поляриметрических) индивидуальных объектов, с применением более чувствительной приемной аппаратуры с высокой дисперсией, с высоким отношением сигнал/шум и др.

Однако, начавшиеся в 70-х годах наблюдения в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях сильно усложнили представления о звездных атмосферах в результате открытия звездного ветра, хромосфер и корон во всех классах звезд ранних спектральных классов. Для Be-звезд ситуация еще более сложная. Примерно до 60-х годов внефотосферная область (или протяженная атмосфера) распознавалась по присутствию в спектре бальмеровских эмиссионных линий. Физические характеристики наружной атмосферы, определенные по видимой области спектра, показывали невысокие скорости (не более 100 км/с) и более низкую, чем в фотосфере, ионизацию. Эти данные сильно контрастируют с характеристиками, которые обнаруживаются в ультрафиолетовой и рентгеновских областях. Оказалось, что наблюдательные данные из разных областей спектра трудно состыковать в рамках той или другой из предлагаемых моделей Be-звезд.

Параллельные наблюдения некоторых Be-звезд в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах спектра, проведенные Дюазон и др. [1], приводят к заключению, что имеются две области вокруг Be-звезды. Первая — это протяженная (несколько звездных радиусов) плотная и холодная (10^4 K), со скоростями порядка сотни километров, концентрирующаяся к экваториальной плоскости. Вторая — расширяющееся горячее облако (10^5 — 10^6 K), расположенное ближе к фотосфере и на более высоких широтах, содержащее элементы более высокой степени ионизации со скоростями более 1000 км/с.

Чтобы понять природу Be-звезды, структуру и кинематику оболочек, нужны

длительные ряды наблюдений, по возможности одновременных в различных областях спектра, и параллельных фотометрических, спектральных и поляриметрических. Наряду с наблюдениями в ультрафиолете, рентгене и радио-областях, особо важными для Вc-звезд остаются наблюдения в видимой области спектра, поскольку только они характеризуют само явление Вc. Наблюдения Вc-звезд в ультрафиолете и рентгене показывают такие же характеристики, как и для нормальных звезд типа В.

Имея это в виду, нами сделана ревизия длительного однородного ряда спектральных наблюдений классической Вc-звезды γ CaS в видимой области спектра, проводившихся с 1977 по 1989 гг.

1. Наблюдения γ CaS в 1986—1989 гг.

Осенью 1986 г. были продолжены наблюдения γ CaS, начатые в 1977 г. Результаты наблюдений, проведенных до 1986 г. изложены в [2—5]. Как и ранее, наблюдения с 1986 г. проводились на 1220-мм рефлекторе КАО с дисперсиями 14 Å/мм в области $\lambda\lambda$ 3700—4950 Å (31 сп.) и 31 Å/мм в области H_{α} (61 сп.). Данные наблюдений приведены в табл. 1. Здесь — дата, время наблюдений (UT), область спектра, число спектрограмм за каждую ночь. Время экспозиции для области H_{α}

Таблица 1

Дата	Время наблюдений (UT)	Область спектра (Å)	Число спектров	Дата	Время наблюдений (UT)	Область спектра (Å)	Число спектров
1986 г.							
9.09	20 ^h 44 ^m —21 ^h 36 ^m	H_{α}	6	11.11	17 45—18 28	H_{α}	6
	21 56—22 26	$\lambda\lambda$ 4400—5000	2		18 42—19 02	$\lambda\lambda$ 4600—5000	1
	22 32—23 00	$\lambda\lambda$ 3800—4500	3		19 05—19 20	$\lambda\lambda$ 4000—4700	2
14.09	20 33—21 34	H_{α}	9	16.11	17 ^h 24 ^m —18 ^h 01 ^m	H_{α}	5
	21 47—22 17	$\lambda\lambda$ 4400—5000	2	18.11	16 57—17 17	H_{α}	4
	22 20—22 47	$\lambda\lambda$ 3800—4500	3		17 27—17 47	$\lambda\lambda$ 4600—5000	1
17.09	19 59—21 32	H_{α}	9		17 49—18 03	$\lambda\lambda$ 4000—4600	2
	21 46—22 15	$\lambda\lambda$ 4400—5000	2	1987 г.			
	22 17—22 37	$\lambda\lambda$ 3800—4500	2	22.09	21 40—21 57	H_{α}	3
21.09	19 58—20 45	H_{α}	6		22 11—22 31	$\lambda\lambda$ 4600—5000	1
	20 58—21 28	$\lambda\lambda$ 4500—5000	2		22 34—22 41	$\lambda\lambda$ 3850—4550	1
	21 42—21 58	$\lambda\lambda$ 3800—4400	3		22 43—22 48	$\lambda\lambda$ 4300—4750	1
24.09	19 40—20 28	H_{α}	6	26.09	19 45—20 20	H_{α}	5
	20 44—21 30	H_{β}	2		22 11—22 14	H_{α}	1
	21 38—21 50	$\lambda\lambda$ 3800—4500	1		21 14—21 30	$\lambda\lambda$ 4200—4700	2
29.09	19 49—20 36	H_{α}	6		21 40—22 00	$\lambda\lambda$ 3750—4460	2
	20 54—21 32	$\lambda\lambda$ 4400—5000	2	1989 г.			
	21 36—22 01	$\lambda\lambda$ 4000—4700	2	21.09	19 41—19 47	H_{α}	1
24.10	18 17—19 05	H_{α}	6	27.09	20 12—20 50	H_{α}	2
	19 20—19 59	$\lambda\lambda$ 4400—5000	2	25.10	21 15—22 15	$\lambda\lambda$ 5500—6750	4
	20 02—20 08	$\lambda\lambda$ 4000—4700	1		22 46—23 05	$\lambda\lambda$ 3750—5000	2

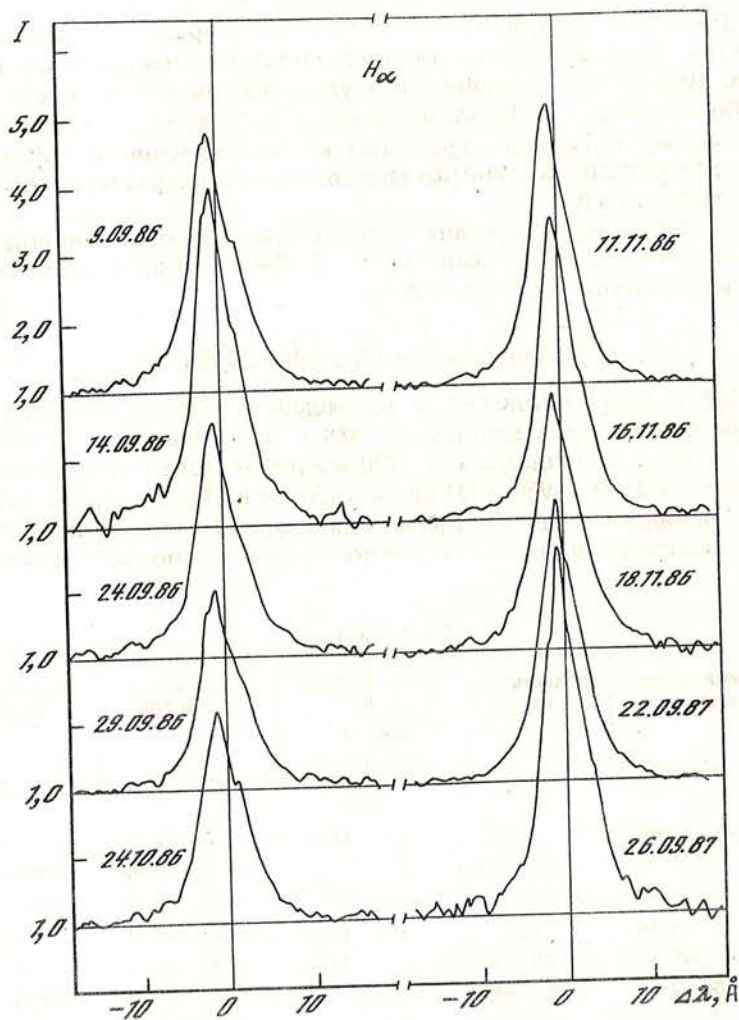


Рис. 1. Профили эмиссионной линии H_{α} в спектре γ Cas в 1986—1987 гг.

составляло от 2 до 5 мин, а для H_{β} и $\lambda\lambda$ 3700—4500 Å, соответственно: 12—17 и 4—6 мин. Спектрограммы обрабатывались по разработанной ранее методике, описанной в [4].

Общий вид спектра γ Cas в рассматриваемый период наблюдений не показывал резких изменений в сравнении с предыдущими годами. По-прежнему наиболее сильная эмиссия наблюдалась в линиях водорода H_{α} и H_{β} . Интенсивность ее в линии H_{α} (рис. 1) превышала уровень континуума от 3 до 5 раз и в линии H_{β} (рис. 2) — от 1,5 до 2 раз. Слабый, смещенный в коротковолновую область компонент наблюдался в линии H_{γ} и в линии HeI λ 5876. Интенсивность их к уровню континуума не превышала 1,2—1,3. Линия H_{δ} наблюдалась как слабая депрессия континуума. Записи линий H_{γ} и H_{δ} (рис. 3) показывают широкие абсорбционные крылья.

Как видно на рис. 1 и 2, профили линий H_{α} и H_{β} и в 1986 и в 1987 г. асимметричны, с довольно крутым фиолетовым крылом и плоским красным крылом. Более четко асимметрия видна на профиле H_{β} (дисперсия 14 Å/мм). Вершины

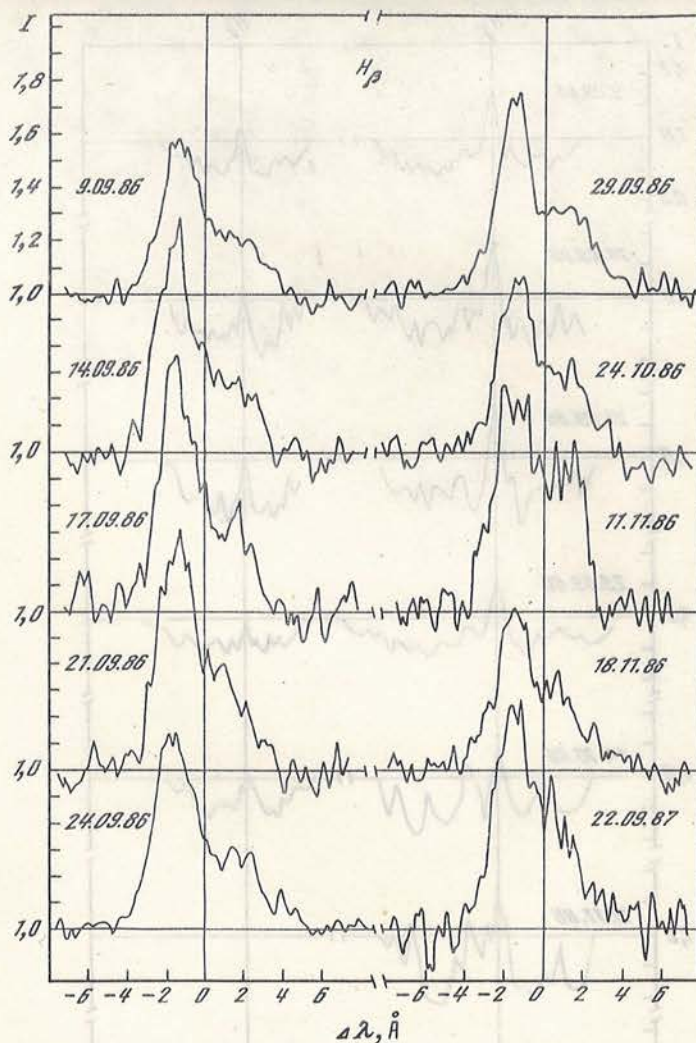


Рис. 2. Профили эмиссионной линии $H\beta$ в спектре γ Cas в 1986—1987 гг.

профилей $H\alpha$ и $H\beta$ довольно узкие, смещены в сторону коротких волн. Ширина эмиссии в линии $H\alpha$ на уровне континуума составляет примерно 1000 км/с, а у линии $H\beta$ — 500 ± 600 км/с. Полуширина линии $H\alpha$ показывает изменения от 210 до 270 км/с.

В табл. 2 и 3 приведены оценки параметров эмиссионных линий $H\alpha$ и $H\beta$, по порядку столбцов: эквивалентная ширина ($W_\lambda(\text{Å})$), интенсивности фиолетового (I_V) и красного (I_R) компонентов, их отношение (I_V/I_R), полуширина ($\Delta\lambda(I/2)$), ширина в крыльях ("в"), а также для $H\alpha$ — лучевая скорость (v_r) в максимуме интенсивности эмиссии, и для $H\beta$ — расстояние ($\Delta(V-R)$) между серединами V- и R-компонентов.

На рис. 4 показаны изменения лучевой скорости, определенной из измерений сильных эмиссионных компонент линий $H\alpha$ (точки), $H\gamma$ (кружки), He I 5876 (треугольники), и изменение эквивалентной ширины эмиссии в линии $H\alpha$. Обращает на

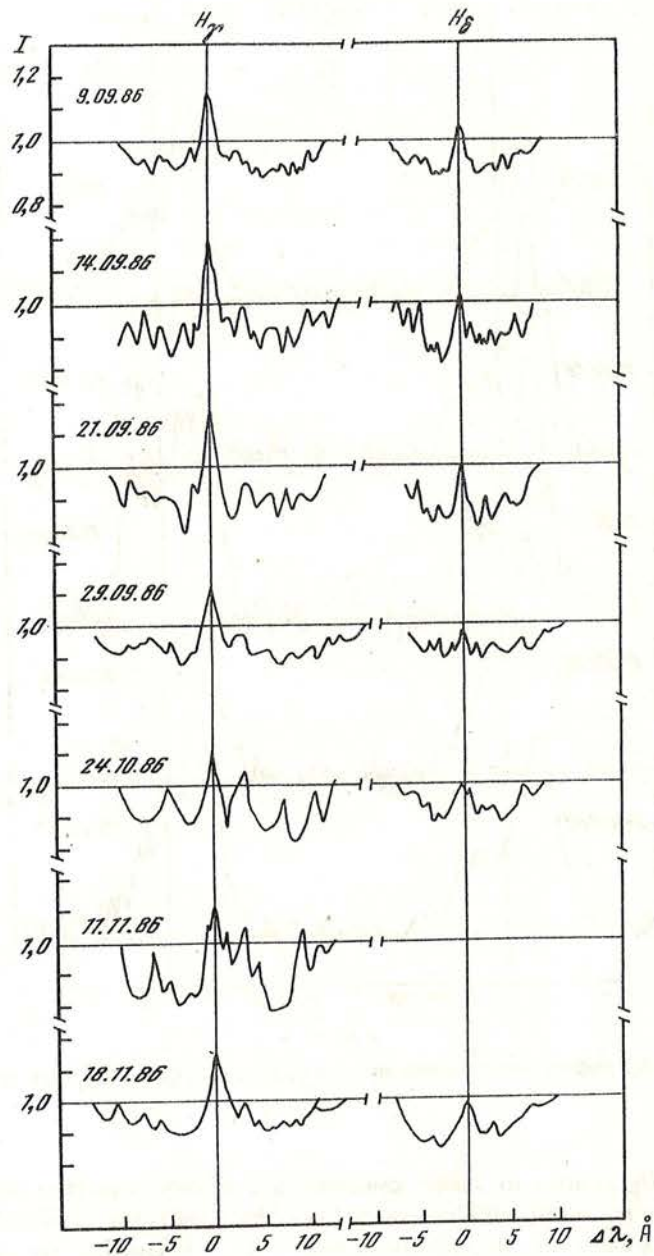


Рис. 3. Профили линий H_γ и H_δ в 1986 г.

себя внимание ход изменения v_r по линии H_α с 1986 по 1989 г. Здесь видим, как с 1987 г. сильно возросло смещение максимума интенсивности эмиссии в линии H_α в коротковолновую область спектра (от -30 км/с в 1987 до -70 км/с в 1989 г.). При этом возросла и эквивалентная ширина эмиссии в H_α -линии от 30 до 40 Å. Сравнивая ход изменения v_r по разным линиям в 1986 г., можно отметить, что скорости, определенные по H_α и H_γ изменяются со временем одинаковым об-

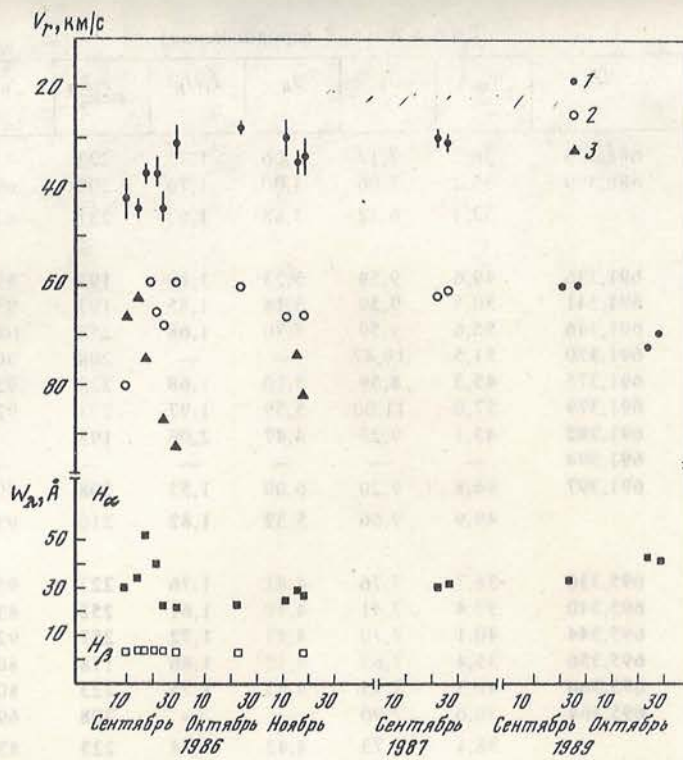


Рис. 4. Изменения лучевой скорости, определенной по сильным эмиссионным компонентам линий H_{α} (1), H_{γ} (2) и $He I \lambda 5876$ (3) — верхняя часть рисунка — и изменения эквивалентной ширины эмиссии в линии H_{α} (нижняя половина рисунка) за время наблюдений с 1986 по 1989 г.

Таблица 2

Параметры эмиссии линии H_{α}

Дата	JD	$W_{\lambda}, \text{Å}$	J_V	J_R	J_V/J_R	$\Delta\lambda(\frac{J}{2})$	"b"	$v_r, \text{км/с}$ (J_{\max})
1986 г.	2446...							
9.09	683,369	26,4	4,53	3,12	1,45	282	1129	—
	683,375	21,2	4,59	2,88	1,59	252	891	—
	683,376	27,2	5,10	3,65	1,40	252	1099	-46
	683,392	35,7	6,35	4,18	1,52	275	921	-49
	683,397	29,1	5,00	3,29	1,52	282	1040	-42
	683,400	32,8	5,82	3,53	1,65	267	1010	-31
среднее		28,7	5,23	3,44	1,52	268	1015	-42
								± 4
14.09	688,360	28,9	5,47	3,47	1,58	223	921	-42
	688,364	31,0	6,00	3,88	1,55	238	1010	-50
	688,367	34,0	6,56	4,10	1,60	223	847	-36
	688,378	32,5	6,10	4,00	1,52	267	891	-40
	688,381	28,3	5,71	3,15	1,81	223	802	-47
	688,384	30,7	5,82	4,00	1,46	238	802	-47
	688,392	34,7	7,00	4,24	1,65	238	668	—

Таблица 2 (продолжение)

Дата	JD	$W_{\alpha, \text{Å}}$	J_V	J_R	J_V/J_R	$\Delta\lambda(\frac{J}{2})$	"в"	$v_{r, \text{км/с}}$ (J_{max})
	688,395	36,2	7,12	4,06	1,75	223	772	-50
	688,399	35,2	7,06	4,00	1,76	208	698	-42
среднее		32,4	6,32	3,88	1,63	231	823	-44(8)
								± 2
17.09	691,336	49,6	9,59	5,23	1,83	193	891	-34
	691,341	50,5	9,59	5,18	1,85	193	951	-37
	691,346	55,6	9,59	5,70	1,68	252	1054	-40
	691,370	51,5	10,47	—	—	208	906	-39
17.09	691,375	45,5	8,59	5,10	1,68	223	921	-49
	691,379	57,0	11,00	5,59	1,97	208	921	-38
	691,392	43,1	9,23	4,47	2,06	193	—	-41
	691,394	—	—	—	—	—	—	-32
	691,397	46,8	9,20	6,00	1,53	208	891	-26
среднее		49,9	9,66	5,32	1,82	210	934	-37(9)
								± 2
21.09	695,336	38,7	7,76	4,41	1,76	223	951	-46
	695,340	37,4	7,41	4,59	1,61	252	832	-45
	695,344	40,1	7,70	4,47	1,72	252	921	-25
	695,356	35,4	7,65	4,12	1,86	178	802	-41
	695,360	40,3	7,95	4,53	1,75	223	802	-30
	695,364	36,6	7,90	—	—	208	698	-34
среднее		38,1	7,73	4,42	1,74	223	834	-37(6)
								$\pm 3,5$
24.09.86	698,323	23,1	4,71	3,29	1,43	252	936	-48
	698,328	22,1	4,47	2,82	1,51	262	965	-43
	698,333	21,0	4,41	2,71	1,63	252	876	-36
	698,344	23,2	4,47	3,00	1,49	267	1040	-25
	698,349	20,8	4,41	2,88	1,53	282	891	-37
	698,352	18,0	3,88	2,59	1,50	252	862	-44
среднее		21,4	4,39	2,88	1,52	261	928	-39(6)
								± 3
29.09.86	703,330	18,8	4,18	2,29	1,82	223	862	-42
	703,333	29,8	5,35	3,29	1,63	267	862	-21
	703,339	17,0	3,76	2,71	1,39	267	1054	-41
29.09	703,350	19,1	3,82	2,65	1,44	282	817	-32
	703,354	17,8	3,88	2,59	1,50	282	817	-30
	703,358	19,0	4,12	2,82	1,46	238	728	-20
среднее		20,2	4,18	2,72	1,54	260	857	-31(6)
								± 4
24.10	728,266	20,9	4,47	3,18	1,41	252	862	-31
	728,271	18,8	4,18	3,00	1,39	252	713	-33
24.10	728,276	20,9	4,12	2,82	1,46	252	862	-27
	728,287	26,1	4,70	—	—	238	832	-26
	728,290	18,8	4,00	2,95	1,36	252	847	-28
	728,295	23,0	4,41	3,35	1,32	282	891	-25
среднее		21,4	4,31	3,06	1,39	255	834	-28(6)
								± 1
11.11	746,244	24,9	5,35	3,59	1,49	223	861	-30
	746,248	22,2	4,76	3,29	1,45	252	832	-19
	746,253	24,5	4,82	3,29	1,46	252	965	-40

Т а б л и ц а 2 (окончание)

Дата	JD	$W_{\alpha}, \text{Å}$	J_V	J_R	J_V/J_R	$\Delta\lambda \frac{J}{2}$	"B"	$v_{r, \text{км/с}}$ (J_{max})
	746,262	23,1	4,71	3,29	1,43	252	743	-17
	746,266	22,9	5,24	3,59	1,46	208	758	-42
	746,270	20,0	4,41	3,29	1,34	238	728	-25
среднее		22,9	4,88	3,39	1,44	238	814	-30(6)
								± 4
16.11	751,229	31,9	6,12	4,00	1,53	238	995	-36
	751,234	25,9	5,24	3,29	1,59	223	906	-28
	751,238	25,7	5,41	—	—	208	965	-41
	751,247	25,5	5,35	4,18	1,28	208	891	-30
	751,250	27,2	5,59	3,35	1,67	238	951	-42
среднее		27,2	5,54	3,69	1,50	223	942	-35(5)
								± 3
18.11	753,209	24,5	4,82	3,24	1,49	252	936	-27
	753,214	25,5	4,88	3,47	1,41	252	951	-43
	753,218	24,7	4,76	3,29	1,45	282	891	-26
	753,262	26,5	5,35	3,88	1,38	267	847	-38
среднее		25,3	4,95	3,47	1,43	263	906	-34(4)
								± 4
1987 г. 22.09	2447...							
	061,407	27,8	5,30	—	—	233	1340	—
	061,411	27,0	5,35	3,7:	—	254	1120	-28
	061,414	28,9	5,45	—	—	268	985	-32
среднее		27,9	5,37	—	—	248	1148	-30(2)
								± 2
26.09	065,326	31,2	6,20	—	—	231	1040	-26
	065,332	28,5	5,75	3,70	1,56	246	925	-34
	065,335	33,6	6,85	4,48	1,53	216	1040	—
	065,343	24,7	5,20	3,40	1,53	238	1120	-31
	065,346	28,8	5,80	4,20	1,38	238	925	-36
	065,426	28,0	5,70	3,80	1,50	253	1040	-27
среднее		29,1	5,92	3,92	1,50	237	1015	-31(5)
								± 2
1989 г. 21.09	2447...							
27.09	791,324 } 797,354 }	30,5	6,1	4,0	1,52	246	895	-60(3)
25.10	825,296	—	7,10	5,60	1,27	290	1210	-71
	825,302	38,6	7,08	5,15	1,37	245	1040	-74
среднее		41,3	7,09	5,38	1,32	267	1125	-73
								± 2
29.10.89	829,255	36,2	6,70	5,20	1,29	253	892	-71
	829,259	42,8	7,92	5,35	1,48	251	1190	-67
среднее		39,5	7,31	5,28	1,38	252	1040	-69

Таблица 3

Параметры эмиссии H β

Дата	JD 2446...	W_{α} , Å	J_V	J_R	J_V/J_R	$\Delta\lambda(\frac{J}{2})$, км/с	"в", км/с	$\Delta(V-R)$, км/с
9.09.86	683,422	1,99	1,64	1,26	1,30	145	505	161
	0,434	2,21	1,63	1,25	1,31	136	538	170
14.09.86	688,417	2,83	1,80	1,30	1,38	145	470	170
	0,427	2,55	1,90	1,32	1,45	94	453	170
17.09.86	691,417	2,49	1,93	1,40	1,38	145	478	170
	0,427	2,90	1,95	1,40	1,40	162	445	205
21.09.86	695,382	2,69	1,80	1,34	1,34	130	430	162
	0,392	3,42	1,97	1,45	1,36	179	462	162
24.09.86	698,375	2,61	1,70	1,29	1,32	145	480	170
	0,390	2,60	1,80	1,32	1,36	153	515	180
29.09.86	703,382	2,45	1,65	1,34	1,23	128	525	170
	0,392	2,32	1,73	1,35	1,28	118	455	154
24.10.86	728,312	2,20	1,72	1,30	1,32	128	430	170
	0,326	2,07	1,70	1,34	1,27	128	375	161
11.11.86	746,285	3,9:	1,85	1,55	1,19	300:	402	154
18.11.86	753,229	1,77	1,61	1,32	1,22	128	462	136
1987 г.	2447...							
22.09.87	61,431	2,88	1,85	1,45	1,27	247	510	128

разом, но имеют различия по величине: H_{γ} показывает большее смещение в сторону коротких волн, чем H_{α} , в то же время лучевая скорость, определенная по H_{α} и H_{γ} оказывается в противофазе с v_r по линии HeI.

Делать какие-либо выводы из этого короткого ряда наблюдений нам представляется преждевременным. Короткие ряды наблюдений таких сильно пекулярных объектов, как Ве-звезды, трудно интерпретировать в рамках какой-либо из предлагаемых моделей.

2. Обсуждение результатов наблюдений γ CaS за 12-летний цикл с 1977 по 1989 г.

Самой примечательной особенностью Ве-звезд в видимой области спектра является переменность относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий водорода, которая до сих пор не получила однозначного объяснения.

Имея однородный ряд спектральных наблюдений γ CaS за 12 лет, мы попытались выявить возможные закономерности в поведении эмиссии, ее основных параметров (относительной интенсивности фиолетового (V) и красного (R) компонентов эмиссионных линий H_{α} и H_{β} , лучевой скорости компонентов эмиссионных линий в максимуме интенсивности и высказать суждения по их интерпретации в рамках какой-либо из предлагаемых моделей.

Следует отметить, что до сих пор в литературе не встречались анализы структуры эмиссионных профилей линий водорода в спектре γ CaS, которые показывали бы последовательно характер их переменности на длительном интервале времени.

На рис. 5 приведены наиболее характерные профили эмиссионной линии H_{α} для каждого сезона наблюдений с 1977 по 1989 г. Здесь прежде всего обращает на себя внимание переменность формы профиля: от асимметричного с сильным

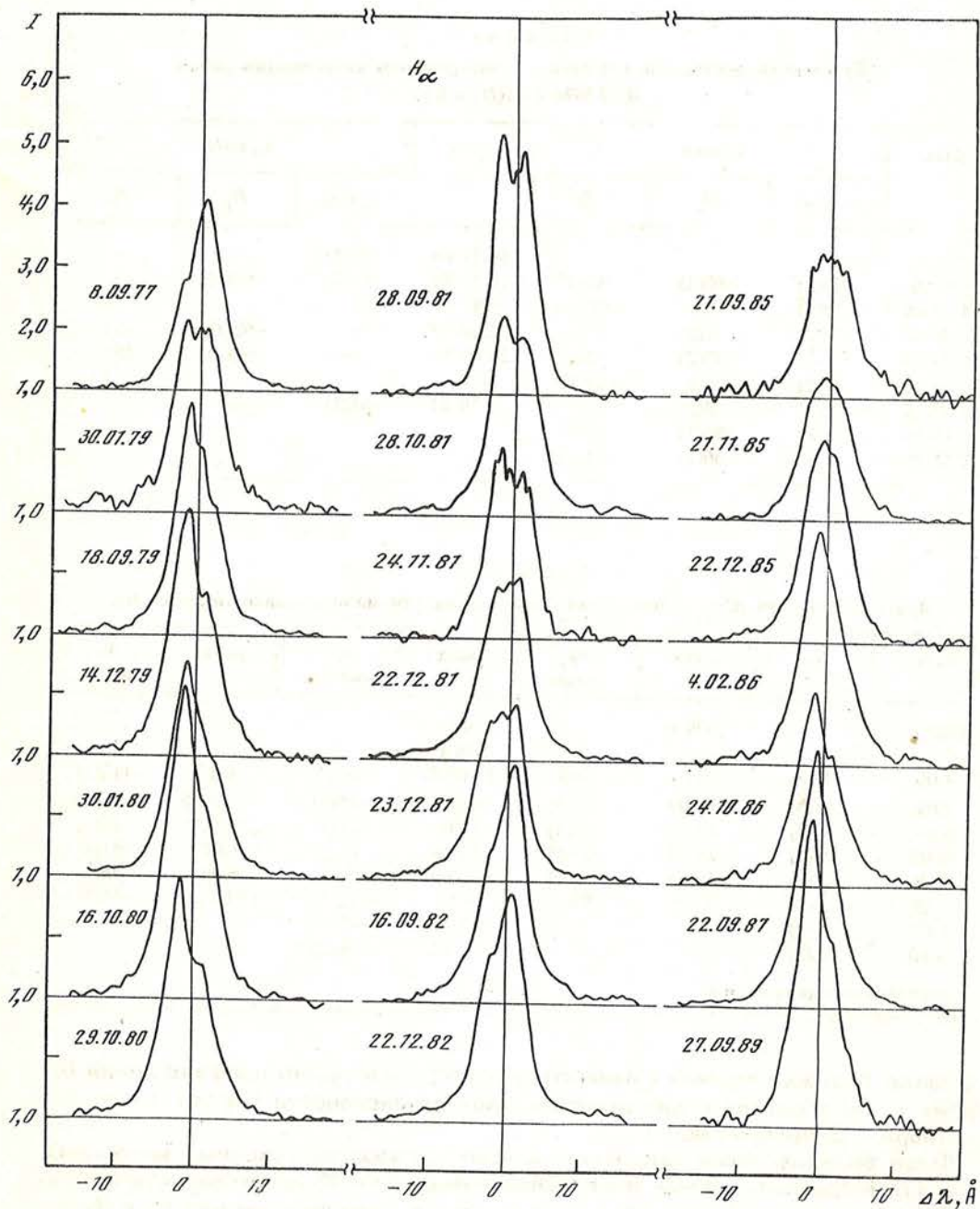


Рис. 5. Профили эмиссии в $H\alpha$ -линии в разные сезоны наблюдений с 1977 по 1989 г.

узким эмиссионным ядром, смещенным то в коротковолновую, то в длинноволновую области спектра, до профилей с четкой двухкомпонентной структурой и с куполообразной, или почти плоской вершиной. Здесь же можно последовательно проследить за изменением относительной интенсивности от $V/R > 1$ (с 29 октября 1980 г.) к $V/R < 1$ (16 сентября 1982 г.). В течение трех месяцев (28 сентября 1981 г. — 21 декабря 1981 г.) произошло изменение структуры вершины

Т а б л и ц а 4

Лучевые скорости, определенные по эмиссионным компонентам линии
HeI λ 5876 и H α (H γ и H δ)

Дата	v_r , км/с			Дата	v_r , км/с		
	λ 5876	H γ	H δ		λ 5876	H γ	H δ
1986 г.				16.11.86	-74(1)	—	—
9.09.86	-66(2)	-80(2)	-100(2)	18.11.86	-82(2)	-66(2)	—
14.09.86	-62(1)	-93(1)	-121(1)	1987 г.			
17.09.86	-74(2)	-59(2)	-71	22.09.87	—	-62(1)	-91
21.09.86	—	-65(2)	-71(1)	26.09.87	—	-61(3)	-75(1)
24.09.86	-87(2)	-68(1)	-64(1)	1989 г.			
29.09.86	-92(2)	-59(2)	—	25.10.87	-67(1)	—	—
24.10.86	-75(1)	-60(1)	-40(1)				
11.11.86	—	-66(1)	-74(1)				

Т а б л и ц а 5

Лучевые скорости γ CaS из измерений смещений максимума интенсивности линии H α

Дата	v_r , км/сек	Дата	v_r , км/сек	Дата	v_r , км/сек	Дата	v_r , км/сек
1977 г.		1979 г.		1985—			
				1986 гг.			
7.09	30(3)	30.01	-69	17.09.85	16(2)	10.12	-11*(11)
8.09	13(3)	17.09	-32(5)	21.09	-16(6)	22.12.85	-10*(8)
9.09	24(4)	18.09	-65(4)	23.09	-21(1)	22.01.86	-25(3)
10.09	25(4)	28.09	-54(6)	28.10	-10:(2)	1.02	-51(4)
15.09	13(3)	29.09	-53(8)	30.10	-32(4)	4.02	-46(3)
18.09	26(2)	1.10	-57(4)	9.11	-12(3)	17.02.86	-59(3)
21.09	15(3)			21.11	-5(7)		
10.10	36(3)			24.11	-20(2)		

* Измерялась середина линии.

профиля. Похожая картина в изменении структуры вершины профиля линии H α видна и при обратной смене относительной интенсивности V/R от < 1 к > 1 (21 сентября — 21 ноября 1985 г.).

Далее были измерены смещения сильных (резких) эмиссионных компонент линии H α и проанализирован ход изменений найденной лучевой скорости вместе с изменениями отношения V/R и интенсивности эмиссии в линиях H α и H β со временем с 1977 по 1989 г. (табл. 4).

Оценки лучевой скорости за 1979 г. (с 1 октября), 1980—1982 гг. взяты из [3, 4], а за другие годы получены впервые и приведены в табл. 2 и 5. Приведенные в табл. 5 значения исправлены за вращение Земли, в скобках приведено количество усредненных оценок. Результаты измерений относительной интенсивности V и R компонентов, лучевой скорости компонента в максимуме интенсивности и интенсивности эмиссии в линиях H α и H β с 1977 по 1989 г. показаны на рис. 6. Здесь прежде всего следует отметить наблюдавшуюся синхронность в изменениях относительной интенсивности компонентов и лучевой скорости ком-

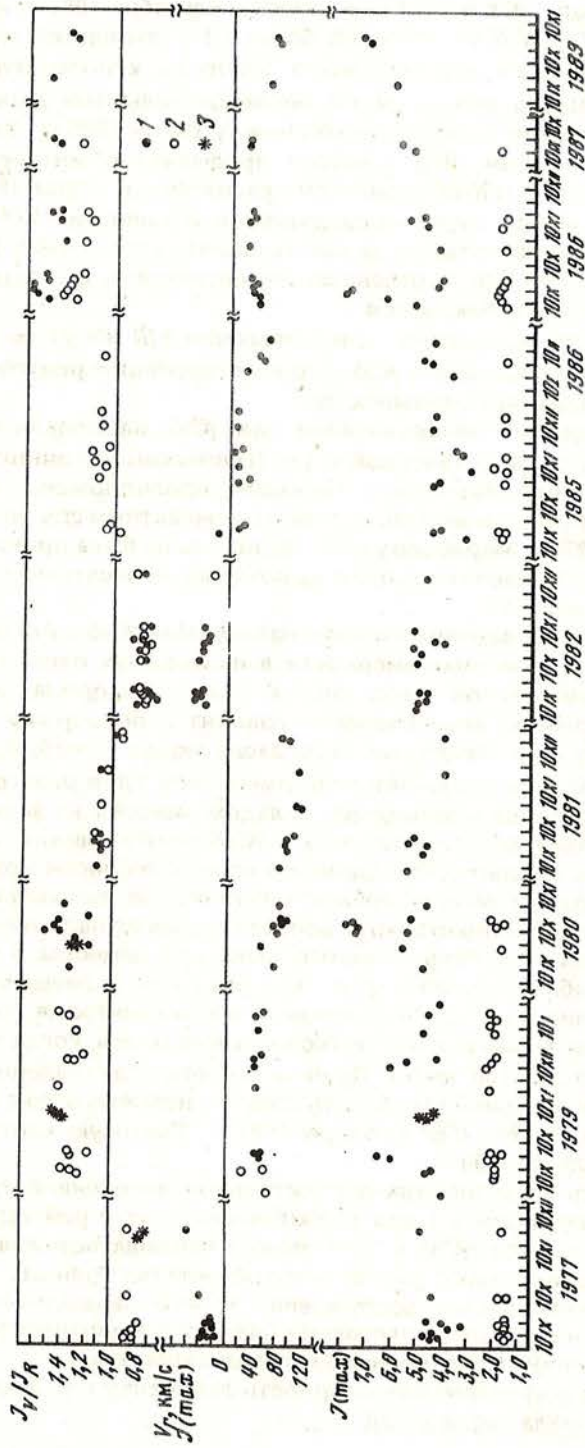


Рис. 6. Изменения относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий H_{α} (1) и H_{β} (2) (верхняя часть рисунка); (3) — по данным Дюэзон [6]

В центре рисунка — изменения лучевой скорости, найденной из измерений сильных эмиссионных компонент линии H_{α} и в нижней части рисунка показаны интенсивности эмиссионных линий H_{α} (1) и H_{β} (2) за время наблюдений с сентября 1977 г. по ноябрь 1989 г.

понента в максимуме интенсивности. За 12 лет трижды менялась относительная интенсивность V - и R -компонентов от $V/R < 1$ к $V/R > 1$ и наоборот в промежутки времени: между 1978 и 1979 г., в октябре—декабре 1981 г. и между 1981 и 1985 гг. При переходе V/R от значений больше 1 к значениям меньше 1 происходит и смена знака v_r от отрицательных значений к положительным. Продолжительность полуцикла между двумя последовательными значениями $V/R = 1$ уверенно фиксируется на участке кривой между 1981 и 1985 гг. Здесь она равна примерно четырем годам. Что касается предыдущего интервала, то согласно [6] интенсивности V - и R -компонентов сравнились к осени 1978 г. и, таким образом, интервал между двумя последующими значениями $V/R = 1$ был продолжительностью всего три года, тогда как начавшийся цикл $V/R > 1$ с 1985 г. продолжается уже четыре года, и равенства интенсивности фиолетового и красного компонентов пока не наблюдается.

Синхронные циклические изменения v_r и отношения V/R могут быть подтверждением двойственности Ве-звезды γ CaS, отождествленной с рентгеновским источником, с квазипериодом около четырех лет.

Изменения v_r и V/R , подобные обнаруженным для γ CaS, наблюдались нами ранее [7] у Ве-звезды XPer, отождествленной с рентгеновским источником, для объяснения природы которых также было высказано предположение о двойственности системы. Теоретически модель двойной с компактным спутником для γ CaS была предложена в 1978 г. Марлбороу и др. [8], но она не была принята из-за некоторых несогласий с наблюдениями, одно из которых — отсутствие строгой периодичности в изменениях V/R .

Нам представляется, что проведенный анализ наблюдений γ CaS в интервале 12 лет (1977—1989 гг.), выявленные закономерности в изменениях относительной интенсивности V - и R -компонентов эмиссионных линий водорода, лучевой скорости эмиссии в максимуме интенсивности говорят в поддержку модели, предложенной Марлбороу и др. Некоторые несогласия модели с наблюдениями, такие как отсутствие строгой периодичности в изменениях V/R в рентгеновской двойной, могут быть объяснены меняющимся вкладом эмиссии из зоны, ионизованной компактным объектом. Известно, что у γ CaS рентгеновская эмиссия переменна и не всегда она проявляется. Причиной ее переменности может быть изменение плотности материи вблизи орбиты спутника, ее эксцентricность, наклон к плоскости кольца (оболочки) вокруг Ве-звезды, а также наличие потока в системе. О наличии потока (или направленного движения вещества в системе) может говорить такой наблюдательный факт, как различие в смещениях максимума интенсивности эмиссии в длинноволновую часть спектра (в полуцикле $V/R < 1$ они не превосходят 40 км/с) и в коротковолновую (здесь, когда $V/R > 1$, v_r заметно меняется от -20 до -100 км/с). Причем, замечается тенденция увеличения смещения в коротковолновую область спектра незадолго до смены V/R от >1 к <1 , как например, в сентябре—ноябре 1981 г. Похожую картину показывают и наблюдения осени 1989 г.

Строгая периодичность в изменениях относительной интенсивности V - и R -компонентов эмиссионных линий в таких сложных системах с рентгеновскими источниками, какими являются γ CaS и XPer, может наблюдаться лишь в том случае, если вклады от Ве-звезды и от компактного объекта постоянны.

Для подтверждения приведенных рассуждений нужны дальнейшие наблюдения как в видимой, так и в ультрафиолетовой областях и изучение структуры профилей эмиссионных линий за длительные интервалы времени.

В заключение выражаю искреннюю благодарность лаборанту Н.И. Яворской за помощь в обработке материала наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Doazon V. a.a // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 182. N 1. L. 25—L. 28.
2. Галкина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981. Т. 64. С. 72—80.
3. Галкина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984. Т. 69. С. 34—39.
4. Галкина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985. Т. 72. С. 72—84.
5. Галкина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1987. Т. 77. С. 115—125.
6. Doazon V. a.a // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1984. Vol. 55. P. 1—5.
7. Галкина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986. Т. 75. С. 163—166.
8. Marlborough J.M. a.a. // Ap. J. 1978. Vol. 224. P. 157—166.

УДК 523.841

**СИМБИОТИЧЕСКАЯ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА
CI CYG. UBVR-I-ФОТОМЕТРИЯ 1989 г.**

Т.С. Белякина

Представлены *UBVR-I* фотометрические наблюдения симбиотической затменно-переменной звезды CI Cyg, выполненные в 1989 г. Полученные данные соответствуют нисходящей ветви очередного широкого минимума 855-суточных периодических колебаний блеска.

Представлена кривая блеска CI Cyg в 1965—1989 г.
Проанализирована U-кривая блеска с 1979 по 1988 г.

SYMBIOTIC ECLIPSING VARIABLE STAR CI CYG. UBVR-I-PHOTOMETRY IN 1989, by T.S. Belyakina. The results of UBVR-I-photometric observations of CI Cyg carried out in 1989 are reported. These data correspond to a descending branch of the next wide minimum of the periodic light variations (P=855.^d25). The light-curve of CI Cyg from 1965 to 1989 is presented.

The U light-curve of CI Cyg from 1979 to 1988 was analyzed.

В 1989 г. продолжены *u, b, v, r, i* фотометрические наблюдения CI Cyg [1]. Первые из них соответствуют фазе 0,75 периодических колебаний блеска ($P = 855.^d25$ [2]). Середина очередного минимума приходится на 22 октября 1989 г. Здесь и далее фазы вычислены, исходя из элементов световой кривой Уитни [2].

Результаты наблюдений переменной приведены к *UBVR-I*-системе и являются частью массива полученных нами многолетних фотометрических данных [1]. Они приведены в таблице и на рис. 1, где также нанесено несколько *U, B, V, R, I*-величин CI Cyg конца сезона 1988 г. [1]. По аналогии с фотометрическими данными 1984 и 1986 г. [1] штриховой линией воспроизведен вероятный ход кривой блеска в U-полосе в диапазоне фаз 0,6—0,75.

JD +2447000	U-B	B-V	V	V-R	V-I	JD +2447000	U-B	B-V	V	V-R	V-I
599,58	-0, ^m 23	1, ^m 44	10, ^m 85	2, ^m 03	3, ^m 91	741,31	+0,18	1,66	11,03	2,09	4,08
607,57	-0,24	1,44	10,84	2,02	3,90	744,46	+0,18	1,66	11,06	2,11	4,09
625,54	-0,23	1,41	10,93	2,05	3,96	753,31	+0,17	1,67	11,20	2,15	4,18
658,48	-0,06	1,53	10,89	2,04	3,94	757,31	+0,09	1,68	11,21	2,14	4,18
682,46	-0,09	1,52	11,02	2,06	4,02	773,26	+0,21	1,69	11,22	2,14	4,20
693,38	+0,02	1,56	10,94	2,08	3,99	784,25	+0,12	1,68	11,31	2,16	4,24
698,38	+0,08	1,60	11,00	2,07	4,04	789,24	+0,09	1,66	11,37	2,26	4,27
703,44	-0,01	1,58	11,04	2,10	4,08	797,23	+0,02	1,62	11,45	2,20	4,31
705,46	-0,03	1,56	11,06	2,09	4,07	814,24	+0,01	1,63	11,48	2,21	4,33
712,46	-0,05	1,56	11,18	2,14	4,15	825,20	+0,11	1,66	11,34	2,17	4,26
718,45	-0,06	1,57	11,22	2,14	4,18	830,18	+0,17	1,69	11,26	2,15	4,21
726,46	0,00	1,64	11,16	2,12	4,14	852,15	+0,02	1,62	11,38	2,20	4,28
732,45	+0,11	1,64	11,07	2,11	4,09	872,15	-0,21	1,50	11,47	2,22	4,30

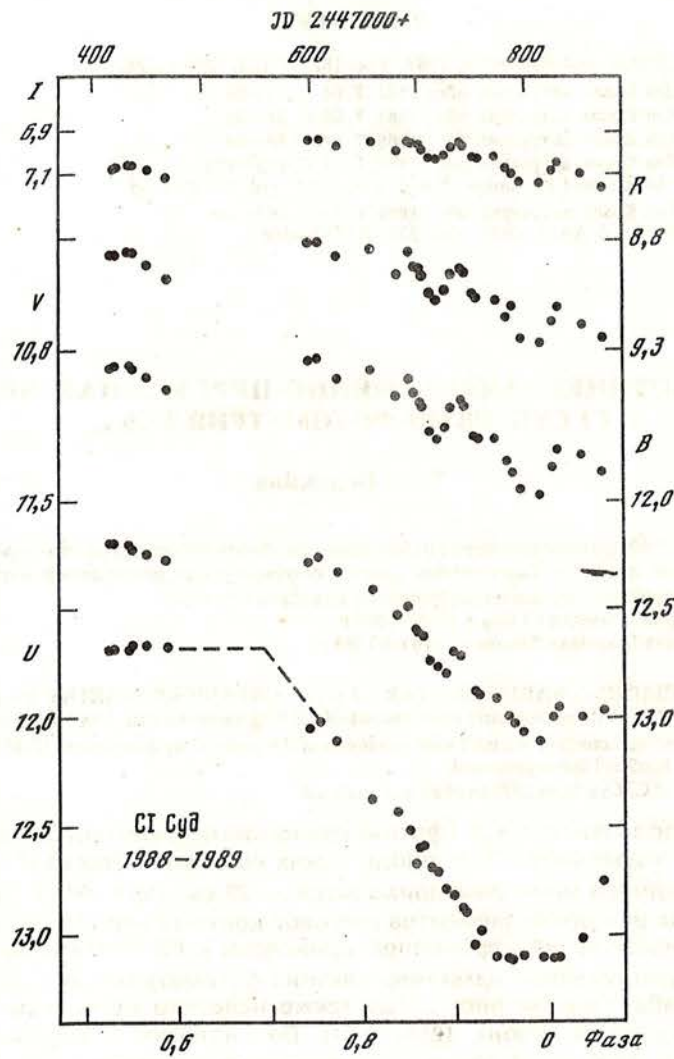


Рис. 1. UBVR-I-кривые блеска CI Cyg в конце 1988 и в 1989 г.

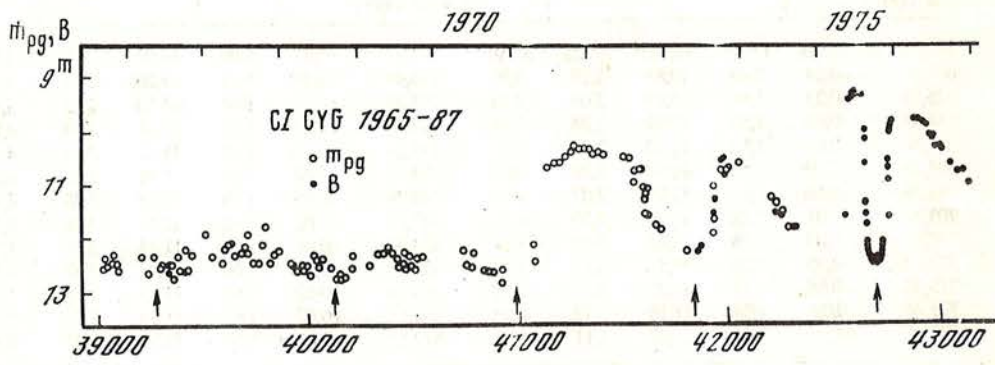


Рис. 2. Кривая блеска CI Cyg 1965—1989 г.

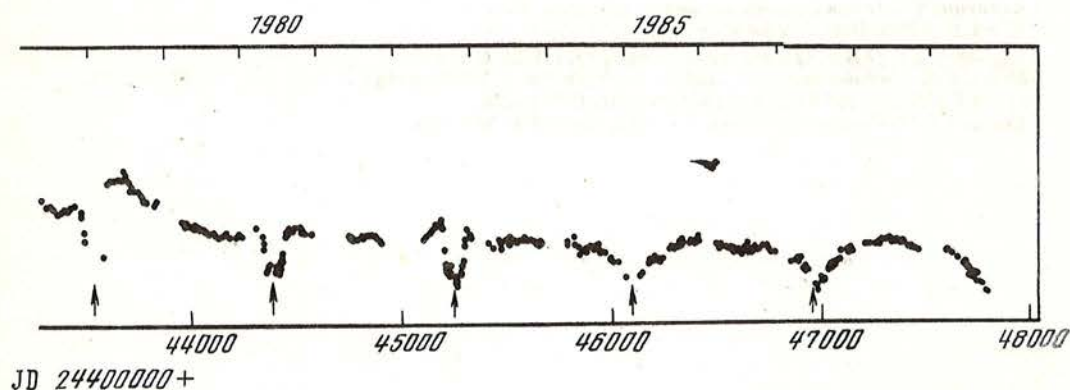
Как видим, фотометрическое поведение CI Cyg в 1989 г., в основном, не отличается от наблюдаемого ранее в 1984—1987 г. Наступивший минимум широкий. На *I*-, *R*-, *V*-кривых ($JD\ 2447690-750$) видны относительно быстрые флуктуации, обусловленные собственной переменностью холодного компонента. Однако есть и некоторые отличия. Впервые хорошо видна плоская часть *U*-кривой блеска вблизи фазы 0,0. Блеск переменной в *U*-полосе в это время на $0,^m2$ слабее по сравнению с предыдущим минимумом 1987 г.

На рис. 2 изображена кривая блеска CI Cyg в 1965—1989 гг., построенная по известным фотографическим m_{pg} и фотоэлектрическим *B*-величинам. При этом за основу взята кривая блеска переменной 1965—1981 гг. [3] и дополнена результатами наблюдений 1982—1989 гг. [1]. Таким образом, можно проследить фотометрическое поведение CI Cyg в течение последних 25 лет. Этот период чрезвычайно интересен, поскольку в 1971—1981 гг. она находилась в наиболее активном состоянии за всю почти вековую историю наблюдений.

Из рис. 2 хорошо видно, что узкие минимумы, появившиеся после вспышки 1975 г., по мере ослабления общего блеска переменной становятся менее глубокими и исчезают. Вместо них появляются широкие. Некоторый анализ этого явления выполнен в [1]. Здесь мы его продолжим, сопоставляя графически на рис. 3 *U*-кривые блеска четырех следующих один за другим периодов, а именно 1979—1981 (1), 1981—1983 (2), 1984—1986 (3), 1986—1988 (4) гг. В первых двух наблюдались узкие минимумы, в двух других широкие. Для упрощения рисунка центральные части (фазы 0,93—0,05) узких минимумов 1980 (1) и 1982 (2) г. не нанесены. Как видим, все кривые блеска на рис. 3 показывают понижение в фазе 0,8 по сравнению с фазами 0,5—0,7 и в фазе 0,2 по сравнению с фазами 0,3—0,5. Исключение составляет 1981 г. (1), где величины в фазах 0,4—0,5 на $0,^m15$ слабее среднего уровня, определенного по остальным трем периодам.

В 1980 (1) и 1982 г. (2) в фазе 0,9 блеск увеличивается, затем следует узкий минимум и далее повышение блеска в фазе 0,1.

Такое поведение CI Cyg можно объяснить, пользуясь следующей качественной моделью двойной звезды: холодный гигант, заполняющий полость Роша, и горячий компонент, окруженный аккреционным диском. Подобные предположения были высказаны и другими исследователями этой переменной [4—6]. В нашей модели мы предполагаем, что аккреционный диск сравним по размерам с холодным компонентом и на его краю располагается яркое пятно малых размеров, видимое лишь в фазах 0,85—0,9 и 0,1—0,15. Яркость пятна со временем уменьшается и к 1985 г. оно не выделяется на фоне диска. Итак, при орбитальном движении холодный компонент начинает закрывать аккреционный диск и мы видим понижение блеска в фазе 0,8. В 1980 и 1982 г., когда пятно на краю диска достаточно яркое, в фазе 0,9 видим увеличение блеска переменной, обусловленное



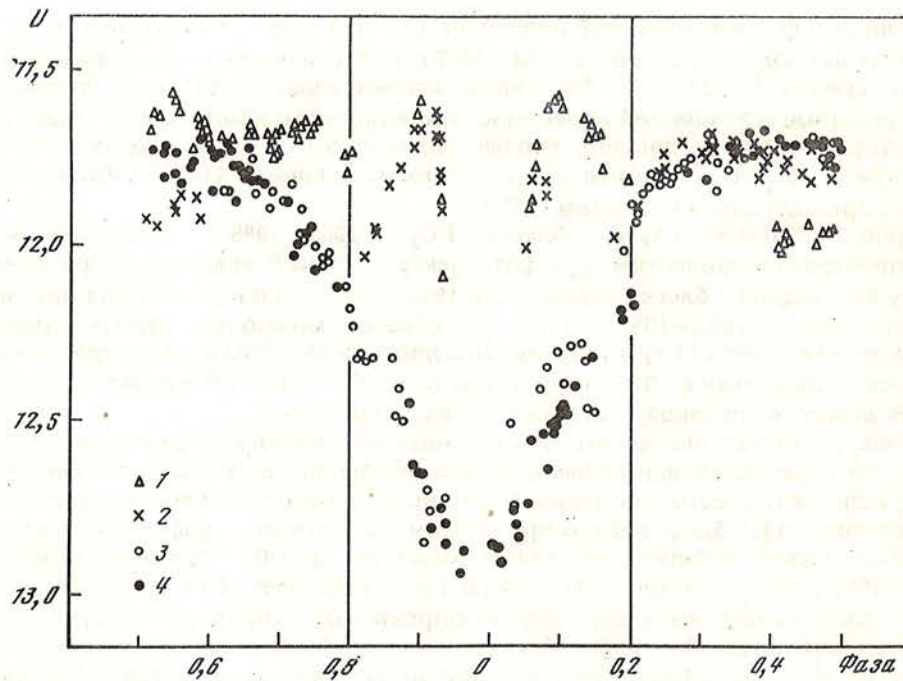


Рис. 3. Сопоставление U -кривых блеска для четырех периодов ($P = 855,25^{\alpha}$)

1 — наблюдения 1979—1981 гг., 2 — наблюдения 1981—1983 гг., 3 — наблюдения 1984—1986 гг., 4 — наблюдения 1986—1988 гг.

именно этим пятном. Затем холодный компонент закрывает пятно и наблюдается узкий минимум. Но если это пятно ослабевает настолько, что не выделяется на фоне аккреционного диска, тогда узкий минимум исчезает и появляется широкий.

Пользуясь этой моделью, мы определили цветовые характеристики пятна. Оказалось, что по показателями цвета ($U-V$) и ($B-V$) оно близко абсолютно черному телу с $T_C = 9 \cdot 10^3$ К.

В заключение автор приносит глубокую благодарность Р.Е. Гершбергу за полезное обсуждение, Т.К. Ефановой и В.Т. Жоголевой за помощь в подготовке иллюстративного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белякина Т.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обс. 1991. Т. 83.
2. Aller L.H. // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1954. Vol. 9. N 11.
3. Белякина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983. Т. 68. С. 108—114.
4. Stencel R.E., Michalitsianos A.G., Kafatos M., Boyarchuk A.A. // Astrophys. J. 1982. Vol. 253. PL77—L82.
5. Lijima T. // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 116. P. 210—216.
6. Kenyon S.J., Webbink R.F. // Astrophys. J. 1984. Vol. 279. P. 252—283.

**ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
СИМБИОТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ
Z AND, AG REG и V443 HER В 1980-х гг.**

Т.С. Белякина

Приведены UBVR-измерения, выполненные для Z AND в 1981—89 гг., для AG Peg в 1980—1989 гг. и для V443 Her в 1988—89 гг.

THE PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE SYMBIOTIC VARIABLES Z AND, AG PEG AND V443 HER IN THE EIGHTIES, by T.S. Belyakina. The results of UBVR-observations of Z And, AG Peg and V443 Her obtained in 1981—1989, 1980—1989 and 1988—1989, respectively, are reported.

В Крымской астрофизической обсерватории в 1960-х гг. была проведена UBVR-фотометрия некоторых симбиотических звезд, в том числе Z And и AG Peg [1, 2]. В начале 1980-х гг. были возобновлены фотометрические наблюдения двух из них, а именно Z And [1] и AG Peg [2], сначала на 64-см менисковом телескопе в системе UBVR, а затем на 125-см рефлекторе АЗТ-11 в UBVR-системе.

В 1986 г. часть измерений, выполненных на 64-см телескопе по 1984 г. включительно, опубликована в [3]. Однако появление новых UBVR-данных, новых, более точных по сравнению с определениями 1960-х гг., U, B, V, R, I -величин звезд сравнения сделало необходимым пересмотр результатов, опубликованных в [3]. Поэтому далее представлены сведенные в единую цветовую систему все измерения, полученные нами для Z And и AG Peg в 1980-х гг. Чтобы их сравнить с результатами наблюдений 1960-х гг. [1, 2], необходимо последние исправить за разность U, B, V -величин звезд сравнения. Что же касается симбиотической звезды V443 Her, то до 1988 г. были известны лишь немногочисленные разрозненные определения значений блеска как в UBVR, так и в более длинноволновых системах [4—6]. По-видимому, публикуемые ниже результаты UBVR-измерений первые, позволяющие детально рассмотреть переменность V443 Her.

Z And является одной из наиболее известных среди симбиотических звезд и наиболее активной в фотометрическом отношении. Изменения ее блеска прослежены с конца прошлого века и до наших дней [3, 7]. Отсюда известно, что характерной особенностью ее кривой блеска является чередование активного и относительно спокойного состояний. В первом случае видны волнообразные колебания с амплитудами от $1,^m5$ до 3^m . Во втором случае видны квазипериодические флуктуации с амплитудами не более $1,^m0$. Характерные времена переменности в обоих случаях сопоставимы и составляют несколько сотен дней. Продолжительность каждого из состояний 5—10 лет.

Начало наших наблюдений совпало с окончанием периода относительного покоя Z And, продолжавшегося около 10 лет (1974—1983 гг.). звездой сравнения была BD+48°4090 ($U-B = -0,^m01$, $B-V = +0,^m39$, $V = 9,^m07$, $V-R = 0,^m37$, $V-I = 0,^m64$). Результаты наблюдений представлены в табл. 1 и на рис. 1.

Как видим, весной 1984 г. зарегистрирован конец новой вспышки. Поэтому можно указать лишь нижнюю границу амплитуд ($\Delta U < 2,^m5$, $\Delta B < 1,^m7$, $\Delta V < 1,^m4$, $\Delta R < 0,^m8$, $\Delta I < 0,^m3$). Осенью 1985 г. полностью зафиксирована очередная более мощная вспышка ($\Delta U = 3,^m4$, $\Delta B = 2,^m3$, $\Delta V = 2^m$, $\Delta R = 1,^m0$, $\Delta I = 0,^m3$). Следующее увеличение блеска 1988—1989 гг. невелико и больше напоминает по амплитуде колебание относительно спокойного состояния.

AG Peg одна из наиболее ярких и также известных симбиотических звезд. В последнее время ее относят к группе симбиотических Новых. В эту группу входят такие симбиотические звезды, у которых в течение длительного периода

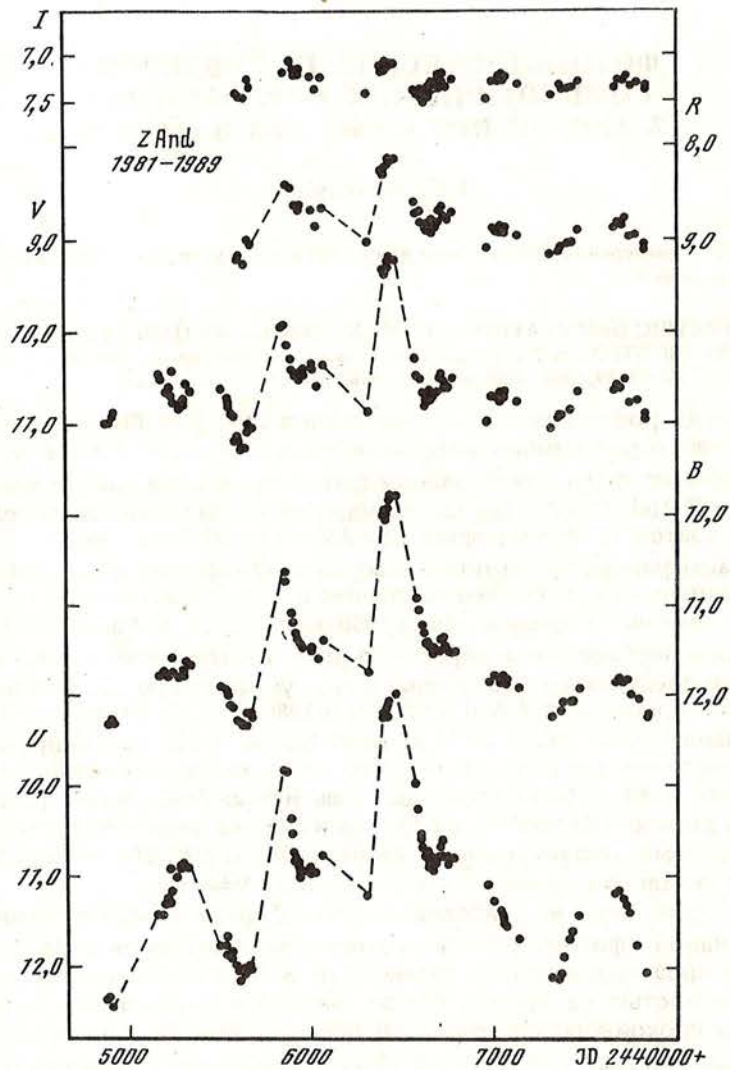


Рис. 1 Кривые блеска Z And

Таблица 1

JD 2440000+	U-B	B-V	V	V-R	V-I	JD 2440000 +	U-B	B-V	V	V-R	V-I
4870,32	+0 ^m ,05	1, ^m 32	10, ^m 98			211,47	-0,49	1,16	10,59		
877,32	+0,08	1,29	10,97			225,35:	-0,67	1,16	10,41		
898,27	—	—	10,90			230,32	-0,57	1,01	10,72		
902,24	+0,15	1,42	10,88			257,33	-0,79	0,98	10,81		
5147,48	-0,35	1,32	10,44			281,23	-0,85	0,98	10,77		
171,51	-0,31	1,22	10,50			283,23	-0,83	0,99	10,74		
195,44	-0,46	1,10	10,64			285,24	-0,85	1,00	10,71		
196,43	-0,50	1,13	10,64			299,23	-0,74	1,06	10,54		
204,42	-0,53	1,10	10,67			326,22	-0,72	1,02	10,62		

Т а б л и ц а 1 (окончание)

<i>JD</i> 2440000+	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>	<i>JD</i> 2440000 +	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>
490,49	-0,13	1,28	10,60			424,24	-0,71	0,53	9,25	1,09	2,15
523,46	-0,19	1,23	10,70			460,20	-0,79	0,57	9,19	1,08	2,11
528,47	-0,32	1,22	10,74			569,51	-0,95	0,61	10,27	1,71	2,90
530,44	-0,11	1,19	10,77			583,48	-0,81	0,58	10,45	1,79	3,06
552,44	-0,20	1,22	10,87			600,51	-0,64	0,68	10,50	1,84	3,15
553,47	-0,21	1,22	10,88			602,48	-0,62	0,67	10,51	1,84	3,15
562,43	-0,29	1,22	10,90			613,45	-0,62	0,64	10,64	1,85	3,22
578,32	-0,30	1,14	11,12			624,41	-0,64	0,62	10,78	1,92	3,29
582,38	-0,27	1,10	11,16			634,46	-0,62	0,64	10,76	1,89	3,30
589,39	-0,25	1,09	11,17	1, ^m 99	3, ^m 76	638,47	-0,68	0,69	10,72	1,88	3,29
590,46	-0,24	1,09	11,18	2,01	3,75	644,48	-0,58	0,80	10,66	1,85	3,27
591,43	-0,26	1,08	11,20	2,01	3,76	650,46	-0,61	0,79	10,65	1,85	3,29
5605,26	-0 ^m ,17	1, ^m 04	11, ^m 27			658,40	-0,60	0,82	10,61	1,84	3,28
619,27	-0,26	1,03	11,27			661,40	-0,61	0,81	10,71	1,82	3,28
624,34	-0,30	1,06	11,26	2, ^m 02	3, ^m 79	667,55	-0,67	0,81	10,64	1,87	3,30
637,25	-0,13	1,12	11,06			671,46	-0,62	0,83	10,63	1,83	3,32
646,24	-0,17	1,21	10,98	1,97	3,70	672,46	-0,65	0,83	10,63	1,84	3,33
663,22	-0,22	1,18	11,01	1,97	3,65	682,40	-0,67	0,83	10,64	1,83	3,32
664,22	-0,22	1,20	11,02			703,34	-0,71	0,86	10,62	1,84	3,27
826,56	—	—	9,93			705,44	-0,69	0,86	10,49	1,83	3,26
846,50	-0,80	0,71	9,90			720,26	-0,76	0,90	10,43	1,82	3,23
850,49	-0,89	0,59	10,12	1,73	2,92	727,28	-0,71	0,91	10,52	1,81	3,23
881,46	-0,72	0,78	10,29	1,78	3,13	739,24	-0,76	0,89	10,59	1,83	3,26
884,45	-0,67	0,79	10,39			749,21	-0,64	0,90	10,59	1,83	3,26
907,47	-0,58	0,86	10,44	1,83	3,28	6780,18	-0, ^m 72	1, ^m 00	10, ^m 49	1, ^m 82	3, ^m 22
913,48	-0,59	0,86	10,46	1,84	3,23	971,50	-0,75	0,84	10,97	1,89	3,50
914,41	—	—	10,46			997,44:	-0,52	1,06	10,68	1,82	3,40
915,40	-0,55	0,91	10,45			7013,40	-0,51	1,08	10,70	1,82	3,42
924,46	-0,58	0,88	10,50	1,84	3,29	039,37	-0,46	1,08	10,73	1,83	3,49
933,50	-0,55	0,96	10,46	1,85	3,30	047,41	-0,39	1,11	10,65	1,81	3,43
938,36	-0,47	1,01	10,42			053,38	-0,38	1,12	10,70	1,80	3,45
941,38	-0,50	1,05	10,40			063,37	-0,34	1,12	10,71	1,80	3,44
947,43	-0,55	1,01	10,45	1,83	3,29	073,27	-0,28	1,15	10,64	1,79	3,41
952,44	-0,54	1,00	10,45	1,71	3,18	143,21	-0,20	1,14	10,75	1,81	3,43
994,27	-0,50	1,12	10,33			320,49	-0,11	1,17	11,04	1,87	3,60
995,37	-0,57	1,04	10,39	1,73	3,14	362,49	-0,05	1,24	10,92	—	—
6025,33	-0,64	0,99	10,57	1,74	3,20	370,48	-0,07	1,23	10,90	1,80	3,58
062,22	-0,63	1,03	10,34	1,70	3,08	379,34	-0,20	1,16	10,89	1,83	3,51
305,30	-0,53	0,86	10,85	1,85	3,44	421,30	-0,37	1,20	10,84	1,82	3,48
388,33	-0,74	0,63	9,34	1,10	2,20	433,30	-0,46	1,20	10,84	1,83	3,49
390,30	-0,76	0,62	9,30	1,10	2,19	468,22	-0,51	1,26	10,65	1,78	3,36
391,25	-0,79	0,62	9,35	1,12	2,17	658,52	-0,66	1,19	10,64	1,78	3,29
6394,28	0, ^m 76	0, ^m 64	9, ^m 34	1, ^m 09	2, ^m 21	682,48	-0,64	1,21	10,57	1,77	3,31
400,31	-0,74	0,61	9,35	1,07	2,17	705,49	-0,61	1,23	10,61	1,78	3,33
410,16	-0,78	0,62	9,27	1,08	2,16	726,50	-0,51	1,30	10,51	1,76	3,30
413,24	-0,59	0,57	9,23	1,04	2,09	744,50	-0,59	1,20	10,77	1,82	3,44
419,29	-0,72	0,59	9,17	1,03	2,11	784,27	-0,27	1,27	10,73	1,80	3,44
421,17	-0,71	0,55	9,21	1,06	2,11	825,24	-0,19	1,29	10,95	1,85	3,58
						830,21	-0,14	1,30	10,89	1,85	3,57

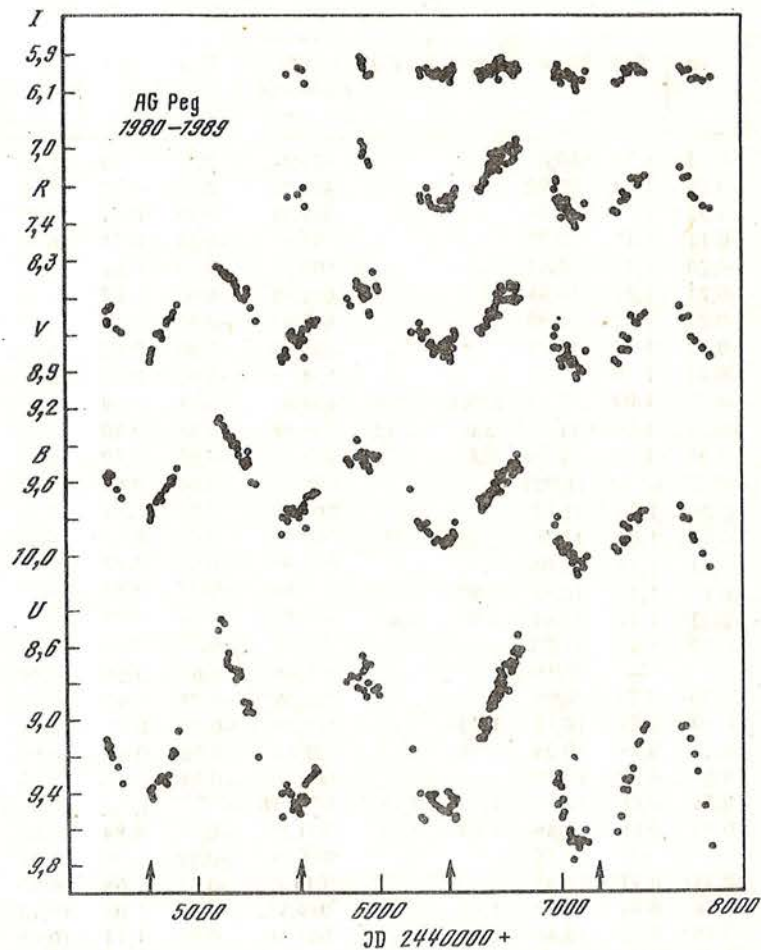


Рис. 2. Кривые блеска AG Peg (стрелками указаны моменты минимумов согласно [3]).

наблюдений зафиксирована лишь одна вспышка ($\Delta m \leq 6^m$) и по кривой блеска они напоминают медленные новые. Примером здесь могут быть V 1016 Cyg и HM Sge.

У AG Peg такая вспышка произошла в середине прошлого века. С тех пор она медленно ослабевает. Уже в конце 1920-х гг. на фоне медленного падения обнаружены волнообразные колебания блеска [8]. И в наши дни сохраняется подобный характер переменности AG Peg.

Наблюдения 1980-х гг. выполнены с теми же звездами сравнения, что и в 1960-х гг. Ниже представлены их величины и показатели цветов.

Звезда сравнения	U-B	B-V	V	V-R	V-I
BD + 12°4704	0, ^m 06	0, ^m 48	8, ^m 74	0, ^m 42	0, ^m 69
BD + 11°4681	0,81	1,03	8,18	0,76	1,34

Результаты наших наблюдений приведены в табл. 2 и на рис. 2.

Как видим, в 1980—1989 гг. действительно сохранился характер ее переменности. Скорость общего падения блеска в V-полосе та же, что и ранее ($\approx 0,^m04$ / год) [3]. Амплитуда колебаний увеличивается с уменьшением длины

Таблица 2

<i>JD</i> 2440000+	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>	<i>JD</i> 2440000 +	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>
4514,29	-0, ^m 46	1, ^m 00	8, ^m 57			528,43	-0,27	1,04	8,70		
521,26	-0,44	0,96	8,64			530,42	-0,28	1,04	8,72		
523,26	-0,43	0,94	8,64			552,41	-0,30	1,04	8,73		
525,27	-0,42	0,96	8,62			553,44	-0,28	1,05	8,72		
530,25	-0,40	0,99	8,56			562,41	-0,26	1,06	8,72		
533,25	-0,37	1,01	8,55			563,46	-0,36	1,03	8,76	1,51	2,79
539,25	-0,35	1,02	8,54			578,34	-0,27	1,04	8,70		
570,14	-0,37	0,97	8,67			5582,35	-0, ^m 28	1, ^m 05	8, ^m 70		
599,20	-0,33	1,00	8,69			584,32	-0,28	1,06	8,68		
751,49	-0,42	0,97	8,84			589,32	-0,29	1,05	8,67		
757,49	-0,34	0,94	8,80			593,37	-0,39	1,02	8,73	1, ^m 52	2, ^m 75
762,46	-0,39	0,99	8,78			597,39	-0,40	1,03	8,82	1,51	2,77
763,49	-0,33	0,96	8,79			605,28	-0,34	1,01	8,67		
765,49	-0,32	0,98	8,78			619,24	-0,35	1,04	8,63		
789,44	-0,36	1,01	8,70			637,22	-0,36	1,04	8,63		
799,48	-0,36	0,99	8,70			646,22	-0,38	1,01	8,64		
806,43	-0,36	0,98	8,71			664,15	-0,37	1,04	8,62		
813,41	-0,35	0,98	8,69			826,54	-0,67	0,96	8,51		
819,40	-0,36	0,98	8,72			846,46	-0,74	0,95	8,55		
836,33	-0,28	1,00	8,64			881,43	-0,63	1,05	8,41		
849,38	-0,31	1,00	8,62			884,42	-0,60	0,93	8,44		
870,29	-0,37	0,98	8,60			905,44	-0,79	0,99	8,45	1,49	2,54
873,31	-0,42	0,99	8,61			913,45	-0,78	1,02	8,49	1,45	2,54
877,28	-0,38	0,99	8,58			914,39	-0,65	1,05	8,44		
898,20	-0,45	0,98	8,54			918,42	-0,79	1,00	8,51	1,50	2,54
5117,49	-0,76	0,94	8,33			924,43	-0,79	1,00	8,48	1,50	2,55
134,45	-0,80	0,92	8,33			938,32	-0,56	0,99	8,45		
147,44	-0,82	0,93	8,36			941,34	-0,71	1,02	8,49		
163,43	-0,66	0,96	8,37			947,38	-0,84	0,95	8,58	1,51	2,57
164,43	-0,62	0,96	8,36			953,37	-0,84	0,94	8,60	1,51	2,59
5171,49	-0, ^m 72	0, ^m 98	8, ^m 37			969,30	-0,61	1,09	8,36		
191,36	-0,65	0,98	8,39			994,25	-0,65	1,03	8,44		
195,40	-0,63	0,95	8,40			6000,27	-0,59	1,00	8,46		
196,40	-0,64	0,96	8,40			182,54	-0,57	1,05	8,69		
204,38	-0,68	1,00	8,40			224,43	-0,50	1,17	8,64		
211,41	-0,62	0,99	8,41			230,46	-0,29	1,15	8,68	1,43	2,70
220,32	-0,64	0,96	8,43			240,49	-0,30	1,13	8,72	1,42	2,71
224,32	-0,65	0,97	8,44			6274,43	0, ^m 40	1, ^m 13	8, ^m 69	1, ^m 48	2, ^m 72
232,36	-0,72	0,97	8,48			284,42	-0,43	1,11	8,76	1,50	2,77
257,29	-0,59	0,98	8,51			285,43	-0,46	1,13	8,75	1,46	2,75
265,28	-0,55	1,00	8,51			288,35	-0,43	1,11	8,77	1,48	2,77
281,21	-0,54	1,04	8,45			305,29	-0,45	1,12	8,81	1,49	2,80
283,21	-0,52	0,97	8,46			329,31	-0,42	1,13	8,78	1,46	2,79
285,22	-0,51	0,99	8,48			345,29	-0,41	1,16	8,76	1,48	2,76
299,21	-0,64	1,15	8,55			357,26	-0,44	1,13	8,82	1,49	2,77
326,19	-0,40	0,99	8,62			370,25	-0,41	1,15	8,77	1,49	2,77
465,52	-0,25	0,97	8,82			380,18	-0,39	1,17	8,73	1,47	2,74
466,50	-0,47	1,04	8,84			388,24	-0,39	1,14	8,77	1,49	2,77
490,46	-0,38	0,96	8,78			390,25	-0,44	1,12	8,80	1,51	2,78
498,49	-0,41	0,99	8,82	1, ^m 56	2, ^m 82	394,24	-0,44	1,11	8,82	1,49	2,80
516,38	-0,35	1,06	8,70			400,26	-0,49	1,07	8,85	1,53	2,80
523,42	-0,25	1,06	8,69			410,15	-0,44	1,13	8,78	1,47	2,78
526,47	-0,28	1,06	8,68								

Таблица 2 (окончание)

JD 2440000+	U-B	B-V	V	V-R	V-I	JD 2440000 +	U-B	B-V	V	V-R	V-I
413,20	-0,40	1,14	8,73	1,50	2,77	780,16	-0,92	1,03	8,51	1,51	2,53
419,24	-0,34	1,20	8,69	1,46	2,70	971,48	-0,49	1,12	8,72	1,50	2,73
421,16	-0,35	1,17	8,72	1,46	2,74	6975,43	0, ^m 45	1, ^m 15	8, ^m 78	1, ^m 50	2, ^m 76
424,20	-0,37	1,12	8,70	1,49	2,71	979,48	-0,45	1,13	8,67	1,50	2,70
552,53	-0,59	1,02	8,68	1,46	2,69	982,44	-0,48	1,12	8,67	1,49	2,72
567,49	-0,69	1,05	8,69	1,46	2,67	997,43	-0,53	1,13	8,78	1,51	2,78
569,50	-0,74	1,06	8,70	1,48	2,67	7001,47	-0,41	1,12	8,84	1,54	2,81
581,50	-0,60	1,05	8,66	1,47	2,65	004,44	-0,49	1,11	8,83	1,51	2,81
583,47	-0,60	1,03	8,66	1,48	2,67	013,39	-0,47	1,11	8,88	1,50	2,83
588,47	-0,65	1,07	8,66	1,48	2,66	039,34	-0,32	1,18	8,77	1,49	2,78
599,50	-0,68	1,07	8,62	1,48	2,63	042,37	-0,30	1,17	8,81	1,47	2,80
601,46	-0,66	1,09	8,63	1,49	2,64	047,38	-0,34	1,15	8,81	1,50	2,80
612,46	-0,71	1,08	8,58	1,49	2,61	052,41	-0,35	1,17	8,84	1,49	2,83
618,48	-0,76	1,08	8,60	1,48	2,62	057,33	-0,35	1,16	8,85	1,51	2,83
622,45	-0,76	1,06	8,59	1,49	2,61	063,36	-0,27	1,18	8,87	1,49	2,86
6625,49	0, ^m 77	1, ^m 06	8, ^m 61	1, ^m 49	2, ^m 61	072,36	-0,32	1,16	8,84	1,50	2,83
628,47	-0,75	1,05	8,61	1,58	2,62	082,32	-0,37	1,17	8,87	1,51	2,85
630,38	-0,73	1,06	8,60	1,48	2,61	086,32	-0,40	1,16	8,93	1,52	2,87
634,42	-0,70	1,03	8,58	1,47	2,60	091,26	-0,39	1,16	8,95	1,52	2,86
638,44	-0,76	1,06	8,56	1,49	2,59	111,28	-0,37	1,15	8,89	1,52	2,86
643,46	-0,72	1,07	8,54	1,47	2,57	126,21	-0,45	1,16	8,91	1,53	2,87
649,42	-0,75	1,08	8,52	1,47	2,55	143,19	-0,32	1,21	8,80	1,50	2,81
652,40	-0,76	1,08	8,48	1,46	2,53	300,50	-0,33	1,12	8,84	1,51	2,79
658,38	-0,73	1,10	8,49	1,45	2,56	320,47	-0,43	1,12	8,86	1,51	2,80
660,36	-0,75	1,09	8,49	1,45	2,54	338,43	-0,53	1,13	8,79	1,50	2,75
665,40	-0,80	1,06	8,52	1,47	2,54	353,47	-0,50	1,13	8,71	1,47	2,73
667,50	-0,81	1,06	8,60	1,48	2,57	362,47	-0,54	1,14	8,79	—	—
668,44	-0,83	1,06	8,52	1,47	2,55	370,47	-0,58	1,13	8,79	1,51	2,79
671,44	-0,76	1,07	8,51	1,45	2,55	379,32	-0,53	1,13	8,73	1,47	2,73
672,39	-0,76	1,08	8,51	1,44	2,55	395,34	-0,51	1,19	8,60	1,45	2,65
679,46	-0,76	1,10	8,46	1,44	2,53	421,29	-0,65	1,16	8,64	1,47	2,67
682,33	-0,77	1,09	8,45	1,44	2,51	433,29	-0,66	1,15	8,64	1,47	2,65
690,39	-0,84	1,07	8,47	1,47	2,51	7436,28	0, ^m 68	1, ^m 16	8, ^m 65	1, ^m 45	2, ^m 65
710,26	-0,76	1,09	8,52	1,44	2,55	450,26	-0,70	1,16	8,61	1,45	2,62
720,25	-0,82	1,10	8,43	1,44	2,47	468,20	-0,72	1,17	8,59	1,45	2,59
727,25	-0,83	1,08	8,43	1,43	2,47	658,51	-0,68	1,20	8,55	1,45	2,58
730,31	-0,80	1,08	8,45	1,43	2,48	682,47	-0,74	1,18	8,62	1,46	2,63
739,22	-0,86	1,05	8,52	1,45	2,53	705,48	-0,69	1,20	8,61	1,46	2,63
749,20	-0,92	1,03	8,52	1,46	2,52	726,48	-0,70	1,18	8,72	1,47	2,69
750,21	-0,87	1,03	8,53	1,47	2,52	744,49	-0,62	1,18	8,74	1,48	2,71
753,20	-0,92	1,03	8,51	1,49	2,50	784,26	-0,51	1,22	8,78	1,47	2,74
759,20	-0,86	1,04	8,46	1,47	2,50	825,23	-0,36	1,25	8,82	1,49	2,79
761,16	-0,92	1,02	8,44	1,49	2,47						

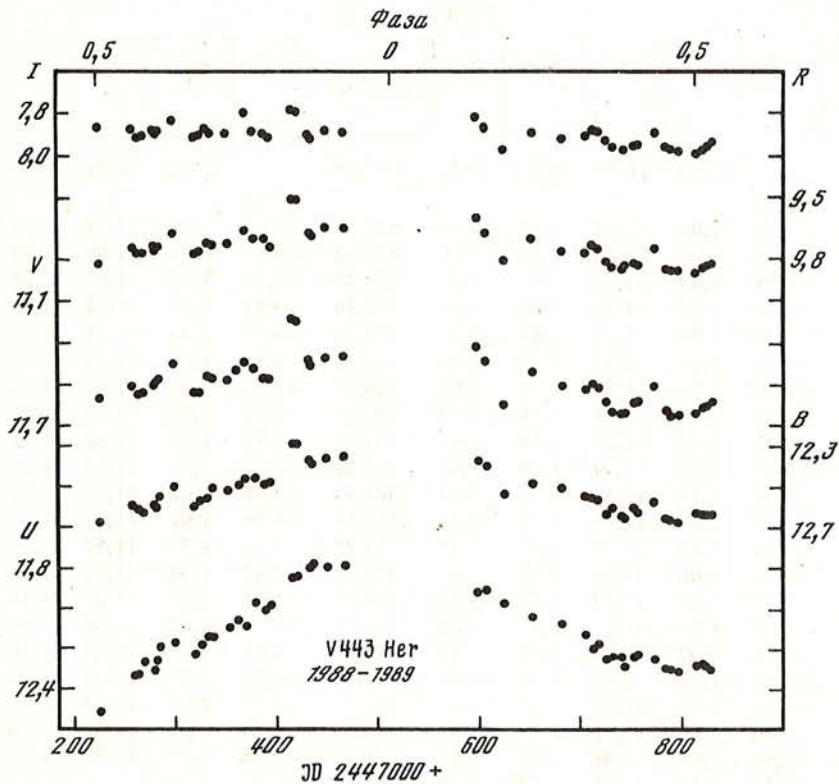


Рис. 3. Кривые блеска V443 Her

волны полосы пропускания. В *I*-полосе она составляет $0,^m15$, а в *U*-полосе близка к $1,^m0$.

V443 Her впервые описана как симбиотическая в 1958 г. [4]. Ранее сказано, что до сих пор опубликованы лишь разрозненные оценки ее блеска [4—6]. По *U*-наблюдениям определен период колебаний, равный 597 сут. [6].

Наши наблюдения в основном выполнены в течение 1988 и 1989 гг. в системе *UBVRI*. Звездами сравнения были анонимная звезда сравнения из [4] и расположенная вблизи переменной звезда BD + 23°3317. Их *UBVRI*-значения приведены ниже.

Звезда сравнения	U—B	B—V	V	V—R	V—I
Аноним [4]	$1,^m10$	$1,^m15$	$11,^m55$	$0,^m79$	$1,^m51$
BD + 23°3317	0,07	0,10	8,72	0,02	0,14

Результаты наблюдений представлены на рис. 3 и в табл. 3, где кроме наблюдений 1988—1989 гг., приведены также несколько оценок блеска переменной, полученных нами раньше.

Как видим, действительно переменность V443 Her невелика, наибольшая в *U*-полосе ($\Delta U \approx 0,^m7$). Ультрафиолетовое излучение показывает волнообразное колебание с максимумом вблизи фазы 0,0, что хорошо согласуется с результатами [6] и также делает V443 Her похожей на AG Dra [9].

В *B*-, *V*-, *R*-полосах влияние этой волны невелико и в *I*-полосе оно совсем незаметно. Однако в этих полосах видны флуктуации с характерным временем пере-

Т а б л и ц а 3

<i>JD</i> 2440000+	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>	<i>JD</i> 2440000 +	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>
5170,31	-	1, ^m 05	11, ^m 1	1, ^m 76	3, ^m 43	7599,56	-	1, ^m 05	11, ^m 3	1, ^m 72	3, ^m 50
	0, ^m 49		3				0, ^m 45		1		
172,30	-0,50	1,06	11,15	1,75	3,45	607,54	-0,50	1,01	11,38	1,72	3,52
526,37	-0,47	1,03	11,45	1,82	3,69	625,52	-0,57	0,94	11,59	1,79	3,63
530,36	-0,59	1,00	11,43	—	—	653,47	-0,44	1,06	11,43	1,74	3,55
531,36	-0,47	1,03	11,42	1,84	3,64	682,44	-0,44	1,02	11,49	1,74	3,58
917,35	-0,46	1,04	11,58	1,89	3,76	705,44	-0,41	1,04	11,51	1,75	3,60
7226,57	-0,16	1,12	11,55	1,74	3,70	712,44	-0,35	1,07	11,48	1,76	3,60
259,52	-0,25	1,08	11,50	1,77	3,63	718,43	-0,38	1,06	11,50	1,76	3,62
264,52	-0,29	1,07	11,54	1,78	3,64	726,44	-0,38	1,06	11,57	1,77	3,65
270,50	-0,35	1,08	11,53	1,76	3,64	732,44	-0,36	1,02	11,62	1,79	3,67
280,46	-0,28	1,09	11,49	1,76	3,62	741,29	-0,40	1,01	11,63	1,79	3,67
282,47	-0,34	1,11	11,48	1,74	3,60	744,45	-0,36	1,02	11,63	1,81	3,67
285,51	-0,37	1,09	11,46	1,72	3,58	753,28:	-0,36	1,02	11,58	1,77	3,64
300,47	-0,33	1,10	11,39	1,72	3,57	757,28	-0,38	1,04	11,57	1,76	3,63
320,44	-0,37	1,06	11,53	1,77	3,63	773,24	-0,32	1,08	11,50	1,76	3,62
326,41	-0,39	1,04	11,53	1,78	3,64	784,22	-0,35	1,04	11,62	1,78	3,67
333,41	-0,42	1,10	11,45	1,74	3,59	789,22	-0,36	1,02	11,64	1,80	3,69
338,39	-0,36	1,03	11,46	1,74	3,58	797,21	-0,36	1,02	11,65	1,79	3,68
353,43	-0,43	1,04	11,47	1,76	3,60	814,19	-0,34	0,99	11,63	1,77	3,65
362,43	-0,44	1,06	11,42	—	—	821,17	-0,36	1,03	11,60	1,77	3,64
370,43	-0,36	1,06	11,38	1,73	3,60	825,18	-0,34	1,04	11,58	1,77	3,64
379,29	-0,49	1,04	11,41	1,72	3,54	830,17	-0,33	1,07	11,57	1,76	3,65
389,32	-0,36	1,02	11,46	1,77	3,59						
395,32	-0,50	1,01	11,46	1,73	3,56						
416,27	-0,43	1,10	11,17	1,67	3,40						
421,26	-0,45	1,10	11,18	1,67	3,40						
433,26	-0,57	0,98	11,37	1,72	3,49						
436,24	-0,62	0,98	11,40	1,72	3,49						
450,23	-0,56	0,99	11,36	1,72	3,49						
468,16	-0,56	0,98	11,35	1,72	3,47						

менности несколько десятков суток и амплитудами в несколько десятых звездной величины. Эти колебания блеска можно объяснить собственной переменностью холодного компонента, и в этом отношении V443 Her напоминает известную симбиотическую звезду CI Cyg [10].

В 1982—1984 гг. в течение нескольких ночей по 1,5—2 ч на телескопе АЗТ—11 проводилось патрулирование V443 Her с целью обнаружения быстрой переменности. Однако такая переменность не была обнаружена.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Ю.С. Ефимову и Н.М. Шаховскому за помощь в наблюдениях АГ Рег, Т.К. Ефановой, В.Т. Жоголевой, Е.В. Журавель за помощь в вычислениях, подготовку таблиц и иллюстративного материала к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беякина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. об., 1970. Т. 41—42. С. 275—282.
2. Беякина Т.С. // Астрофизика. 1970. Т. 6. С. 49—64.
3. Беякина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. об., 1986. т. 75. С. 136—142.
4. Tiff W.G., Greenstein J.L. // Astrophys. J. 1958. Vol. 127. P. 160-171.

5. Таранова О.Г., Юдин Б.Ф. // Астрон. Циркуляр, 1986 № 1454.
6. Таранова О.Г., Юдин Б.Ф. // Астрон. Циркуляр, 1987. № 1489.
7. Mayall M. // JRAS Can. 1969. Vol. 63. P. 321.
8. Meinunger L. // MVS. 1981. Vol. 9. heft 3. P. 67—76.
9. Meinunger L. // IBVS. 1979. N 1611.
10. Белякина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1991. Т. 83.

УДК:521.8; 520.827; 523.4

ПЯТИЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ DQ Her В 1987—1989 гг. К ВОПРОСУ О ЦИКЛИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ "О—С" В КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Е.С. Дмитриенко

С целью продолжения исследования бывшей Новой 1934 г. DQ Her, проведенного в 1982—1986 гг., получены ее UBVR_I-кривые блеска в 1987—1989 гг. Все эти кривые имеют минимальный из известных для системы уровень среднего внезатменного блеска и относятся к I типу. Зависимость от времени разности "О—С" наблюдаемого и расчетного моментов минимумов в течение 1982—1989 гг. показывает сложный характер. На уменьшение "О—С" со скоростью $\Delta(O-C)/\Delta t$ порядка 10^{-6} возможно накладываются циклические изменения с характерным временем около 5—6 лет и амплитудой 2—4 мин. Подобного рода зависимости "О—С" от времени (наряду с циклическостью изменений интервалов времени τ между вспышками и блеска \bar{m} в спокойном состоянии) имеются и у многих других затменных катаклизмических систем — U Gem, RW Tri и др. Если предположить единую природу циклическости наблюдаемого поведения "О—С", τ , \bar{m} для катаклизмических объектов, то факты отсутствия у полярных дискообразных оболочек и циклической переменности "О—С" у такой системы как AC Cnc, имеющей орбитальный период $7^h 12^m$, свидетельствуют против гипотез эксцентрисности дискообразных оболочек, вращения линии апсид и присутствия третьего тела.

FIVE-COLOR PHOTOMETRY OF DQ HERCULIS IN 1987—1989. TO THE PROBLEM OF THE "O—C" — CYCLIC VARIABILITY IN CATACLISMIC SYSTEMS by E.S. Dmitrienko. In order to proceed the investigation of the Nova 1934 DQ Her initiated in 1982—86 the UBVR_I — light curves of DQ Her for 1987—89 have been obtained. All these curves have the lowest out-of-eclipse average light level and can be classified as the light curves of I type. The value "O—C" is decreasing with the velocity $\Delta(O-C)/\Delta t \approx 10^{-6}$ and has the cyclic variations with the recurrence time of about 5—6 years and amplitude ~2—4 minutes. Similar cyclic variations of observed orbital period have been detected on many other eclipsing cataclismic systems — U Gem, RW Tri, UX UMa et al. (some of them have cyclical variations of quiescent magnitudes \bar{m} and outburst intervals τ correlated with the changes of the observed period). Therefore it is naturally to suppose (as it has been done in some papers) that observed behaviour of "O—C", \bar{m} , τ is caused by the same phenomenon in all cataclismic binaries — the magnetic activity of their secondaries. Moreover in cataclismic objects with orbital period $P \approx 7^h$ the effect of magnetic activity of the secondary on the system parameters will be faint for detecting from the observations. That is why no "O—C" — variations for primary and for secondary minima in cataclismic binary AC Cnc ($P \approx 7^h 12^m$) speaks in favour of the hypothesis of the activity of the secondary. This fact, however, does not rule out, for example, a possibility of magnetic axis swinging hypothesis of the white dwarf for the polar AM Her.

Для продолжения исследования бывшей Новой 1934 г. DQ Her, проведенного по наблюдениям 1982+86 гг., новая серия наблюдений выполнена в 1987—1989 гг., получены UBVR_I-кривые блеска звезды. Ниже рассматриваются некоторые результаты анализа этих кривых. Аппаратура и методика измерений и их обработки подробно описаны в [1]. Напомним лишь, что кривые блеска получены с помощью финского фотометра-поляриметра конструкции Пииролы [2] на 1,25-м телескопе АЗТ-11 в КАО АН СССР. Временное разрешение от 12 до 45 с. Исправление за поглощение в атмосфере Земли выполнялось путем привязки к одной или нескольким звездам сравнения из списка [3].

Орбитальный период DQ Her около $4^h 39^m$. На ее UBVR_I-кривых блеска имеются

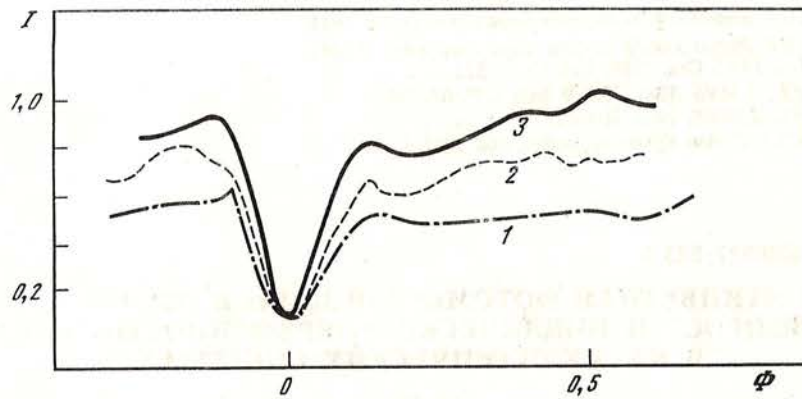


Рис. 1. Схематические кривые блеска DQ Her в шкале относительных интенсивностей I ($I = 1$ при $m = 14,^m21$) в фильтре B

1, 2, 3 соответствуют I, II и III типам. Ось абсцисс орбитальная фаза в долях периода

глубокие затмения главного компонента (белого карлика с дискообразной оболочкой) вторичным—карликом спектрального класса M4, 5—M5, заполняющим свою полость Роша или близким к ее заполнению. Затмений последнего на фоне правильных 71—секундных и хаотических колебаний блеска не обнаружено [1, 3, 4]. Средний внезатменный блеск DQ Her по наблюдениям 1954—1977 гг. разных авторов, согласно [5], возможно показывает циклические колебания с амплитудой около $0,^m6$ и длительностью цикла примерно 13,4 г. Подробный анализ всех опубликованных кривых блеска DQ Her с 1954 по 1978 гг., а также кривых блеска, полученных нами в 1982—1986 гг. был выполнен автором с учетом вклада в общее излучение системы небулярной оболочки от вспышки Новой 1934 г. [6]. На основании этого анализа сделан вывод, что все кривые блеска DQ Her можно разделить на три типа в зависимости от величины \bar{m} (рис. 1). Согласно [6] в 1954—1956 гг. (наблюдения Уокера [3]) система находилась в состоянии с промежуточным значением среднего уровня внезатменного блеска (кривые II типа). В 1975 и 1978 г. (наблюдения Нельсона, Ольсона [4] и Шнейдера, Гринстейна [7] соответственно) величина \bar{m} понизилась на 0,3—0,4 (кривые I типа). К 1982 г. величина \bar{m} возросла на 0,3—0,4. Причем, 19.7.1982 г. произошла маленькая "вспышка" — за время не более суток \bar{m} увеличилась на $0,^m3$ (в среднем по UBVR). Форма кривых блеска существенно отличалась от известных ранее и они были названы кривыми III типа. 13.9.1982 г. и 13.8.1983 г. у DQ Her наблюдалось состояние, характеризующее кривыми II типа, а начиная с 29.7.1984 г. и по 1986 г. — кривыми I типа — с самым низким значением \bar{m} .

Важно отметить, что на фоне всех рассматриваемых изменений вне затмения блеск DQ Her в фазах около 0,0, обусловленный большей частью излучением "холодной" стороны вторичного компонента, оставался практически постоянным. Следовательно, колебания \bar{m} вызваны переменностью только затмеваемого источника — белого карлика с дискообразной оболочкой и "горячей" стороны вторичного компонента, обращенной к главному. Эта переменность может возникать, например, вследствие каких-либо изменений в самом белом карлике или/и в дискообразной оболочке, в силу каких-либо ее собственных неустойчивостей, но может обуславливаться и непостоянством скорости поступления вещества от вторичного компонента. Последнее, в свою очередь, может отражать влияние приливных эффектов или модулироваться магнитной активностью вторичного компонента, как это, например, предлагается в [8—11].

О возможной магнитной активности вторичных компонентов катаклизмических систем заговорили в последнее время в связи с обнаружением у более чем 13 из них циклических изменений таких физических характеристик, как разность "O—C" наблюдаемого и расчетного моментов минимумов, интервал времени t между вспышками, а также средний внезатменный блеск m в спокойном состоянии (см. например, [8—11]). Амплитуды изменений этих величин около нескольких минут, нескольких десятков суток и нескольких десятых звездной величины соответственно. Время повторяемости циклов от 3 до 29 лет [8]. Последнее, по аналогии с характерной длительностью так называемого "11-летнего" (или, может быть более корректно, "17-летнего") цикла солнечной активности, и привело к гипотезе о возможной циклической активности вторичных компонентов катаклизмических объектов.

Нахождение зависимости от времени "O—C" для DQ Her имеет ряд трудностей, обусловленных нестационарностью ее кривых блеска. Излучение дискообразной оболочки у DQ Her является преобладающим над всеми другими (по крайней мере в UBVR_I). Оно "замывает" вход и выход из затмения центрального источника — белого карлика с внутренней границей дискообразной оболочки. Поэтому для DQ Her момент соединения белого и красного карликов на кривой затмения определить невозможно, в отличие, например, от случая некоторых карликовых новых в спокойном состоянии — Z Cha, EX Her и др. Более того, фотометрический центр при затмении из-за нестабильности горячего пятна на дискообразной оболочке¹ может испытывать хаотические смещения. Как следует из наблюдений, вклад горячего пятна в светимость системы может быть 5—35%. На кривой блеска горячее пятно наблюдается в виде горба до и/или после затмения.

До 1982 г. более высокий горб появлялся то перед затмением, то после него. Это вносило неопределенность в величину "O—C" около 1—4 мин. С 1982 г. у DQ Her наблюдается относительная стабильность в положении горячего пятна более высокий горб расположен только на нисходящей кривой затмения. Форма горба также не претерпевает существенных изменений. Поэтому искажение горячим пятном кривой затмения практически одинаково на всех кривых блеска 1982—1989 гг. Тем самым представляется возможность определения величин "O—C" на основе однородного материала, когда горячее пятно в равной мере влияет на оценки моментов времени "фотометрических" минимумов. В 1982—1986 гг., согласно [12], характер зависимости "O—C" от времени был близок к синусоидальному с амплитудой 3—4 мин ($0^d,0021$ — $0^d,0028$) и с периодом около 5 лет (~ 9700 орбитальных циклов E). Эта "синусоида" соответствовала переходу кривых блеска от II типа к I и понижению блеска системы в среднем по UBVR_I на $0^m,3$ — $0^m,4$. Небольшой скачок блеска 19.8.1982 г. никак не отразился на значениях "O—C".

Анализ наблюдений 1987—1989 гг. показал, что все UBVR_I-кривые блеска этого времени относятся к I типу. Но "синусоида" 1982—1986 гг. своего продолжения в чистом виде не получила. Выявился более сложный характер изменения "O—C" со временем (рис. 2). Длина вертикальных штрихов на рис. 2 отражает неопределенность в значениях "O—C", возникающую при выборе момента середины затмения дискообразной оболочки из-за различных проявлений неоднородности ее структуры в разных спектральных областях — UBVR_I. Скачки "O—C" от даты к дате обусловлены различного рода нестационарностями дискообразной оболочки, помимо горячего пятна. Предварительный анализ позволяет предположить, что в течение всего рассматриваемого интервала с

¹ Так называемое горячее пятно образуется в месте столкновения с дискообразной оболочкой газовой струи от вторичного компонента.

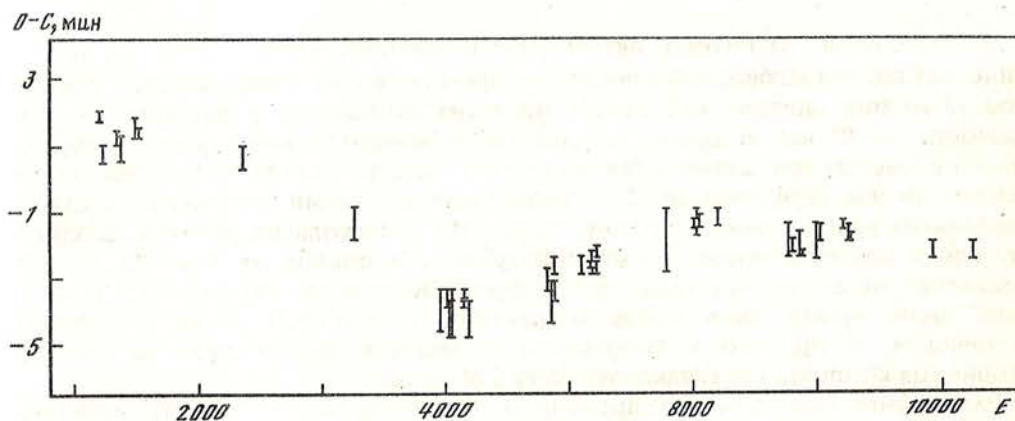


Рис.2. Зависимость от времени разности "O—C" наблюдаемого и расчетного моментов минимумов по данным *UBVRI*-фотометрии DQ Her 1982—1989 гг.

На оси абсцисс — время, выраженное в орбитальных циклах *E*. На оси ординат — "O—C" в минутах, $E = 0$ при $JD_{\odot} = 2445023, 2298$

1982 по 1989 г. величина "O—C" уменьшается со скоростью $\Delta(O-C)/\Delta t$ порядка 10^{-6} и, кроме того, циклическим образом меняется с характерным временем около 5—6 лет и с амплитудой около 2—4 мин. Согласно [5] "O—C" DQ Her в течение 1961—1977 гг. увеличивалось со скоростью порядка 10^{-6} . Здесь интересно отметить и то, что аналогичная скорость уменьшения "O—C" наблюдается и в системе из белого и красного карликов V471 Tau-предшественнице катаклизмической стадии [9]. BU Gem "O—C" увеличивается примерно с такой же скоростью и тоже показывает циклические колебания с амплитудой около 1 мин ($0^d.0008$) и временем повторяемости около 7 лет [10]. Аналогичные изменения "O—C" зарегистрированы и в некоторых других катаклизмических переменных — AM Her, RW Tri, GK Per и др. [8—11, 13].

Как известно, синусоидальную зависимость "O—C" от времени в двойных системах может вызвать присутствие третьего тела или вращение линии апсид [14]. Могут существовать и другие циклические процессы, влияющие на параметры системы и обуславливающие их циклическую переменность. Например, "качание" магнитной оси белого карлика [13], эксцентricность дискообразной оболочки вокруг него или, как уже упоминалось выше, активность вторичного компонента [8—11]. Например, как это показано в [10], в результате циклических колебаний размеров вторичного компонента может меняться скорость потери им вещества, а следовательно, и скорость поступления его на белый карлик. Тем самым процессы аккреции могут иметь циклический характер.

Невозможно априори исключать у всех рассматриваемых систем с циклическостью "O—C" существование третьего тела. Но предположение обязательного его наличия у всех систем выглядит до некоторой степени искусственным. Модель эксцентricной дискообразной оболочки вокруг белого карлика тоже имеет ограниченное "применение", поскольку в таких катаклизмических объектах, как поляры, у белых карликов нет этих оболочек из-за сильных магнитных полей. Но у полярных зарегистрирована циклическая переменность "O—C" — например, у AM Her наблюдаются циклические колебания "O—C" с амплитудой $0^d.0062$ и характерным временем около 8550 *E* (около 3 лет) [13]. Рассматриваемое поведение "O—C" интерпретируется в [13] как следствие "качаний" магнитной оси белого карлика.

Относительно гипотезы вращения линии апсид необходимо отметить, что устоявшееся мнение о сравнительно быстрой синхронизации вторичных компонентов в катаклизмических системах основано на вычислениях без корректного учета вязкости звездного вещества. Более того, формула, связывающая период "апсидального вращения" и некоторые физические характеристики внутреннего строения звезд, не учитывает вязкость и пребывает в этом виде еще со времен Штерна². Поэтому в теоретическом плане вопрос о вращении линии апсид в катаклизмических системах нельзя считать решенным.

При наблюдениях вращение линии апсид в системе выявляется в случае существования на ее кривых блеска затмений обоих компонентов. При вращении линии апсид моменты минимумов I и II должны смещаться относительно друг друга, в то время как третье тело будет вызывать только их одновременное колебание. Но, как правило, вторичные минимумы (минимумы II) заметны лишь у систем с орбитальными периодами $P \geq 6^h$. Согласно имеющейся эмпирической зависимости между массой вторичного компонента M_2 и орбитальным периодом P , выраженным в часах [16]:

$$M_2 \approx 0,38 (P / 4)^{1,22} M_{\odot} \quad (1)$$

у вторичных компонентов этих систем $M_2 \geq 0,62 M_{\odot}$. Поэтому по сравнению с короткопериодическими объектами DQ Her, RWTri, ZCha и др. затмения вторичных компонентов в системах с $P \geq 6^h$ уже не проходят "бесследно" — на UBVR-кривых блеска появляются вторичные минимумы.

Для проверки факта существования вращения линии апсид нами была исследована катаклизмическая система AC Sps, орбитальной период которой $7^h 12^m$. Она состоит из белого карлика с дискообразной оболочкой и карлика спектрального класса K0—K2. На кривых блеска AC Sps в UBVR помимо глубокого минимума I имеется и минимум II с глубиной около $0^m,3$ (в среднем по UBVR). Наблюдения AC Sps проводились в 1985—1989 гг. на той же аппаратуре, что и DQ Her. Подробный анализ результатов этих наблюдений проведен в [17]. Здесь же важно подчеркнуть, что из анализа UBVR-кривых блеска AC Sps следует: с точностью до ± 45 с (максимального временного разрешения, при измерениях) зависимости "O—C" от времени как для главного, так и для вторичного минимумов не показывают каких-либо циклических изменений. Следовательно вращение линии апсид в системе AC Sps нет, равно как нет и эксцентриситеты дискообразной оболочки и третьего тела. Но здесь интересно заметить, что, как показано в [10], отсутствие циклических изменений "O—C" в системе с таким орбитальным периодом не противоречит гипотезе возможной циклической активности ее вторичного компонента. А именно, при $P \geq 7^h$, согласно (1), $M_2 \geq 0,75 M_{\odot}$. У звезд этих масс конвективные зоны не столь глубоки, чтобы эффекты влияния магнитной активности звезды на такие параметры системы как "O—C", τ и \bar{m} были достаточно выражены и обнаружимы из наблюдений [10]. Следовательно, ожидать циклических изменений "O—C" для AC Sps по гипотезе о магнитной активности вторичного компонента не приходится, равно как и для других катаклизмических систем с орбитальными периодами $P \geq 7^h$.

Основные выводы можно свести к следующим. По наблюдениям бывшей Новой 1934 г. DQ Her, выполненным в 1987—1989 гг., получены ее кривые блеска в системе UBVR. Согласно классификации, предложенной в [6], UBVR-кривые блеска DQ Her 1987—1989 гг. можно отнести к I типу, для которого характерен наименьший из наблюдаемых у системы уровень среднего внезатменного блеска. В течение 1982—1989 гг. величина "O—C" уменьшалась со скоростью порядка 10^{-6} , испытывая при этом циклические изменения с характерным временем около

² См. выражения (14) и (8) в [14, 15] соответственно.

5—6 лет и амплитудой около 2—4 мин. В отличие от этого в 1961—1977 гг. наблюдалось возрастание "O—C" практически с той же скоростью [5]. До 1982 г. из-за переменности формы и места горба на кривой блеска (отражающей нестабильность светимости и положения горячего пятна на дискообразной оболочке) не представлялось возможным определить "O—C" с точностью до 1—4 мин. В силу этого циклическая зависимость "O—C" от времени с длительностью цикла около 13,4 г. и с амплитудой 1,44 мин, найденная в [5] для 1961—1977 гг. по наблюдательным точкам, охватывающим к тому же только часть предполагаемого цикла (от фазы 0,0 до фазы 0,66) представляется менее вероятной, чем обнаруженная по данным 1982—1989 гг. В последнем случае положение горба относительно стабилизировалось и его искажение формы минимума одинаковым образом влияло на определение величин "O—C".

Подобного рода поведение "O—C" у DQ Her свойственно и другим затменным катаклизмическим системам. У некоторых из них обнаружены также коррелирующие с колебаниями "O—C" циклические изменения интервалов времени τ между вспышками и блеска \bar{m} в спокойном состоянии [8—10]. Как известно, циклическая переменность "O—C" может быть вызвана вращением линии апсид, наличием в системе третьего тела [14], эксцентricностью дискообразной оболочки вокруг белого карлика, "качанием" его магнитной оси [13] или магнитной активностью вторичного компонента типа активности "11-летнего" солнечного цикла [8—11]. Если предположить, что наблюдаемые циклические изменения "O—C", τ и \bar{m} имеют одну природу во всех катаклизмических объектах, то отсутствие у полярных дискообразных оболочек, а также тот факт, что в катаклизмической системе с затмениями обоих компонентов AC Spc не обнаружены какие-либо колебания "O—C" ни для главного, ни для вторичного минимумов, могут свидетельствовать против гипотез эксцентricности дискообразных оболочек и вращения линии апсид. На основании этих двух фактов, однако, нельзя исключать гипотезы магнитной активности вторичных компонентов и "качания" магнитной оси белого карлика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриенко Е.С., Ефимов Ю.С., Шаховской Н.М. // *Астрофизика*. 1985. Т. 22. Вып. I. С. 31—42.
2. Pirola V. // *Astron. and Astrophys.* 1973. Vol. 27. P. 383—388.
3. Walker M.F. // *Astrophys. J.* 1956. Vol. 123. P. 68—89.
4. Nelson M.R., Olson E.C. // *Astrophys. J.* 1976. Vol. 207. P. 195—200.
5. Patterson J., Robinson E.L., Nather R.E. // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 224, P. 570—583.
6. Дмитриенко Е.С. // *Eruptive Phenomena in Stars. Comm. Konkoly Obs., Hung. Acad. Sci.* 1986. N 86. P. 357—358.
7. Schneider D.R., Greenstein J.L. // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 233. P. 935—945.
8. Bianchini A. // *Inf. Bull. var. Stars*. 1988. N. 3136. P. 1—4.
9. Applegate J.H., Patterson J. // *Astrophys. J.* 1987. Vol. 322. L 99—L 102.
10. Warner B. // *Nature*. 1989. Vol. 336. N. 6195. P. 129—134.
11. Wood J.H., Marsh T.R., Robinson E.L. et al // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1989. Vol. 239. N. 4. P. 809—825.
12. Дмитриенко Е.С. // *Астрофизика*. 1987. Т. 26. Вып. 3. С. 561—566.
13. Andronov I.L. // *Astrophys. Space Sci.* 1987. Vol. 131. P. 557—570.
14. Stern T.E. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1939. Vol. 99. P. 451—462.
15. Hosakawa Y. // *Astrophys. Space Sci.* 1985. Vol. 115. P. 403—407.
16. Patterson J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1984. Vol. 54. P. 443—493.
17. Дмитриенко Е.С. // *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 1990. Т. 83. В печати.

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ Ap -ЗВЕЗДЫ HD224801 (1987—1988)

В.П. Маланушенко., Н.С. Полосухина, М. Томова*

Приведены результаты статистического анализа фотометрических наблюдений HD 224801, полученных в двух обсерваториях в 1987—1988 гг., с целью выделения короткопериодической переменности блеска звезды в UBV -системе в обсерватории Рожен (Болгария) и в полосе $\lambda 5200\text{\AA}$ в обсерватории Санглок (СССР). Наблюдения 1987 г. показали высокую внутреннюю точность ($0,^m006$) и отсутствие значимых периодических изменений в период наблюдений. Наблюдения 1988 г. менее точны ($0,^m02$), они не показали значимой периодической переменности в фильтрах В и V. Значимая переменность отмечена в фильтре U. Применяя фурье-анализ для неравноотстоящих друг от друга точек (метод Скаргла) и метод Юркевича, мы выделили четыре диапазона частот, на которых сосредоточены значимые пики. В результате детального анализа сделан вывод о наличии периодической переменности блеска в фильтре U в виде суперпозиции двух колебаний с периодами $P_1 = 0,^d 074601$ и $P_2 = 0,^d 018034$. Высказано предположение о наличии третьего колебания с периодом $P_3 = 0,^d 074115$. В рамках трехпериодной модели авторами предлагается объяснение противоречий в наблюдениях быстрой переменности блеска данной звезды.

THE ANALYSIS OF PHOTOMETRICAL OBSERVATIONS OF THE Ap -STAR HD224801 IN 1987—1988, by V.P. Malanushenko, N.S. Polosukhina and M. Tomova. Photometrical observations of HD224801 carried out at two observatories in 1987—1988 are statistically analyzed to search for short-period variations of the star brightness: in the UBV system — at Rojen Observatory (Bulgaria) and at $\lambda 5200\text{\AA}$ at Sanglock Observatory (USSR). The 1987 observations showed high internal accuracy ($0,^m006$) and the absence of significant periodical variations for the time of observations. The 1988 observations are less accurate ($0,^m02$), they didn't show any remarkable periodical variability in B and V bands, either. A significant variation is found with U-filter. Using the Fourier analysis for unequally spacing data (Scargle method) and Yurkevich technique, four frequency ranges have been selected, where the most important peaks are lying. As a result of the detailed analysis we have made a conclusion on the existence of periodical component in the brightness variations of the star in U-band as a superposition of two oscillations with the periods $P_1 = 0,^d 074601$ and $P_2 = 0,^d 18034$. We suspect, that there exists a third component with the period $P_3 = 0,^d 074115$. A reasonable explanations of disagreement of the earlier obtained results with the recent ones is suggested in the frames of the three-periodical model.

Введение

Звезда HD224801 (CGAnd) — пекулярная типа Gr-Eu-Si, магнитное поле $H_{\text{эф}}$: $+2000-200$ Гс [1] — имеет богатую историю фотометрических наблюдений.

1. В 1951 г. Провиним [2] были получены первые фотометрические наблюдения в UBV -фильтрах и первая кривая изменения блеска звезды с периодом $P_1 = 3,^d 7422$. Амплитуда изменений блеска в желтом и фиолетовом фильтрах соответственно: $\Delta m_V = 0,^m04$, $\Delta m_U = 0,^m06$, а изменения цвета: $\Delta(U - B) = 0,^m04$, $\Delta(B - V) = 0,^m15$. Кривая блеска имеет два хорошо выраженных максимума, что характерно для некоторых Ap -звезд, причем вторичный максимум существенно слабее основного.

2. В 1960 г. Ракош [3] получил новые ряды фотоэлектрических наблюдений в UBV и соответственно новую кривую блеска. Он отметил что форма кривой не изменилась, а период был несколько уточнен и его новая эфемериды: $JD(\text{max}) = 2437240,^d 686 + 3,^d 7397^* E$. Ракошем впервые были обнаружены быстрые вариации блеска с периодом $P = 2^h 04^m$, не связанные с периодом вращения звезды. Эти вариации наиболее надежно проявились в U и B фильтрах. Значение периода вариаций и амплитуда составили соответственно: $P = 0,^d 08608 \pm 0,^d 00001$; $\Delta m_B =$

* Обсерватория Рожен, Болгария.

011. Начальная эпоха максимума быстрых изменений блеска: 2437199,^d8877.

3. В 1967 г. Степиен [4] наблюдал эту звезду с целью уточнения периода изменения блеска. Лучшее согласие между всеми наблюдательными данными на 1967 г. получилось с $P_3 = 3,^d73983$ и начальной эпохой, взятой из [2], т.е. $JD\ 2434222,77 + 3,^d73983 \cdot E$. Автор приходит к заключению, что форма кривой блеска и период практически не изменились за 16 лет. Быстрых изменений замечено не было.

4. В 1967 г. Вуд [5] использовал фотоэлектрический узкополосный фотометр для измерения потоков в узких полосах, соответствующих водородным линиям $H_\beta, H_\gamma, H_\delta$. Наблюдения указывают на квазипериодические изменения блеска с характерным временем ≈ 35 мин. Количество ночей наблюдений и продолжительность наблюдений в течение ночи недостаточны для серьезных выводов, которые делает автор.

5. В 1970 г. Бланко и Каталано [6] также делали попытку уточнения периода по наблюдениям в UBV . Изменений периода и формы кривой блеска не было обнаружено, отмечены небольшие изменения интенсивности и положения вторичного максимума.

6. В 1981 г. Ниттман и Ракош [7] наблюдали в широкополосных фильтрах UBV и в стремгеновской системе u, b, v, y . При анализе быстрых изменений с помощью метода Диминга [8] был выделен период колебаний $P = 127^m$. Кривые блеска в каждом фильтре отличаются своими амплитудами, но тем не менее видны с достаточной уверенностью.

7. В 1985 г. Хильдебрандт и др. [9] опубликовали результаты фотоэлектрических наблюдений HD224801 за 1973—1981 гг. Был уточнен период вращения $P = 3,^d73975$. Анализ быстрых изменений позволил обнаружить (по наблюдениям 1973 г.) суперпозицию двух синусоидальных колебаний с $P_1 = 0,^d09325$, $A = 0,^m0062$ и $P_2 = 0,^d06737$, $A = 0,^m0028$. Большинство ночей наблюдений не показало быстрых колебаний блеска.

Таким образом, исследование фотометрической переменности HD 224801 ведется около двадцати лет. Основное направление исследований — уточнение периода вращения и выявление присутствия (или отсутствия) быстрых колебаний блеска.

Что касается уточнения периода вращения, то, как было показано выше, большинство результатов фотометрических наблюдений хорошо согласуются друг с другом, независимо от количества наблюдений и аппаратных особенностей каждого ряда. Следует заметить, что наблюдения лучевых скоростей, выполненные рядом авторов, показали существенно отличный период вращения ($P = 4,^d88643$) [10]. Причина такого расхождения пока не выяснена.

Относительно исследования быстрых колебаний имеются довольно противоречивые результаты:

2^h04^m — Ракош, 1963

55^m — 35^m — Вуд, 1964

2^h07^m — Ниттман, Ракош, 1981

2^h14^m и 1^h52^m — Хильдебрандт и др., 1985

Нет быстрых колебаний блеска — Яжембовский, 1982

В подавляющем большинстве упомянутых выше публикаций, к сожалению, не приводятся исходные данные наблюдений, что не позволяет проанализировать их заново. Неопределенность результатов по быстрой переменности блеска требовала новых наблюдений этой звезды. По инициативе д-ра Вайсса (Австрия, Венский университет) эта звезда была включена в 1987 г. в программу кооперативных наблюдений Ар-звезд.

Наблюдения

Новая серия фотометрических наблюдений HD 224801 была проведена в 1987 г. в обсерватории Санглок Института астрофизики Таджикской ССР и в 1988 году в обсерватории Рожен в Болгарии. В табл. 1 приведены краткие сведения о наблюдениях с фильтром $\lambda 5200\text{\AA}$: дата, количество измерений, интервал наблюдений, средняя звездная величина относительно использованной звезды сравнения.

Наблюдения на Санглоке проводились с электрофотометром в фильтре с полушириной $\Delta\lambda = 90\text{\AA}$, центрированном на $\lambda = 5200\text{\AA}$, на 1-м телескопе. Звездой сравнения была взята HD3. Наблюдения проведены в течение четырех ночей подряд, по 4—5 ч в каждую из них по следующей схеме: 10-секундная экспозиция звезды, 10-секундная экспозиция звезды сравнения, затем повторение: фон неба измерялся каждые 10—20 мин. Среднеквадратичная ошибка одного измерения не превышала $0,^m003—0,^m005$.

Наблюдения в Рожене были проведены на 60-см телескопе системы Кассегрена на электрофотометре с UVV-системой. Подробное описание прибора и методики наблюдений приведено в [12]. За пять ночей наблюдений в июле и в августе 1988 г. было получено 98 оценок блеска в каждом фильтре. Каждая оценка является средней из 6—7 последовательных однократных измерений. Кроме звезды сравнения HD224720 в наблюдениях использовалась еще и контрольная HD224166, взятые из [6].

Анализ полученного материала

Анализ полученных наблюдений 1987, 1988 гг. имел цель:

1. Подтверждение стабильности периода вращения звезды.

Наши измерения не противоречат результатам предыдущих исследований [2—4, 6, 7, 9]. Ввиду малочисленности наших рядов мы ограничились только констатацией этого факта. На рис. 1 показана кривая блеска звезды, вычисленная по эфемеридам [9] для наблюдений, начиная с 1952 г. Видно, что наши данные хорошо совпадают со средней кривой блеска.

2. Поиск быстрых периодических колебаний блеска в течение ночи.

Наблюдения на Санглоке не прояснили картину быстрой переменности HD224801: Во-первых, наблюдения проводились в узкополосном фильтре, центрированном на $\lambda 5200\text{\AA}$, что соответствует фильтру V, для которого, как следует из [3], амплитуда быстрых изменений минимальна. Во-вторых, наблюдения расположены таким образом, что охватывают только узкий диапазон фаз периода вращения звезды.

Спектр мощности, построенный по измерениям блеска всех четырех ночей в полном диапазоне частот, не показывает значимых пиков (рис. 2).

Результаты фотометрических наблюдений, выполненных в Рожене, показывают иную картину, что вполне естественно, так как наблюдения проводились в других фильтрах (UBV).

Т а б л и ц а 1

Дата	<i>N</i>	ΔT	$\Delta \bar{m}$	Дата	<i>N</i>	ΔT	$\Delta \bar{m}$
30/31.10.87	44	2^h29^m	$-0,^m348$	15/16	16	2 14	-0,945
31/01.11.	51	2 06	-0,316	16/17	17	2 27	-0,947
01/02.11.	73	3 27	-0,329	10/11.08.	25	3 20	-0,951
02/03.11.	63	3 16	-0,335	25/26.	28	3 22	-0,950
14/14.07.88	6	14	-0,976				

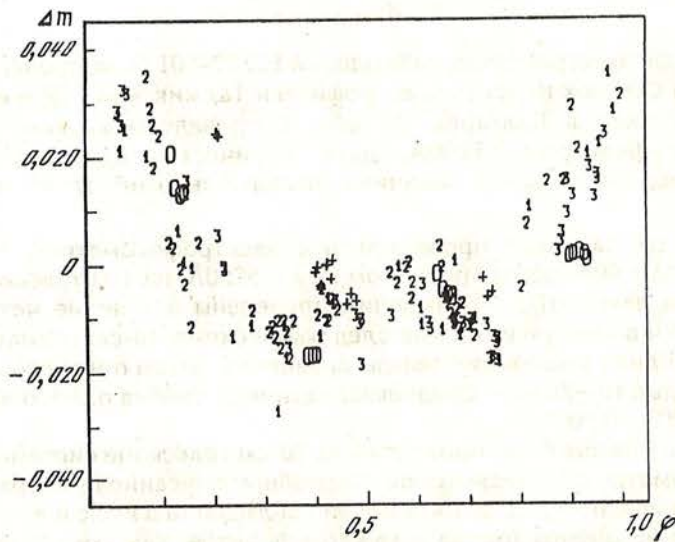


Рис. 1. Средняя кривая блеска. Наблюдения разных авторов обозначены соответствующими значками 1 — Провин, 1953, 2 — Раком, 1963, 3 — Гильдербрандт, 1985, 0 — Санглок, 1987, крестик — Рожен, 1988

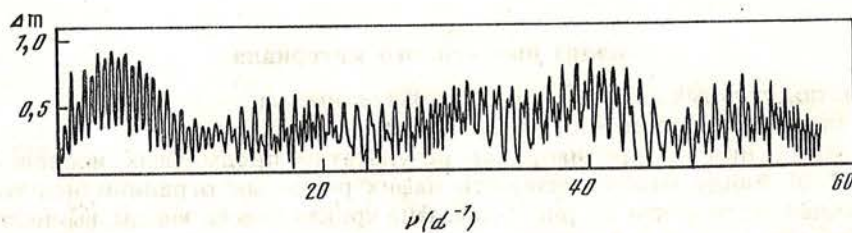


Рис. 2. Спектр мощности, построенный по наблюдениям 1987 г. на Санглоке

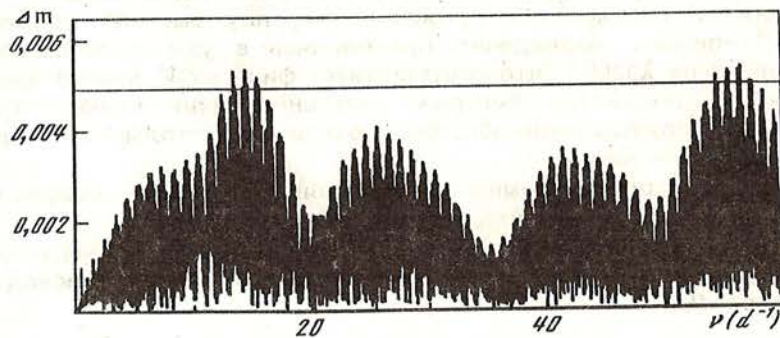


Рис. 3. Спектр мощности, построенный по наблюдениям пяти ночей в 1988 г. (Рожен)

Здесь, измерения в фильтре U показали наибольшую переменность. Измерения в фильтре В показывают некоторую переменность, которая в основном хорошо коррелирует с переменностью в фильтре V, не показали значимой переменности, что в общем соответствует результатам Ракоша 1960 г.

Поэтому мы для детального анализа использовали только данные фильтра U. При анализе были применены несколько способов выделения скрытой

периодичности. Вначале был рассчитан спектр мощности, согласно методу, изложенному в [13]. На рис. 3, 4 приведены спектры, рассчитанные для пяти, первых и последних двух ночей наблюдений, соответственно. На рис. 5 приведена периодограмма, рассчитанная по методу Юркевича [14] для всех пяти ночей наблюдений. Здесь в качестве функции рассматривается отношение дисперсии исходного ряда, к дисперсии точек относительно средней световой кривой для данного пробного периода: σ_0^2 / σ_v^2 , соответствующего частоте ν периодограммы. Это отношение — удобная величина для определения значимости пиков на периодограмме с помощью критерия Фишера.

Из рассмотрения рис. 2—5 можно прийти к следующему выводу: спектр мощности и периодограмма имеют четыре диапазона частот, на которых сосредоточены значимые пики. Эти четыре диапазона совпадают по своему положению на всех четырех рисунках, что свидетельствует об их реальности, так как положение не зависит от метода построения периодограммы и от количества данных при расчетах. Центры диапазонов соответствуют частотам: $14d^{-1}$, $28d^{-1}$, $56d^{-1}$. Как легко можно убедиться, все эти частоты отвечают предположению о присутствии основного колебания с частотой $\nu_0 \approx 14d^{-1}$ с соответствующими гармониками.

Для дальнейшего уточнения периода рассмотрим более внимательно периодограммы в районе основной частоты. На рис. 6, 7 приведены спектр мощности и периодограмма Юркевича, соответственно, в диапазоне частот $(10 \div 16)d^{-1}$. Видна сложная картина пиков, которая тем не менее хорошо описывается основной частотой и соответствующими ей частотами сопряженных периодов, отстоящих от основной частоты на $1/42^d$, $1/21^d$, $1/14^d$ и т.д. (здесь величина 42^d — полный интервал наблюдений по пяти ночам). Отметим особо присутствие пика, отстоящего от основного на примерно $1/12^d$ (о нем будет сказано несколько ниже). Как видно из рис. 6, существует два альтернативных решения: $13,5d^{-1}$ и $14,5d^{-1}$. При сопоставлении с рис. 7 мы остановились на значении $13,5d^{-1}$, так как периодограмма, рассчитанная методом Юркевича, менее чувствительна к сопряженным периодам, кратным звездным суткам.

Дальнейший анализ проводился с применением алгоритмов и программ Пельта [15] по схеме, аналогичной clean-процедуре, которая получает в настоящее время широкое распространение: на спектре мощности выбираются наиболее достоверные периоды, вычисляются параметры соответствующих им синусоид, затем вычисляются отклонения от результирующей функции, по ним строится спектр мощности. Если значения периодов и их параметров выбраны правильно, то спектр мощности остатков не содержит никаких периодических компонент. В противном случае картина спектра мощности усложняется, в дополнение к уже имеющимся появляются новые пики, частоты которых будут соответствовать неверно выбранному для удаления периоду, и сопряженным ему и истинному периодам колебаний. Описанная выше процедура, в соответствии с рекомендациями [15] приводит, как правило, к успешному завершению анализа на периодичность.

Итак, воспользуемся изложенной выше схемой. Если мы вычитаем период $P_1 = 0,^d 074598$ с четырьмя гармониками, то получим спектр мощности (рис. 8), в котором присутствует высокочастотная компонента $55,5d^{-1}$. Если мы вычитаем $P_2 = 0,^d 018034$ ($55,4515d^{-1}$), то получаем спектр мощности (рис. 9), в котором присутствует низкочастотная компонента. Таким образом, мы вправе сделать вывод о том, что в наших наблюдениях присутствуют по крайней мере два периодических колебания, причем более короткое из них почти совпадает с

Рис. 4. То же, отдельно для 1—3 ночей (внизу) и для 4—5 ночей (вверху)

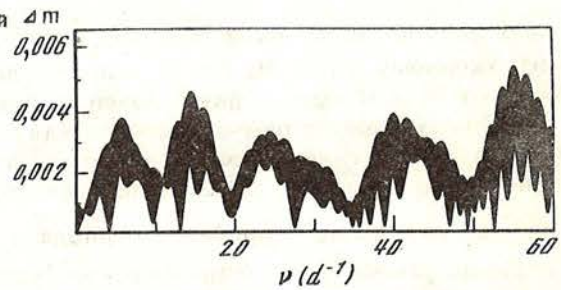
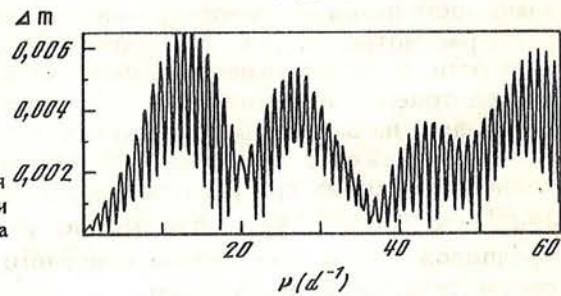


Рис. 5. Периодограмма, рассчитанная методом Юркевича по наблюдениям пяти ночей 1988 г. По оси ординат отложена величина $\sigma_0^2 / \sigma_\nu^2$ (см. текст)



$\sigma_0^2 / \sigma_\nu^2$

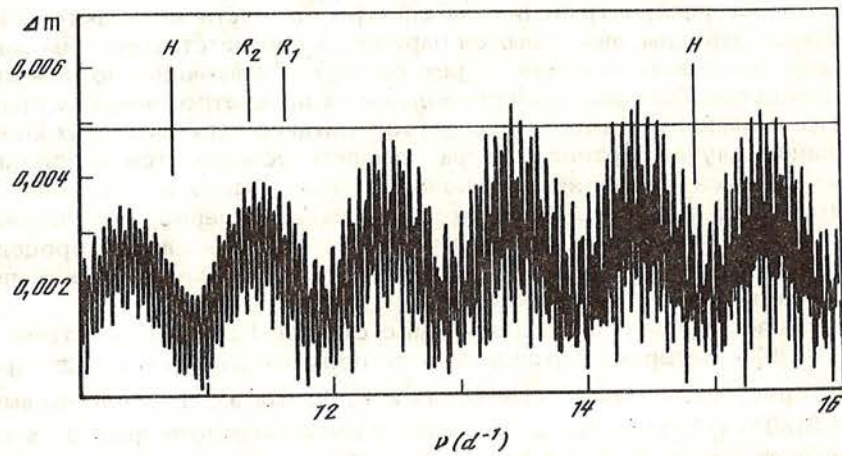
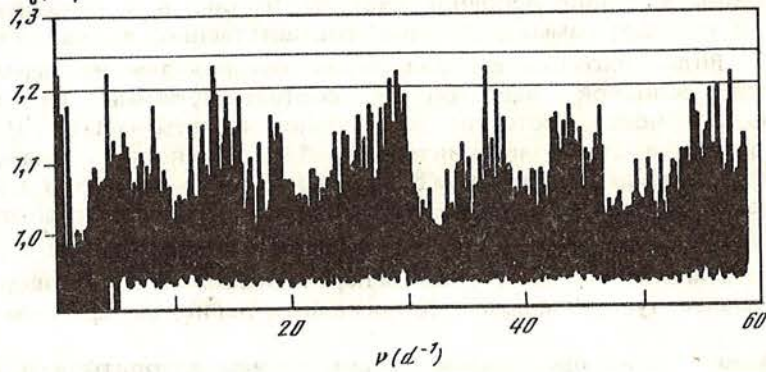


Рис. 6. Участок спектра мощности в диапазоне $10-16 d^{-1}$ для, пяти ночей наблюдений 1988 г. Значками R_1, R_2, H отмечены положения периодов, определенных в [3, 7, 9], соответственно (см. текст)

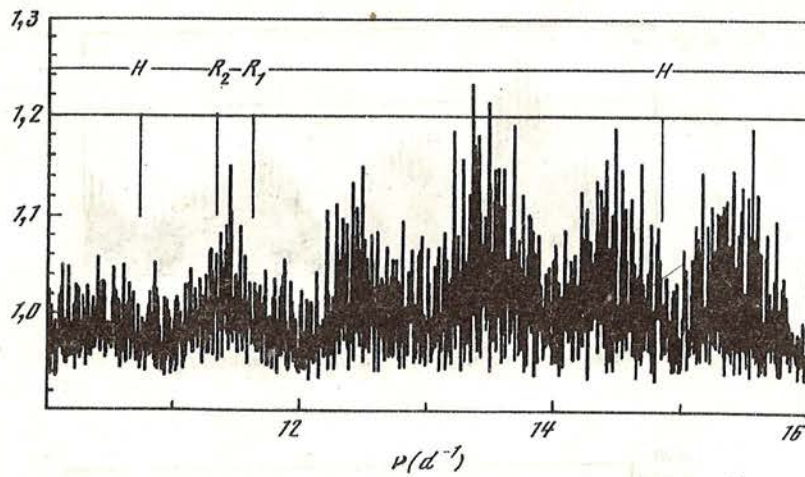


Рис. 7. Участок периодограммы Юркевича в диапазоне $10-16 d^{-1}$

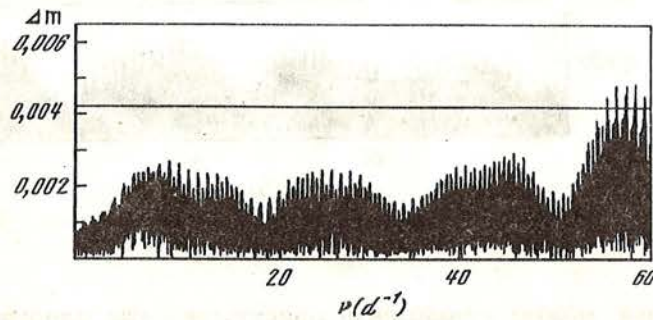


Рис. 8. Спектр мощности остатка от вычитания из исходных данных периода P_1

четвертой гармоникой более длинного периода. Для проверки этого вывода, мы аппроксимировали исходные данные суперпозицией двух периодических колебаний: P_1 с четырьмя гармониками и P_2 с одной гармоникой. При этом методом итераций уточняли значения периодов обоих колебаний. В результате получили новые значения обоих периодов, незначительно отличающихся от исходных. Значения периодов и их параметров приведены в табл. 2. Спектр мощности остатков (рис. 10) не содержит обеих компонент и весьма близок к спектру мощности белого шума.

Таблица 2

Период	Гармоника	a_i	b_i
$0,^d 074596$	1	$0,^m 0078$	$0,^m 0006$
	2	$-0,0008$	$0,0032$
	3	$0,0024$	$-0,0011$
	4	$0,0007$	$0,0006$
$0,^d 018034$	1	$-0,0066$	$-0,0039$

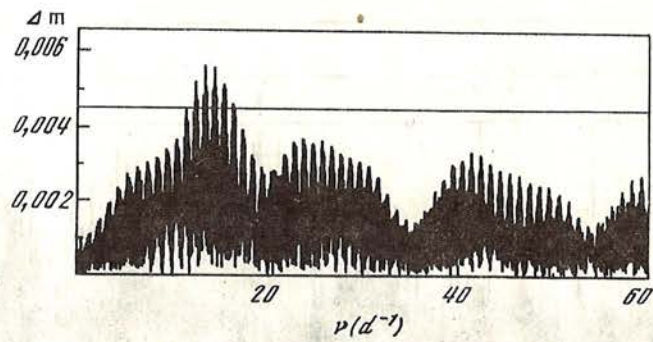


Рис. 9. То же, что и рис. 8, удален период P_2

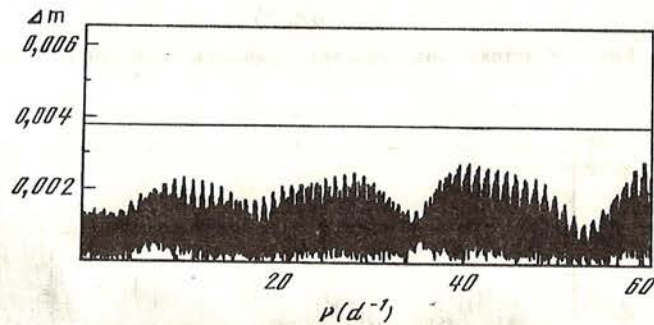


Рис. 10. То же, что и рис. 8, удалены периоды P_1 и P_2

Тем не менее, можно заподозрить присутствие еще одного периода. Как отмечалось выше, около $\nu_1 = 13,4084$ присутствует в исходном спектре еще одна частота $\nu_2 = 13,4800$, наличие которой весьма трудно объяснить скважностью наблюдений. Предположим, что существует еще один период, соответствующий данной частоте, и рассчитаем модель процесса с тремя независимыми периодами колебаний. Параметры соответствующей модели приведены в табл. 3, а спектр мощности остатков показан на рис. 11.

Как видно из рис. 11, спектр мощности остатка еще ближе к спектру белого шума. Поэтому мы считаем, что модель трехпериодного процесса имеет право на

Таблица 3

Период	Гармоника	a_i	b_i
$0,^d 074601$	1	$0,^m 0072$	$-0,^m 0002$
	2	$-0,0011$	$0,0029$
	3	$0,0013$	$0,0001$
	4	$0,0002$	$0,0010$
$0,^d 018034$	1	$-0,0066$	$-0,0039$
$0,^d 074115$	1	$-0,0017$	$0,0023$
	2	$-0,0019$	$0,0010$
	3	$0,0044$	$-0,0019$

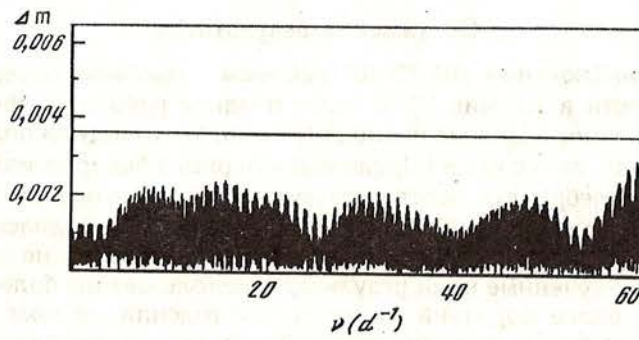


Рис. 11. То же, что и рис. 8, удалены периоды P_1, P_2, P_3

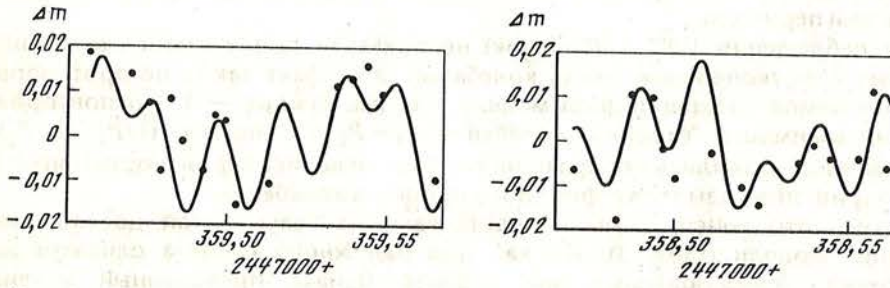


Рис. 12. Наблюдения второй и третьей ночей 1988 г. (точки) Сплошной линией показана вычисленная кривая блеска, согласно модели из табл. 2

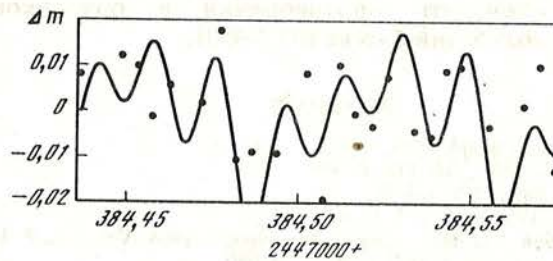
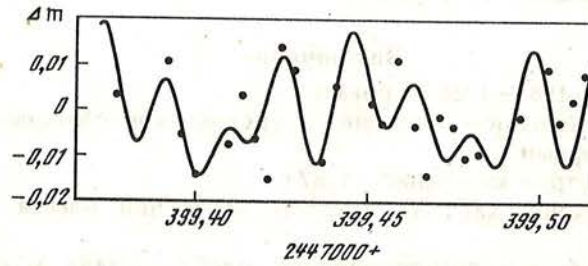


Рис. 13. Наблюдения четвертой и пятой ночей 1988 г. Обозначения те же, что и на рис. 12

существование. На рис. 12—13 показаны исходные наблюдения для четырех наиболее длинных ночей вместе с наложенными модельными кривыми блеска, рассчитанными по трехпериодной модели.

Обсуждения результатов

Пионерские наблюдения HD 224801 Ракошем позволили определить период колебания яркости в 120 мин [3]. В более поздней работе [7], Ниттман и Ракош приводят уточненное значение периода 127 мин. Мы отметили положение обоих значений периода, также как и определения периода быстрых колебаний блеска из работы [9] Хильдебрандта, соответствующими значками на рис. 6—7.

Как видно, периоды 120 и 127 мин отстоят от "наших" определений на частоту, соответствующую двум звездным суткам. Таким образом, они не противоречат, а подтверждают полученные нами результаты: использование более примитивной техники и/или более короткий интервал наблюдений не позволили в [3, 7], выделить истинный пик. Отметим также, что определения Вуда [5] 55—35 мин соответствуют (примерно) 2-й и 3-й гармоникам периода P_1 (и/или P_2). Следовательно, и эти определения достаточно хорошо гармонируют с нашими значениями периодов.

Наши наблюдения 1987 г. (Санглок) не показали присутствия сколь-нибудь значимых короткопериодических колебаний. Этот факт также не противоречит предполагаемой трехпериодной модели: так как каждые $12,6$ повторяется ситуация взаимного "гашения" колебаний P_1 и P_2 (т.е. через $1/(1/P_1 - 1/P_2)$), а наблюдения проводились четыре ночи подряд, то велика вероятность попасть на неблагоприятные фазы трехпериодного процесса колебаний.

Отметим, что конечно, мы не настаиваем на безусловной достоверности последней модели (табл. 3), так как для надежного расчета слишком мало наблюдений, использованных при анализе. Однако проведенный анализ и полученные результаты могут стимулировать дальнейшие наблюдения данной и других Ар-звезд, а также достаточно хорошо объясняют противоречия в результатах цитировавшихся нами работ.

Заключение

Наши наблюдения 1987—1988 гг. показали:

1. Достаточно уверенное согласие со средней кривой блеска, полученной ранее другими авторами.
2. Отсутствие быстрых колебаний в 1987 г.
3. Наличие сложной картины быстрых колебаний блеска в фильтре по наблюдениям 1988 г.

Предлагается модель мультипериодного колебания (табл. 3), которая хорошо соответствует наблюдениям 1988 г. и не противоречит наблюдениям 1987 г. Эта модель позволяет объяснить противоречия в опубликованных ранее наблюдениях быстрых колебаний блеска HD 224801.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babcock H.W. // *Astrophys. J. Suppl.* 1958. Vol. 3. P. 141.
2. Provan S.S. // *Astrophys. J.* 1953. Vol. 118. P. 489.
3. Rakos K.D. // *Lowel Obs. Bull.* 1963. Vol. 6. P. 91.
4. Stepien K. // *Astrophys. J.* 1968. Vol. 154. P. 945.
5. Wood H.J. // *Astron. J.* 1964. Vol. 69. P. 564; // *Astrophys. J.* 1968. Vol. 152. P. 117.
6. Blanco C., Catalano F.A. // *Astron. J.* 1971. Vol. 76. P. 630.
7. Nittman J., Rakošch K.D. // *Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 97. P. 325.
8. Deeming T.J. // *Astrophys. Space Sci.* 1975. Vol. 36. P. 137.
9. Hildebrandt G., Schöneich W., Lande D. et al. // *Publ. Astron. Obs. Potsdam* 1985. Vol. 32. N 112.
10. Weiss W.W. // *Mitt. Astron. Ges.* 1973. V. 32. P. 253.
11. Jarzebowski T. // *Comm. Konkoly Obs.* 1982. N 83. P. 190.
12. Panov K.P., Pamukchiev I.Ch., Christov P.P., et al. // *Comptes Rendus of Bulgarian Acad. Sci.* 1982.
13. Scargle J.D. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 263. P. 835.
14. Jurkevich I. // *Astrophys. Space Sci.* 1971. Vol. 13. P. 154.
15. Пульт Я. Частотный анализ астрономических временных рядов. Таллинн: Валтус. 1980.

БЫСТРЫЕ ВСПЫШКИ И КОЛЕБАНИЯ БЛЕСКА V 1285 Aql

П.Ф. Чугайшов, М.Н. Ловкая

Представлены фотоэлектрические наблюдения вспышек и колебаний блеска d M2—3с-звезды V 1285 Aql. Длительность колебаний от 10 мин до 1—2 ч, их амплитуды наибольшие в полосе U до $0,1^m$. Длительность, амплитуды и энергия вспышек малы по сравнению с теми, которые наблюдались у других вспыхивающих звезд такого же спектрального типа. Изменений блеска V 1285 Aql, связанных с вращением, по нашим наблюдениям за 12 ночей не обнаружено.

FAST FLARES AND BRIGHTNESS OSCILLATIONS OF V 1285 Aql, by P.F. Chugainov, M.N. Lovkaya. Photoelectric observations of flares and brightness oscillations of the d M2—3c star V 1285 Aql are presented. Durations of oscillations are found to be of 10 minutes to 1—2 hours, the amplitudes are the largest in the U band up to 0.1^m . Durations, amplitudes and energy of flares are less than in the other flare stars of the same spectral type. The rotational modulation of the brightness of V 1285 Aql is not detected for 12 nights of our observations.

Введение

V 1285 Aql согласно [1—3] является красной карликовой вспыхивающей звездой спектрального типа d M2—3с с эмиссионными линиями водорода и Ca-II H, K в спектре. Мы включили ее в программу исследований колебаний блеска у красных карликовых и родственных им молодых звезд, результаты выполнения которой частично опубликованы [4, 5]. Основанием для проведения наблюдений V 1285 Aql было недавнее обнаружение [6] колебаний блеска с периодом около 0,5 мин у этой звезды и еще трех других красных карликовых звезд. Здесь представлены и обсуждены результаты наблюдений.

1. Наблюдения

Наблюдения проводились на 125-см телескопе АЗТ-11 на 5-канальном фотоэлектрическом фотометре, одновременно измеряющем блеск звезды в полосах $UBVRI$. Звездой сравнения служила BD +8°3899, а BD +8°3900 применялась как контрольная. Для наблюдения звезды сравнения непрерывные наблюдения V 1285 Aql прерывались через каждые 10—20 мин. Даты и моменты начала и конца наблюдений V 1285 Aql приведены в табл. 1. Измерения V 1285 Aql в течение 11 ночей проводились через каждые 24 с с экспозицией 20 с, а в течение одной ночи 7 августа — через 6 с с экспозицией 4 с. Общее время наших наблюдений составило 29,9 ч.

Таблица 1

Дата	UT	Дата	UT
1989 май 17—18	$21^h 48^m - 00^h 58^m$	1989 июль 10	$20^h 45^m - 21^h 58^m$
май 18—19	21 08—00 49	июль 18	18 55—21 56
май 19—20	21 16—00 53	июль 20	18 37—21 00
июнь 29—30	22 49—00 36	июль 25	18 37—21 00
июнь 30	20 27—22 31	июль 26	18 40—20 50
июль 7	19 45—21 57	август 7	18 34—21 59

2. Результаты

В течение каждой ночи нами наблюдались изменения блеска V 1285 Aql, значительно превышающие ошибки наблюдений и отметили 10 вспышек, кривые блеска которых в полосе U показаны на рис. 1. В табл. 2 приведены даты и моменты максимумов вспышек, среднеквадратичные ошибки одного измерения разности звездных величин V 1285 Aql и звезды сравнения $\sigma_U, \sigma_B, \sigma_V$ в полосах UBV , вычисленные на основе квантовой статистики с учетом шума фона неба, амплитуды вспышек A_U, A_B, A_V в звездных величинах и эквивалентные продолжительности P_U в полосе U , выраженные в секундах.

Основная особенность вспышек V 1285 Aql — их малые продолжительности и амплитуды. У вспышек №№ 1, 3, 4, 5, 6, 8 и 10 повышение блеска отмечено лишь по одному измерению, имевшему продолжительность 24 с для вспышек №№ 1, 3, 4, 5, 6, 8 и 6 с для вспышки № 10. С учетом общего числа измерений в каждую из ночей и среднеквадратичных ошибок одного измерения вероятность того, что зарегистрированная вспышка является ложной, возникшей как результат случайного большого выброса во флуктуациях числа регистрируемых квантов, очень мала для всех вспышек, кроме вспышки № 10. Кроме того, следует отметить (см. табл. 2), что у всех вспышек повышение блеска в полосе U совпадает с повышением в полосе B , составившим от 2σ до 15σ , а у вспышек №№ 1, 2, 3, 5, 7, 8, 10 оно совпадает с повышением в полосе V , составившим от 3σ до 13σ . Поэтому все наблюдавшиеся нами вспышки, за исключением одной № 10, можно считать реальными. При рассмотрении полученных за время наблюдений регистраций вспышек №№ 1, 3, 4, 5, 6, 8 мы не нашли каких-либо возможных инструментальных причин, вызвавших увеличение отсчета, но все же считаем, что поскольку каждая из них обнаружена лишь по одному измерению, то необходимы наблюдения с большим временным разрешением для подтверждения реальности таких короткоживущих вспышек, продолжающихся не более 24 с.

В [7] по наблюдениям в полосе U были отмечены четыре вспышки V 1285 Aql. Наши наблюдения и наблюдения [7] можно считать однородными, так как порог обнаружения в полосе U был почти одинаковым. Как наши наблюдения, так и [7] указывают на отсутствие вспышек V 1285 Aql, продолжающихся более 1–2 мин, причем по нашим наблюдениям, продолжавшимся 29,9 ч, амплитуды вспышек в U не превышали $0,38^m$, а по [7], продолжавшимся 14,5 ч, они не превышали $0,17^m$. Такой уровень активности очень низок по сравнению с другими вспыхвающими звездами. По данным [8] у звезды Au Mic такого же спектрального типа, как и у V 1285 Aql за 35 ч наблюдений в полосе U были зарегистрированы: одна вспышка с амплитудой $3,6^m$ и продолжительностью более 30 мин, одна вспышка с амплитудой $2,2^m$ и продолжительностью более 5 мин и 20 вспышек с меньшими

Таблица 2

№	Дата	UT	σ_U	σ_B	σ_V	A_U	A_B	A_V	P_U
1	1989 май 17	23 ^h 55 ^m 16 ^s	0,024	0,005	0,005	0,272	0,021	0,031	6,80
2	май 19	23 53 28	0,031	0,008	0,006	0,315	0,046	0,030	24,4
3	июнь 30	20 56 13	0,017	0,006	0,005	0,380	0,038	0,031	10,06
4	июль 7	20 12 10	0,021	0,006	0,006	0,281	0,057	0,037	7,09
5	июль 7	20 29 33	0,021	0,006	0,006	0,240	0,090	0,080	5,94
6	июль 10	21 51 17	0,017	0,005	0,006	0,363	0,015	0,000	9,53
7	июль 20	20 17 41	0,028	0,006	0,006	0,392	0,068	0,029	40,27
8	июль 25	20 34 58	0,023	0,006	0,006	0,336	0,012	0,017	8,70
9	июль 26	19 41 34	0,020	0,006	0,006	0,158	0,023	0,000	4,13
10	август 7	19 28 54	0,046	0,014	0,014	0,260	0,036	0,046	1,62

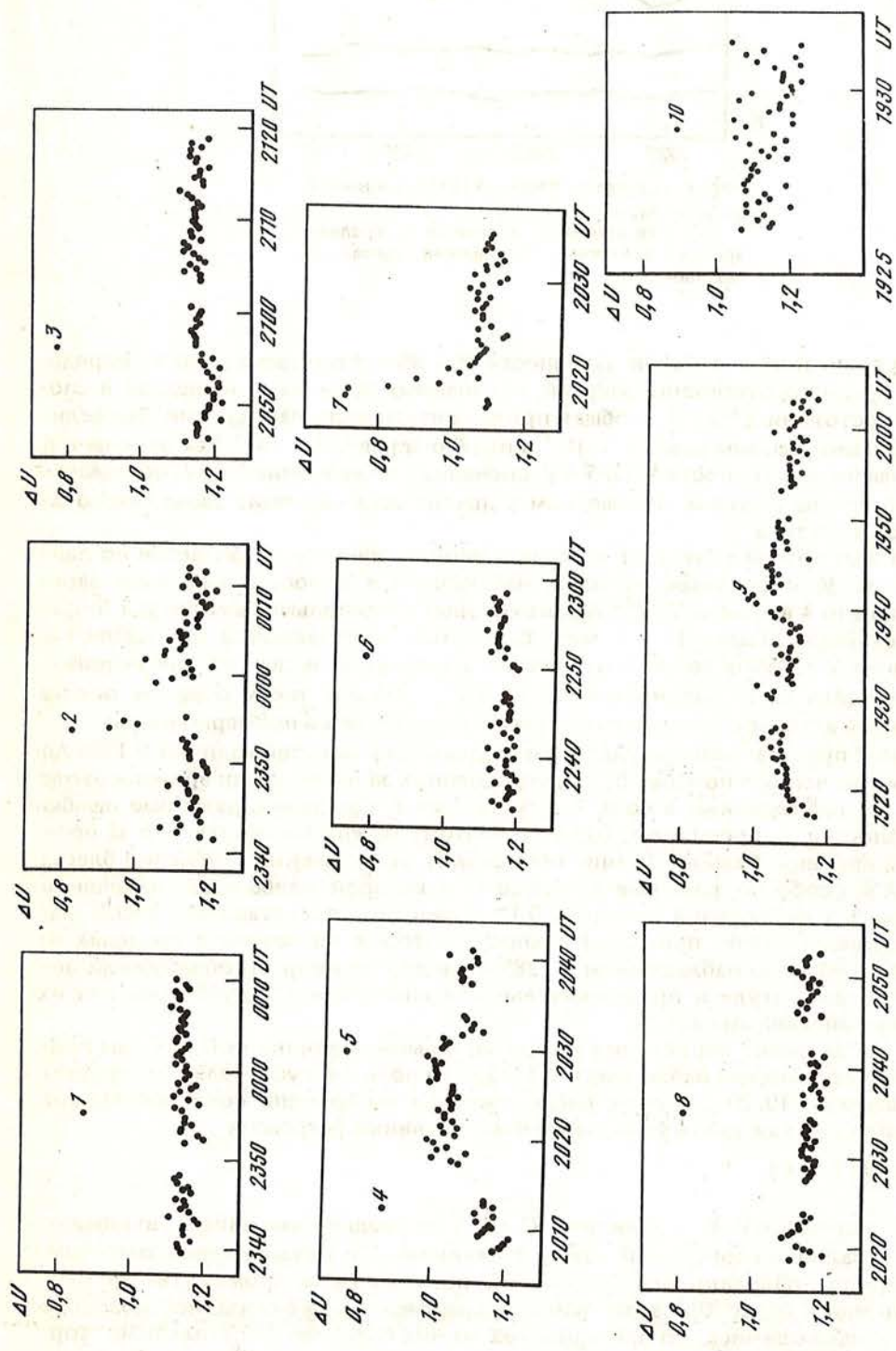


Рис. 1. Кривые блеска вспышек V 1285 Agl NN1 — 10 в поясе U
 Номера поставлены вблизи точек, показывающих максимальное увеличение блеска

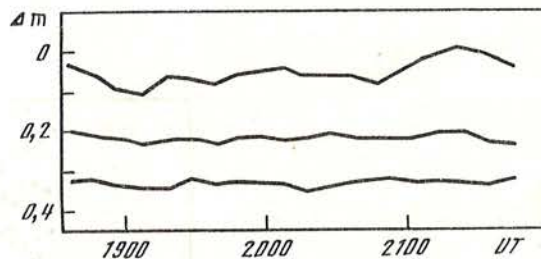


Рис. 2. Колебания блеска V1285Aql в ночь 7 августа 1989 г.
Верхняя кривая — величины U , средняя кривая — величины V , нижняя кривая — величины I

амплитудами. Вывод о малой активности V 1285 Aql подтверждается определением среднего отношения энергий, излучаемых вспышками и звездой в спокойном состоянии $\sum P_U/T$, T — общая продолжительность наблюдений. Эта величина по нашим данным равна $1,1 \cdot 10^{-3}$, а по [7] она равна $1,2 \cdot 10^{-3}$. Как отмечено в [7], вспышечная активность V 1285 Aql, оцененная по величине $\sum P_U/T$, оказывается более чем на порядок меньше, чем у других вспыхивающих звезд такого же спектрального типа.

Несколько другой результат по вспышечной активности оказывается по данным [9]. За 30 ч фотоэлектрических наблюдений в полосе B в [9] было зарегистрировано 4 вспышки V 1285 Aql, из которых у наибольшей амплитуда и продолжительность были 1^m и 5 мин. Если взять получающееся по нашим наблюдениям V 1285 Aql среднее отношение амплитуд вспышек, то для вспышки, наблюдавшейся в [9], получается $\Delta U = 2,5$, $P_U = 759$ с и, таким образом, оценка вспышечной активности по величине $\sum P_U/T$ увеличивается примерно в 6 раз.

На рис. 2 представлены результаты определения разностей величин V 1285 Aql и звезды сравнения в полосах U, V, I , усредненных за промежутки времени около 10 мин, по наблюдениям в ночь 7 августа 1989 г. Среднеквадратичные ошибки этих разностей не превышают $\pm 0,005^m$, и поэтому можно заключить, что за промежутки времени, большие 10 мин, происходят значительные изменения блеска V 1285 Aql, особенно заметные в полосе U , в которой наибольшее изменение блеска за 3 ч наблюдений достигло $0,1^m$. Изменения представляют собой накладывающиеся волны, продолжительности которых заключены в пределах от 10 мин до 1—2 ч. По наблюдениям V 1285 Aql в другие ночи мы обнаружили подобные по амплитуде и продолжительности колебания. Следует отметить их сходство с описанными в [4, 5].

Нами исследована корреляция между звездными величинами U, V, I . Мы подразделяли весь массив наблюдений V 1285 Aql в ночь 7 августа 1989 г. на группы, содержащие $k = 10, 20 \dots$ членов, расположенных по времени последовательно, и находили для каждой группы, эмпирическую линию регрессии

$$Y_i = a + b(X_i - \bar{X}),$$

где X_i — величины V , Y_i — величины U и I , \bar{X} — среднее значение X_i , входящих в группу. Наличие корреляции между величинами U и V становилось заметным, если в группы объединялись наблюдения, полученные за промежутки времени около 10 мин и более. При этом значения коэффициентов b оказались довольно сильно изменяющимися, но примерно 70% из них были неотрицательными. Корреляция между величинами V и I не обнаруживается даже по рядам наблюдений

продолжительностью 10 мин и более. Числа положительных и отрицательных коэффициентов b для них оказываются примерно равными, т.е. гипотезы наличия и отсутствия корреляции равновероятны.

Результаты наблюдений V 1285 Aql в ночь 7 августа 1989 г. исследованы нами на наличие периодичности 39,3 с, о которой сообщалось в [6]. Временное разрешение наших наблюдений составляло 6 с, и это дает возможность проводить поиск периодичностей от 12 с и более. Периодичность 39,3 с, не была нами обнаружена по периодограмме, построенной по методике [10] по всем наблюдениям в полосе U 7 августа 1989 г. Затем мы построили периодограммы по рядам наблюдений в полосе U продолжительностью по 10 мин и тоже не обнаружили периодичности 39,3 с. Кроме того, мы сравнили ошибки одного определения разности звездных величин V 1285 Aql и звезды сравнения, вычисленные на основе квантовой статистики и найденные непосредственно из наблюдений для рядов наблюдений продолжительностью по 10 мин, и нашли, что они совпадают. Все эти результаты указывают на то, что значимые периодичности менее 10 мин по нашим наблюдениям не обнаруживаются.

Наши наблюдения не подтверждают вывод [7] о возможном существовании вращательной модуляции блеска V 1285 Aql с периодом около 12 дней и амплитудой $0,05^m$ в V . По осредненным за каждую из 12 ночей наших наблюдений разностям звездных величин V 1285 Aql и звезды сравнения наибольшее различие достигает $0,014^m$ в V , а среднеквадратичное отклонение по одной ночи составляет $\pm 0,0048^m$ в V . Полученные различия величин между ночами, по-видимому, могут быть объяснены тем, что в течение ночи происходили накладывающиеся колебания блеска V 1285 Aql, и в результате их совместного влияния средний блеск от ночи к ночи нерегулярно изменялся в небольших пределах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Общий каталог переменных звезд / Под ред. П.Н. Холопова. М.: Наука, 1985—1987.
2. *Gliese W.* // Veröff. Astr. Rechen-Inst. Heidelberg. 1969. Vol. 22.
3. *Joy A.H., Abt H.A.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1974. Vol. 28. P. 1.
4. *Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 52.
5. *Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1988. Т. 79. С. 63.
6. *Andrews A.D.* // Astron. and Astrophys. 1989. Vol. 214. P. 220.
7. *Byrne P.B., Doyle J.G., Butler C.J., Andrews A.D.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 211. P. 607.
8. *Busko I.C., Torres C.A.O.* // Inform. Bull. Var Stars 1976. N 1186.
9. *Shakhovskaya N.I., Maslennikov K.L.* // Inform. Bull. Var. Stars. 1970. N 487.
10. *Scargle J.D.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 835.

НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТНОЙ Ар-ЗВЕЗДЫ β CrV В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА НА КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ "АСТРОН"

Н.И. Меркулова, С.И. Плачинда

Для 9 фаз периода вращения магнитной Ар-звезды β CrV были получены распределения энергии в ее спектре в области λ 1700—3500 Å с шагом 20 Å с помощью космической станции "Астрон". Анализ этих наблюдений показал, что основные особенности переменности потока излучения у Ар-звезд в УФ-области спектра присущи также β CrV, а именно: 1) с увеличением длины волны падает амплитуда колебаний излучения в УФ-области спектра; 2) в области $\lambda < 2100$ Å наблюдаются два максимума и два минимума на кривых изменения потоков в зависимости от фазы периода вращения; 3) в области длин волн λ 3000—3500 Å поток излучения остается практически постоянным; 4) положение максимума на оптической кривой блеска соответствует положению минимума блеска в ультрафиолете.

THE UV OBSERVATIONS OF THE MAGNETIC Ap-STAR β CrV ON BOARD THE SPACE STATION "ASTRON", by N.I. Merkulova and S.I. Plachinda. For 9 phases of rotation period of the magnetic Ap-star β CrV the energy distribution in the range 1700—3500 Å is obtained with the step 20 Å. The observations were carried out on board the space station "Astron". The analysis of the observational data shows, that the main peculiarities of the emission flux variations of Ap-stars in the UV spectral region are also typical for β CrV.

Наблюдения Ар-звезд показывают их спектральную и фотометрическую переменность с фазой периода вращения как в видимой и ближней инфракрасной, так и в ультрафиолетовой областях (УФ).

В семидесятые годы широкое распространение получила гипотеза Петерсон [1]. Она предположила, что переменность блеска у Ар-звезд в видимой области, возможно, обусловлена изменениями блеска в УФ. Так, у ряда горячих Ар-звезд наблюдаются избытки в содержании кремния. Эквивалентные ширины и лучевые скорости, измеренные по этому элементу, переменны с фазой периода вращения. Предполагается, что кремний сконцентрирован в отдельных областях, которые обычно называют пятнами, не подразумевая при том аналогии с магнитными пятнами на Солнце. Кремний имеет множество сильных линий в ультрафиолете, поэтому в местах его концентрации будет повышенное поглощение, что приведет к переменности УФ-потока с фазой периода вращения. В результате такого повышенного поглощения верхние слои атмосферы звезды охлаждаются, а нижние — дополнительно нагреваются. Этот нагрев приводит к переизлучению энергии в видимой области и, в свою очередь, к переменности ее блеска с фазой вращения. В видимой области также происходит поглощение излучения линиями разных элементов, в том числе имеющих неоднородное распределение концентрации по поверхности звезды. Это вносит дополнительную переменность.

В дальнейшем гипотеза Петерсон о переменном бланкетировании в УФ была перенесена рядом авторов на элементы "железного пика" и редкоземельные элементы для объяснения переменности более холодных Ар-звезд [2—4].

Наблюдения показывают, что изменения потока в ультрафиолете у Ар-звезд происходят в противофазе с изменениями потока в видимой области [3, 5, 6—10]. Это является аргументом в пользу существования процессов перераспределения энергии в их спектрах.

Однако, если для горячих Ар-звезд удастся в основном объяснить фотометрическую переменность в видимой области перекачкой энергии из ультрафиолета,

№№ пп	Дата	Момент начала сеанса "Астрона", JD	Фазы периода враще- ния	№№ пп	Дата	Момент начала сеанса "Астрона", JD	Фазы периода враще- ния
1	22.03.1984 г.	2445782,17	0,56	6	01.08.1987	2447008,83	0,91
2	13.07.1987	2446989,79	0,88	7	04.08.1987	2447011,92	0,08
3	24.07.1987	2447000,79	0,47	8	25.08.1987	2447032,79	0,21
4	27.07.1987	2447003,96	0,65	9	26.08.1987	2447033,79	0,26
5	28.07.1987	2447004,83	0,69				

то для более холодных это сделать затруднительно [11]. β CrB, которую мы исследовали, относится к холодным Ар-звездам ($T_e \sim 8000$ K [12]).

β CrB (HD 137909) — одна из наиболее исследованных магнитных звезд. По типу пекулярности она относится к Sr—Cr—Eu и является спектрально-двойной. Эйткен и Орверт [13] пришли к выводу, что оба компаньона четвертого класса светимости, различие в яркости около 1—2 звездных величин и спектральные классы компонент A8 и ~F5. Орбитальный период равен $\sim 10,6$ года.

Общепринятое значение периода изменения эффективного магнитного поля H_e было установлено Престоном и Старчем [14]:

$$JD_{p.cr.} = 2434217,5 + 18,487E, \quad (1)$$

где p.cr. — положительный кроссовер (момент перехода кривой H_e от "–" к "+").

На основании фотометрических наблюдений β CrB выявлено, что на фазовой кривой периода вращения фазы максимума блеска близки фазам максимума эффективного магнитного поля, а фазы минимума блеска близка фазам минимума H_e . Амплитуда колебаний составляет около трех сотых звездной величины [15—17].

Наблюдения в УФ-области спектра были выполнены на космической станции "Астрон" в течение 9 сеансов. Журнал наблюдений приведен в таблице. Длительность сеанса составляла примерно 3 ч. В последнем столбце содержатся фазы периода вращения звезды, вычисленные в соответствии с эфемеридой (1). Неопределенность вычисления фазы составляет $< 0,01$. Все наблюдения были сделаны с центральной входной диафрагмой, равной 0,04 мм, что соответствует 1" на небе. За 3 ч сеанса обычно делалось 36 сканов в режиме быстрого сканирования, когда каретка с ФЭУ проходила от одного конечного положения до другой за 140 с, а опрос телеметрии производился каждые 0,61 с. При этом перекрывался спектральный диапазон от 1700 до 3500 Å. Использовалась широкая выходная щель с $\Delta\lambda = 28$ Å. Подробное описание эксперимента, методики наблюдений и обработки сканирования спектров звезд (в том числе и β CrB), выполненные на "Астроне", приведены там же в виде таблиц логарифмов спектральной плотности абсолютных потоков излучения (в единицах эрг/(см · с · Å)) вместе с их относительными внутренними погрешностями, составляющими, как правило, величину 0,01 dex.

На рис. 1 показаны абсолютные распределения энергии в спектре β CrB от 1700 до 3500 Å с шагом 20 Å, полученные на "Астроне". Видно, что потоки излучения в спектре звезды на всех длинах волн меняются синхронно с фазой периода вращения. Размах этих изменений превышает 30%. Чтобы оценить разброс приведенных абсолютных потоков излучения, нами были подсчитаны средне-квадратичные отклонения единичного измерения в каждой длине волны по всем

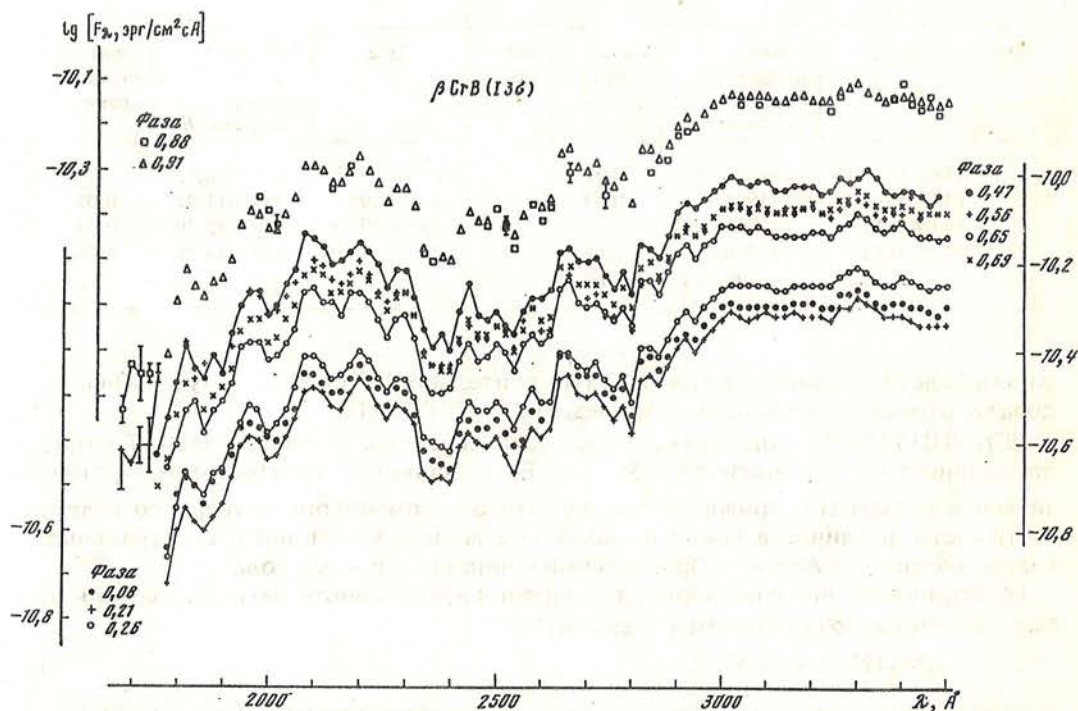


Рис. 1. Распределения энергии в спектре β CrB от 1700 до 3500 Å, с шагом 20 Å, полученные на "Астроне"

9 фазам. Эти ошибки меняются от 7% в длинноволновой области до 16% в коротковолновой области, но распределены они неодинаково: для $\lambda > 2200$ Å измерения в 64 длинах волн получены со среднеквадратичными отклонениями единичного измерения $\sigma \approx 7+11,5\%$, что составляет в среднем по всем длинам волн величину ошибки $\bar{\sigma} \approx 9,6\%$; для $\lambda < 2200$ Å среднеквадратичные отклонения единичного измерения заключены в пределах от 9% до 16%, что дает в среднем ошибку $\bar{\sigma} \sim 12\%$.

β CrB наблюдалась на "Астроне" в режиме, когда часть света, не прошедшего во входную диафрагму, использовалась для гидирования. Поток излучения в нулевом порядке дифракционной решетки регистрировался в IV канале, спектрофотометра референтным ФЭУ (чувствительность в спектральном диапазоне 1700—3500 Å), по отсчетам которого можно контролировать точность гидирования и учитывать изменения потока излучения от звезды, вызванные переменным виньетированием.

На рис. 2 показана кривая изменения блеска в фильтре *B*, а ниже нанесены логарифмы максимальных отсчетов референтного ФЭУ. Если считать, что максимальные отсчеты не искажены эффектами гидировки, то рисунок должен отражать реальную переменность блеска звезды, осредненную в диапазоне спектральной чувствительности ФЭУ. Амплитуда этой переменности (см. рис. 2) не превышает 5% и вероятный максимум блеска расположен около фазы 0,3*P*. Это согласуется с фазой максимума блеска в видимой области, а также с ее амплитудой, составляющей 3—4%.

Наблюдения Вольф и Вольф [15], выполненные в системе Стрёмгрена, показали, что переменность в фильтре *U*, центрированном на $\lambda 3500$ Å, не превышает 2%. Итак, максимальные отсчеты референтного ФЭУ меняются на величину не более

Рис. 2. Логарифмы максимальных отсчетов референтного ФЭУ ($\lg S_{\text{max}}^{\text{IV}}$) в зависимости от фазы периода вращения звезды βCrB . В верхней части рисунка приведена кривая блеска этой звезды в фильтре В [16]

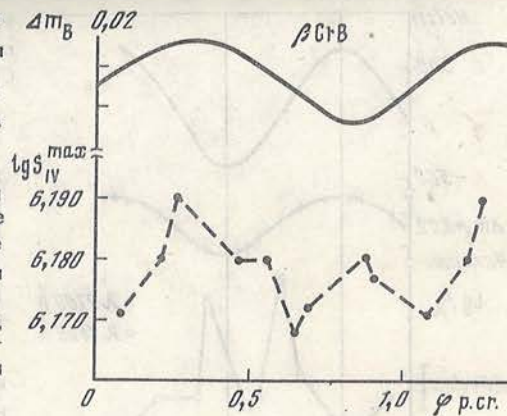
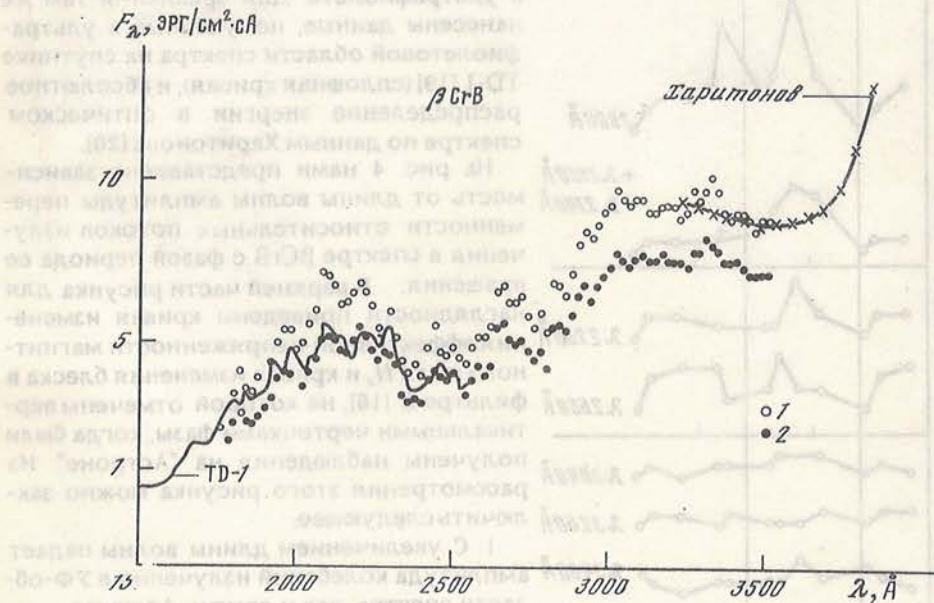


Рис. 3. Открытыми и закрытыми кружками показаны абсолютные потоки излучения в спектре βCrB , полученные на "Астроне" соответствующие минимальному и максимальному уровням яркости звезды в ультрафиолете.

Сплошной кривой нанесены данные, полученные на спутнике TD-1. Косые крестики — абсолютное распределение энергии в оптическом спектре βCrB по данным Харитоновой [20]

1 — Астрон $\phi_{p.c.} = 0,47$, 2 — Астрон ($\phi_{p.c.} = 0,21$)



5%, блеск в видимой области спектра меняется не более, чем на 4%, поток в области $\lambda 3500 \text{ \AA}$ по наземным наблюдениям меняется на 2%, в то время как абсолютный поток излучения на этой же длине волны по наблюдениям на "Астроне" обнаруживает разброс с дисперсией $\sim 10\%$. По-видимому, это реально достигнутая точность измерения на "Астроне" абсолютных потоков излучения при наблюдениях в центральной диафрагме. Поэтому мы решили перейти к рассмотрению относительных потоков излучения в УФ-спектре βCrB .

Известно, что у Ар-звезд ультрафиолетовая и видимая спектральные области, в которых происходит переменность потоков излучения в противофазе, расположены по разные стороны от некоторого участка длин волн $\Delta\lambda \sim 100+500 \text{ \AA}$, где поток не меняется. Центральную длину волны этого диапазона называют "нулевой" и обозначают λ_{null} . Была найдена зависимость λ_{null} от величины $Q = (U - B) - 0,72(B - V)$, которая свободна от эффектов межзвездного поглощения и является параметром, чувствительным к эффективной температуре звезды [6]. Согласно этой зависимости можно предположить, что для βCrB $\lambda_{\text{null}} \sim$

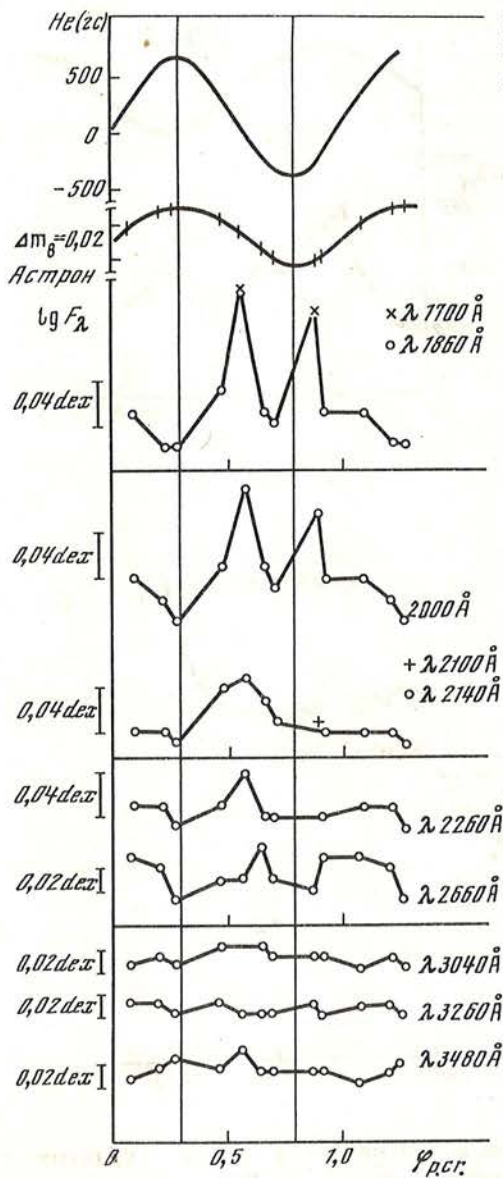


Рис. 4. Зависимость от длины волны амплитуды переменности относительных потоков в спектре β CrV с фазой периода вращения

$\sim 3200; 3300 \text{ \AA}$. Выбрав $\lambda_{\text{null}} = 3240 \text{ \AA}$, мы нормировали распределения энергии β CrV в ультрафиолете к значениям потока в фазе 0,26, для которой на данной длине волны хорошо согласуются потоки, полученные на "Астроне" и Харитоновым [20].

На рис. 3 приведены абсолютные потоки излучения в спектре β CrV, полученные на "Астроне", соответствующие минимальному и максимальному уровням яркости в ультрафиолете. Для сравнения там же нанесены данные, полученные в ультрафиолетовой области спектра на спутнике TD-1 [19] (сплошная кривая), и абсолютное распределение энергии в оптическом спектре по данным Харитонова [20].

На рис. 4 нами представлена зависимость от длины волны амплитуды переменности относительных потоков излучения в спектре β CrV с фазой периода ее вращения. В верхней части рисунка для наглядности приведены кривая изменения эффективной напряженности магнитного поля H_e и кривая изменения блеска в фильтре B [16], на которой отмечены вертикальными черточками фазы, когда были получены наблюдения на "Астроне". Из рассмотрения этого рисунка можно заключить следующее:

1. С увеличением длины волны падает амплитуда колебаний излучения в УФ-области спектра, как у других Ар-звезд.

2. В области $\lambda < 2100 \text{ \AA}$ наблюдаются два максимума и два минимума (аналогичный характер изменения потока с появлением вторичных максимума и минимума обнаружен у α^2 CVn [3] и iCas [6]).

3. В области длин волн $\sim 2000 \div 3500 \text{ \AA}$ поток излучения у β CrV остается практически постоянным.

4. Положение максимума на оптической кривой блеска соответствует положению минимума блеска в ультрафиолете.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что известные особенности переменности потока излучения у Ар-звезд в УФ-области спектра присущи также β CrV.

Авторы благодарны А.А. Боярчуку, Р.Е. Гершбергу, А.М. Зверевой, П.П. Петрову, А.В. Тербиж и А.И. Шейхету за возможность наблюдений на "Астроне", за предоставленные обработанные материалы наблюдений, а также за полезные замечания и дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Peterson D.M. // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 161. P. 685—694.
2. Wolff S.C., Wolff R.J. // *Astron. J.* 1971. Vol. 76. P. 422—430.
3. Molnar M.R. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 179. P. 527—537.
4. Mulsam H. // *Astron. and Astrophys.* 1979. Vol. 73. P. 158—170.
5. Lecrone D.S. // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 190. P. 319—326.
6. Molnar M.R., Mallama A.D., Hoith A.V., Soskey D.J. // *Astrophys. J.* 1976. Vol. 209. P. 146—159.
7. Mallama A.D., Molnar M.R. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1977. Vol. 33. P. 1—18.
8. Jamer C. // *Astron. and Astrophys.* 1977. Vol. 56. P. 413—416.
9. Jamer C. // *Astron. and Astrophys.* 1978. Vol. 70. P. 379—388.
10. Molnar M.R., Wu C.-C. // *Astron. and Astrophys.* 1978. Vol. 63. P. 335—340.
11. Илиев И.Х. // *Сообщения САО.* 1983. Т. 39. С. 5—39.
12. Глаголевский Ю.В. // *Сообщения САО.* 1985. Т. 20. С. 26—36.
13. Oetken L., Orwrt R. // *Astron. Nachr.* 1984. Vol. 305. P. 317—323.
14. Preston C.W., Sturch C. // *The Magnetic and Related Stars.* 1967. Baltimore. P. 111—121.
15. Wolff S.C., Wolff R.J. // *Astron. J.* 1971. Vol. 76. P. 422—430.
16. Бродская Э.С. // *Перем. звезды.* 1975. Т. 20. С. 129—132.
17. Метик Л.П. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1974. Т. 50. С. 63—67.
18. Боярчук А.А., Редактор // *Астрофизические исследования на космической станции Астрон.* 1990. Москва (в печати).
19. Jamar C., Macau—Hercol D. Monfils A. et al. // *Ultraviolet Bright-Star Spectrophotometric Catalogue.* ESA SR-27. Paris. 1976. P. 489.
20. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. *Спектрофотометрический каталог звезд (справочник).* Алма-Ата: Наука. 1988.

УДК 523.855

ЛИНЕЙЧАТЫЙ УФ-СПЕКТР ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НОРМАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ "АСТРОН"

Н.И. Меркулова, Л.П. Метик, В.И. Проник,
И.И. Проник

В ультрафиолетовых спектрах центральных областей размером 0,2—20 кпк для 20 нормальных галактик, полученных на астрофизической станции "Астрон", выделены абсорбционные полосы в областях $\lambda 2800 \text{ \AA}$ и $\lambda 2350 \text{ \AA}$ и эмиссия в линии СIII $\lambda 1909 \text{ \AA}$. Обе абсорбционные полосы обусловлены звездным составом центральных областей галактик. Показано, что интенсивность полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$, связанной с линиями MgI и MgII, коррелирует со спектральным классом центральной области галактики, а для спектрального класса k увеличивается с уменьшением линейного размера наблюдаемой области галактики.

Интенсивности полос $\lambda 2800 \text{ \AA}$ и $\lambda 2350 \text{ \AA}$ центральных областей галактик ранних морфологических типов и поздних спектральных классов коррелируют. Сделано предположение, что во всех случаях здесь наблюдается старое звездное население, в спектрах которого большую часть излучения ультрафиолетовой области дают звезды горизонтальной и послеемиптотической ветвей диаграммы Герцшпрунга—Рессела. Эмиссия в линии СIII в большинстве случаев слаба, возможно, из-за малой площади очагов ее свечения по сравнению с размерами наблюдаемых областей галактик.

THE LINE SPECTRUM OF CENTRAL REGIONS OF NORMAL GALAXIES OBTAINED ON BOARD OF THE ASTROPHYSICAL STATION "ASTRON", by N.I. Merkulova, L.P. Metik, V.I. Pronik and I.I. Pronik. The UV spectra of central regions of 20 normal galaxies obtained with the diaphragm 60" (the dimension 0.2—20 kpc) on board of the astrophysical station "Astron" allowed us to allocate the absorption bands in the regions $\lambda 2800 \text{ \AA}$ and $\lambda 2350 \text{ \AA}$. The emission in the region of СIII 1909 \AA line has been also found. Both absorption bands are caused by the stellar composition of the central region of the galaxy. It has been found, that the $\lambda 2800 \text{ \AA}$ line intensity connected with MgI and MgII lines correlates with the spectral class of the central region of the galaxy. For the spectral class k it increases with the decrease of the lineare dimension of the observed region. The correlation of spectral indexes of $\lambda 2800$

\AA and λ 2350 \AA bands of the central region of galaxies of earlier morphological types with late spectral classes has been noticed. It is suggested, that old stellar population is actually observed here, the main contribution of UV emission being made by the stars of horizontal and afterasymptotical branches of Hertzsprung-Russel diagram. In most cases the emission in CIII] line is weakened plausibly due to small contrast of its light on the background of the observed emission from large-scale galactic regions.

Введение

По данным наблюдений на астрофизической станции "Астрон" за период с 1983 по 1987 гг. получены распределения энергии в ультрафиолетовой области спектра $\lambda\lambda 1600\text{--}3500 \text{\AA}$ для 27 звездных систем. Методика наблюдений, фотографии объектов с отмеченными на них положениями входной диафрагмы (как правило размером 60", иногда 10"), а также графики и таблицы с данными наблюдений приведены в [1, 2]. Анализ значений потоков, полученных для 17 галактик морфологических типов от E до Ir, и сопоставление их с данными UV-фотометрии позволили сделать вывод о переменности УФ-излучения ядер трех галактик — Маркарян 573, M33 и M83, у которых переменность ранее отмечена уже в оптической области спектра [3].

Основная цель наблюдений галактик в ультрафиолете заключалась в исследовании непрерывного спектра и тех деталей линейчатого спектра, которые можно было получить при спектральном разрешении, определяемом методикой наблюдений и чувствительностью применяемой аппаратуры [1]. Ниже приведены результаты исследования таких деталей в спектрах нормальных галактик.

1. Детали линейчатого спектра галактик по наблюдениям на станции "Астрон"

Распределение энергии в ультрафиолетовой области спектра $\lambda\lambda 1600\text{--}3500 \text{\AA}$ определено по значениям потоков в отдельных полосах спектра шириной 28 \AA [1]. Измерения потоков обычно проводились в 10—15 точках. Точность установки входной щели спектрометра на заданную длину волны не превышала 10—15 \AA . Исключение составляли случаи, когда щель первого канала спектрометра устанавливалась на длину волны $\lambda 2800 \text{\AA}$ с точностью до 1 \AA , при этом щель второго канала приходилась на длину волны $\lambda 1909 \text{\AA}$. В случае ближайших галактик, красное смещение которых практически равно нулю, первая длина волны совпадала с длиной волны резонансного дублета MgII, а вторая — была близка к длине волны полузапрещенной линии CIII] $\lambda 1909 \text{\AA}$, которая наблюдается в эмиссии в спектрах излучения газовых туманностей и ядер активных галактик. Из наблюдаемых нами мы выбрали спектры 20 близких галактик и их деталей. Они перечислены в таблице. Во 2-м и 3-м столбцах таблицы приведены морфологические типы и спектральные классы галактик по данным [4, 5], в 4-м столбце — R — расстояния до объектов и ссылки на использованные данные [6—17]. В случае отсутствия данных в литературе, расстояние определялось по красному смещению (при постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км/с Мпк}$) [2]. В столбце 5 приводятся размеры центральных областей галактик в кпс, соответствующие диафрагме 60".

В качестве примера на рис. 1 приведен спектр излучения центральной области галактики NGC 2841, на котором отмечены детали, наблюдаемые при данном разрешении: две абсорбционные — у $\lambda 2800 \text{\AA}$ и $\lambda\lambda 2300\text{--}2400 \text{\AA}$ и одна эмиссионная — у $\lambda 1909 \text{\AA}$. Интенсивности наблюдаемых в спектрах деталей мы характеризовали индексом $C = \lg(F_{\text{cont}}/F_{\lambda})$, представляющим разность логарифмов потоков непрерывного спектра и полосы, центрированной на линию поглощения или излучения. Значения таких индексов для полос $\lambda 2800 \text{\AA}$ и $\lambda 2300\text{--}2400 \text{\AA}$ приведены в 6-м и 7-м столбцах таблицы. В дальнейшем вторую полосу условно будем называть $\lambda 2350 \text{\AA}$.

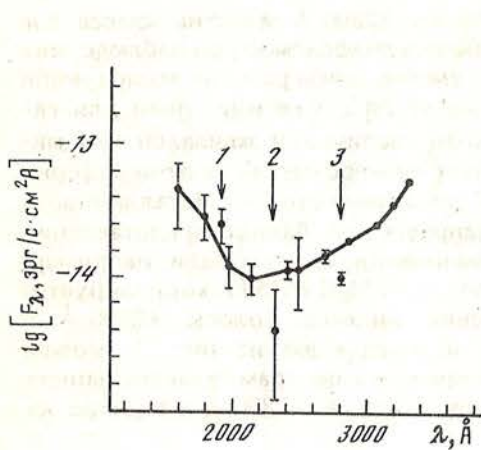
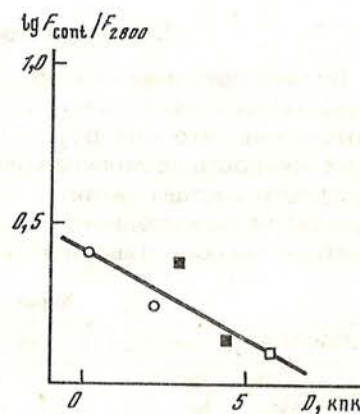
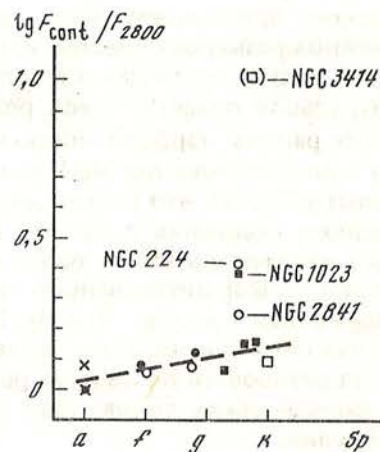


Рис. 1. Распределение энергии в ультрафиолетовом спектре излучения центральной области галактики NGC 2841. Отмечены три положения, в которых наблюдались абсорбционные и эмиссионные детали

Рис. 2. Сопоставление спектрального индекса полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ со спектральным типом центральной области галактики

Морфологические типы галактики обозначены: крестик — I_r , заполненный кружок — S_c , открытый кружок — S_b , открытый квадрат — S_a , заполненный квадрат — E . В скобках — значения для очень слабого потока

Рис. 3. Сопоставление индексов C_{2800} с размерами центральной области галактики, которую вырезала диафрагма при наблюдениях. Обозначения, как на рис. 2



2. Полоса поглощения $\lambda 2800 \text{ \AA}$

Полосу поглощения $\lambda 2800 \text{ \AA}$ можно отождествить с наблюдаемыми в спектрах звезд спектральных классов В—М резонансными линиями поглощения $\text{MgI } \lambda 2852$ и резонансного дублета $\text{MgII } \lambda 2796 \text{ \AA}$ и $\lambda 2803 \text{ \AA}$ [18, 19].

Кроме того, эти линии частично возникают в результате прохождения света через межзвездную среду. Из рис. 2 видно, что индексы полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ коррелируют со спектральным типом галактики, что является отражением известного факта роста эквивалентных ширин линий MgII и MgI с переходом от звезд ранних спектральных классов к поздним [18, 19]. Преобладание в галактике звезд более поздних спектральных классов увеличивает эквивалентную ширину линий MgII и MgI , а значит и индекс полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$. Интересно, что среди галактик самых поздних спектральных типов три — NGC 224, NGC 1023 и NGC 3414 имеют аномально большой индекс полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$, превышающий значение $\Delta \lg(F_{\text{cont}}/F_{2800})$ на 0,3—0,8 по сравнению с индексами других галактик тех же морфологических типов, а эквивалентные ширины полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ в спектрах примерно совпадают с таковыми для звезды нормального химического состава $\alpha \text{ Cen} - \text{FOIb} - \text{II}$ [20].

Галактики спектрального класса k , фигурирующие на рис. 2, почти одинаковой абсолютной звездной величины — $19^m,1 > V > -19^m,8$, за исключением одной, для которой $V_{\text{tot}} = -21^m,3$. Это позволяет предполагать, что эволюция химического состава звезд в центральных областях исследованных галактик может быть

сходной. При сопоставлении индексов полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ галактик класса k и линейных размеров областей, которые выделялись диафрагмой при наблюдениях (рис. 3), видно, что указанный индекс растет с уменьшением размера исследуемой центральной области. Такой результат согласуется с уже известным для галактик ранних морфологических типов фактом увеличения эквивалентных ширины линий поглощения MgII, Na и др. элементов по мере перехода от периферии к центру [21, 22], что интерпретируется как повышение степени металличности звездного населения галактики в том же направлении. Данное представление имеет наблюдательные и теоретические обоснования. Как показали, например, Каули и др. [23], интенсивность полосы поглощения MgII $\lambda 5150 \text{ \AA}$ коррелирует с содержанием железа $[Fe/H]$. Но увеличение индекса полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ с уменьшением размера наблюдаемой области, следующее из рис. 3, можно интерпретировать также и как результат увеличения к центрам галактик ранних морфологических типов доли звезд с яркой полосой $\lambda 2800 \text{ \AA}$ в спектре их излучения.

3. Полоса поглощения около $\lambda 2300\text{--}\lambda 2400 \text{ \AA}$

Полоса поглощения в области $\lambda 2350 \text{ \AA}$ наблюдается в спектре вблизи максимума полосы поглощения света межзвездной пылью, поэтому возникает предположение, что она обусловлена именно этим эффектом. В таком случае ее интенсивность не должна коррелировать с интенсивностью линий, зависящих от звездного состава галактик. Чтобы проверить, является ли полоса $\lambda 2350 \text{ \AA}$ результатом межзвездного поглощения или обусловлена звездным составом галактики, мы сопоставили интенсивности и положения полосы $\lambda 2350 \text{ \AA}$ в спектрах

Характеристики исследованных галактик

NGC Mkn	тип [4, 5]	Sp [5]	R , Мпк	$D(60'')$, кпк	C_{2800}	C_{2350}
224*	Sb	G5 — k	0,69 [6]	0,2	0,40	—
598	Sc	A7 — f	0,88 [7, 8]	0,3	0,08	0
1023	E7	C5	10 [9]	2,9	0,38	0,55
1569	Ir	— a	7,6 [10]	2,2	0,08	—
2415	Ir	—	50**	14,8	0	0
2841	Sb	G0 — k	7,6 [11]	2,2	0,24	0,40
3377	E5	G2 — k	24 [12]	7,0	(0,15)	—
3414	Sa	G5 — k	14,68**	4,3	1,00:	0,50:
3448	Sn	— a	19,52**	5,7	(0)	—
3593	Sb	F5 — g :	12,4 [13]	3,6	0,08	0
3664	SB	— a	16,5**	4,8	0	0
4251	E7	G3	13,3**	3,9	0,07	0
4486	E1	C5 — k	15,0 [14]	4,4	0,14	0,05:
4608	SBa	— k	19,5 [15]	5,7	0,10	0,30
4689	SB	— f	17,4 [16]	5,1	0,05	0,10
5194	Sc	F8: — f	7,8 [16]	2,3	0,12	0,06
5195	Epec	F5	7,8 [16]	2,3	0	0
5236	Sc	—	3,7 [17]	1,0	0,10	0,10
Mkn 573		—	69,1	20,5	0	0
Mkn 800		—	—	—	0,06	0
206	III в		0,69 [6]	0,2	0,06	0,14
	NGC 224					
	III в					
	NGC 5236		3,7 [17]	1,0	0,08	0

*Положение диафрагмы при наблюдениях было не центральным (см. [1, 2]).

**Расстояние до объектов определено по красному смещению из [4] при $H = 75 \text{ км/с} \cdot \text{Мпк}$.

Примечание. В скобки взяты значения C_{2800} , полученные при входной диафрагме $10''$.

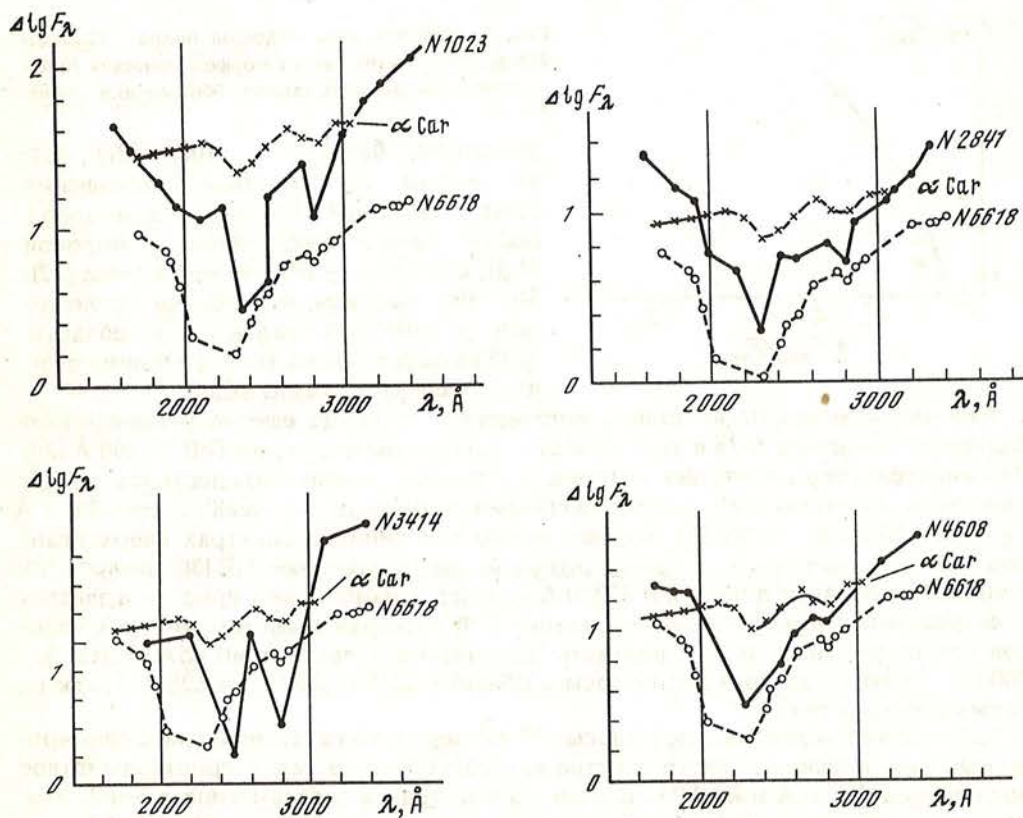


Рис. 4. Сравнение ультрафиолетовых спектров излучения четырех галактик спектрального типа, близкого к, полученных на станции "Астрон" (заполненные кружки), со спектрами диффузной туманности NGC 6618 (открытые кружки) и звезды α Car FOIb — II (крестики)

исследуемых нами галактик и в спектрах объектов, где заведомо известна природа абсорбции в этом участке спектра. Как следует из сопоставления двух последних столбцов таблицы, максимумы яркости полос $\lambda\lambda 2350 \text{ \AA}$ и 2800 \AA наблюдаются в одних и тех же галактиках. Поэтому можно считать, что интенсивность полосы около $\lambda 2350 \text{ \AA}$ зависит от звездного состава галактик.

Из таблицы видно, что самые интенсивные полосы в области $\lambda 2350 \text{ \AA}$ наблюдаются в спектрах излучения центральных областей четырех галактик ранних морфологических типов и самых поздних спектральных классов: NGC 1023 (E7—G5), NGC 2841 (SB—G0—k), NGC 3414 (Sa—G5—k) и NGC 4608 (SBa—k). На рис. 4 мы сопоставили распределение энергии в ультрафиолетовых спектрах этих галактик, звезды α Car F0 Ib—II, для которой $E_{B-V} = \pm 0^m,01$ [24], и диффузной туманности NGC 6618, известной большим межзвездным поглощением $AV \gg 5^m,5$ [25]. Спектр туманности NGC 6618 получен на станции "Астрон" и опубликован в [26]. Широкая полоса поглощения в области $\lambda 2200 \text{ \AA}$ в этом спектре целиком обусловлена поглощением межзвездной пылью, в то время как полоса поглощения, расположенная примерно в том же спектральном участке спектра звезды α Car, возникает в фотосфере этой звезды. Из рис. 4 можно видеть, что полоса $\lambda 2350 \text{ \AA}$, наблюдаемая в УФ-спектрах галактик, немного уже, и центр тяжести ее несколько смещен в красную сторону по сравнению с полосой, обусловленной межзвездной пылью. В спектре звезды α Car, полученном с раз-

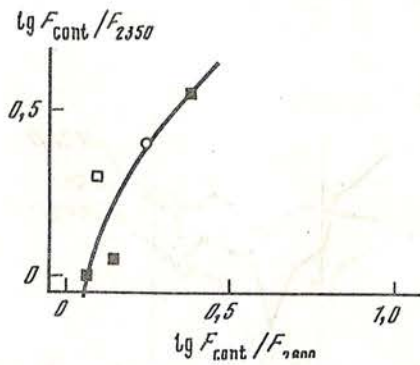


Рис. 5. Сопоставление индексов полос $\lambda 2800\text{\AA}$ и 2350\AA для галактик ранних морфологических типов поздних спектральных классов. Обозначения, как на рис. 2

решением, близким к 100\AA [27], четко видны две полосы поглощения. Одна из них (более длинноволновая) была отождествлена с полосой MgII , а другая — с линиями железа [27]. Мы предполагаем, что полоса поглощения в спектрах галактик в области $\lambda 2350\text{\AA}$ обусловлена теми же причинами, что и в спектре звезды αCen .

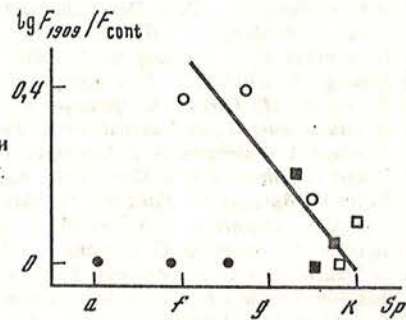
Рассматриваемая нами полоса поглощения до конца еще не расшифрована. В спектре галактики M33 в этой области отождествлена линия $\text{FeII } \lambda 2390\text{\AA}$ [28]. По свидетельству некоторых авторов эту полосу можно отождествить с резонансными линиями FeII , расположенными в области от $\lambda 2388\text{\AA}$ до $\lambda 2413\text{\AA}$ линиями NiII [29]. Особенно хорошо видны эти линии в спектрах сверхгигантов [29]. Согласно спектрам звезд, полученным на спутнике IUE [30], полоса поглощения в области длин волн $\lambda 2350\text{\AA}$ достигает наибольшей яркости в звездах спектральных типов поздних A и ранних F. В спектрах звезд именно этих классов доминирующими абсорбционными деталями в области длин волн $\lambda 2000\text{\AA}$ — 3000\AA являются как раз две полосы в области $\lambda 2350$ — 2400\AA и $\lambda 2800\text{\AA}$, как на наших спектрах рис. 4.

Если наше отождествление полосы $\lambda 2350\text{\AA}$ верно, то галактики, классифицированные в оптической области спектра классом $G5-k$ по характеристикам полос поглощения $\lambda 2350\text{\AA}$ и $\lambda 2800\text{\AA}$, близки по спектрам к звездам типа A5—F2. Это говорит о том, что в составе звездного населения центральных областей галактик NGC 1028, NGC 2841, NGC 3414 и NGC 4608 имеются звезды спектральных классов A5—F2, свет которых является доминирующим в излучении системы в спектральной области от $\lambda 2200\text{\AA}$ до $\lambda 2800\text{\AA}$. Такая ситуация наиболее вероятна, если звезды A5—F2 принадлежат населению старой звездной системы горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга—Рессела. В проэволюционировавшей звездной системе функция светимости может оказаться такой, что звезды спектрального класса A5—F2 будут "изолированы" как со стороны звезд более поздних, так и со стороны более ранних спектральных классов. В этом случае более поздние звезды спектральных классов G—K слабы в ультрафиолете, а более ранние звезды — звезды послесимптотической ветви — имеют максимум излучения в более коротковолновой области спектра, чем $\lambda 2200\text{\AA}$. В результате свет звезд спектральных классов A5—F2 в области длин волн $\lambda 2200$ — 2800\AA не будет "приглушен" излучением звезд других спектральных классов, как это было бы в случае, если бы эти звезды принадлежали звездной группировке современного звездообразования. Если наше предположение верно, то индексы полос $\lambda 2800\text{\AA}$ и $\lambda 2350\text{\AA}$ должны коррелировать именно в спектрах излучения систем ранних морфологических типов поздних спектральных классов. Из рис. 5 видно, что такая корреляция действительно намечается, т.е. наше предположение о том, что в ультрафиолетовых спектрах излучения галактик NGC 1023, NGC 2841, NGC 3414 и NGC 4608 мы наблюдаем звезды горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга—Рессела, находит подтверждение.

4. Эмиссионная линия $\text{CIII}] \lambda 1909 \text{ \AA}$

Полузапрещенная линия $\text{CIII}] \lambda 1909 \text{ \AA}$ возбуждается электронным ударом в межзвездной среде, в диффузных и планетарных туманностях, в оболочках звезд типа Т Тау и т.д. Для ее излучения требуются ионы CIII , существование которых возможно только при наличии квантов с энергией более $24,38 \text{ эВ}$ — таков

Рис. 6. Сопоставление спектральных индексов линии $\text{CIII}]$ и спектральных классов центральных областей галактик. Обозначения, как на рис. 2



потенциал ионизации ионов CII . Столь высокая ионизация может иметь место в планетарных туманностях, в некоторых диффузных туманностях, а также в ядрах и околоядерных областях галактик.

Для того чтобы наблюдалась линия $\text{CIII}]$, необходимо наличие газа и горячих ионизирующих его звезд. Другими словами, наибольшая вероятность излучения линии $\text{CIII}]$ имеется в HII -образованиях, содержащих очень горячие звезды. При низком пространственном разрешении, как в нашем случае, когда размеры исследованных областей достигают порядка $0,2\text{--}20 \text{ кпк}$ (см. таблицу), очаги свечения линии $\text{CIII}]$ имеют очень малый контраст на фоне спектра излучения всей области. Мы рассмотрели спектры галактик, для которых положение середины выходной щели спектрометра шириной 28 \AA отличалось от положения линии $\lambda 1909 \text{ \AA}$ не больше, чем на 10 \AA (с учетом красного смещения). Для таких галактик вычислен индекс, характеризующий яркость линии $\text{CIII}]$ — $C_{1909} = \lg(F_{1909}/F_{\text{cont}})$. Этот индекс был сопоставлен с другими индексами, характеризующими излучения галактик и их спектральный класс. На рис. 6 представлены индексы C_{1909} и спектральные классы. Как видно, для галактик морфологических типов Sb--E зависимость $C_{1909}\text{--}Sp$ намечается: при этом более раннему спектральному классу центральной области галактики соответствует больший индекс C_{1909} . Галактики морфологических типов Sc такой зависимости не показали. Это можно объяснить тем, что в центральных областях галактик морфологических типов Sb--E содержится более старое звездное население, в составе которого много горячих звезд типа ядер планетарных туманностей. В центральных областях галактик типа Sc таких звезд, так же как и ранних O--B звезд, не достаточно для обеспечения свечения линии $\text{CIII}]$.

Заключение

Показано, что абсорбционные полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ и $\lambda 2350 \text{ \AA}$ в ультрафиолетовых спектрах центральных областей 20 нормальных галактик обусловлены звездным составом. Интенсивность полосы $\lambda 2800 \text{ \AA}$ коррелирует со спектральным классом галактики, а для спектрального класса k увеличивается с уменьшением размера центральной области.

Мы благодарны В.Т. Жоголевой, Е.А. Лиморенко, Л.И. Филатовой и Г.Н. Шарповой за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизические исследования на космической станции Астрон / Под ред А.А. Боярчука. М.: Наука, 1990.
2. Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Зверева А.М. и др. // Изв. Крымск. астрофиз. обс., 1991, Т. 83, в печати.
3. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник В.И., Проник И.И. // Астрон. журн., в печати.
4. de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G. // "Second Reference Catalogue of Bright Galaxies", Texas Press, 1976.
5. van den Bergh S. // Publ. David Dunlap Obs., 1960, Vol. 11. N 6.
6. Vogel S., Boulanger F., Ball R. // Astrophys. J. 1987. Vol. 321. P. L. 145.
7. Humphreys R.M. // Astrophys. J. 1980. Vol. 241. P. 587.
8. Sandage A., Carlson G. // Astrophys. J. 1983. Vol. 267, P. L. 25.
9. Capaccioli M., Lorenz H., Afanasjev V. // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 169. P. 54.
10. de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Pence W. // Astrophys. J. 1974. Vol. 194. P. L. 119.
11. Sandage A., Tammann G. // Astrophys. J. 1975. Vol. 196. P. 313.
12. Robert I. Jedrzejewski // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1987. Vol. 226. P. 747.
13. Rubin V., Burstein D., Ford W., Thonnard N. // Astrophys. J. 1985. Vol. 289. P. 81.
14. Nieto J.L., Monnet G. // Astron and Astrophys. 1984. Vol. 139. P. 464.
15. Sandage A., Tammann G. // Astrophys. J. 1974. Vol. 194. P. 559.
16. de Vaucouleurs G. // Astrophys. J., 1979. Vol. 227. P. 729.
17. Sukumar S., Klein U., Grave R. // Astron. and Astrophys. 1987, Vol. 184. P. 71.
18. Gurzadyan G.A. // Pub. Astron. Soc. Pacif. 1975. Vol. 87. P. 289.
19. Чолокян В.Г. // Астрофизика. 1986. Т. 25. С. 309.
20. Любимков Л.С., Боярчук А.А. // Астрофизика. 1982. Т. 18. С. 598.
21. Faber S.M., Burstein D., Dressler A. // Astron. J. 1977. Vol. 82. P. 941.
22. Faber S.M. // Highlights of Astronomy. 1983. Vol. 6. P. 165.
23. Cowley A.P., Crampton D., Mc Clure R.D. // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 1.
24. Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A. et al. // Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue. 1976. P. 12.
25. Проник И.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. обс., 1963, Т. 30, С. 118.
26. Проник В.И., Петров П.П. // Астрон. журн., 1986. Т. 63. С. 1016.
27. Stecher Th.P. // Astron J. 1969. Vol. 74. P. 98.
28. Ciani A., D'Odorico S., Benvenuti P. // Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 137. P. 223.
29. Jamar C., Macau D. // Astron. and Astrophys. 1974. Vol. 33. P. 87.
30. Hock A., Egret D., Jaschek C. // IUE Low-Dispersion Spectra Reference Atlas-Part I. Normal Stars. 1984.

УДК 523.855

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НОРМАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ "АСТРОН"

Н.И. Меркулова, Л.П. Метик, В.И. Проник,
И.И. Проник

Проведен анализ непрерывного спектра излучения в диапазоне длин волн $\lambda\lambda 1800-3400 \text{ \AA}$ центральных областей размером $0,2-20 \text{ кпк}$ 14 нормальных галактик морфологических типов от Iг до E, двух галактик Маркаряна и двух III-областей с ОВ-ассоциациями. Сравнение распределений энергии в спектрах излучения наблюдаемых галактик, полученных на станции "Астрон" с диафрагмой $60''$, и на других внеатмосферных станциях с диафрагмами разных размеров (ОАО — $10''$, АНС — $2,5 \times 2,5$, ИЕ — $10'' \times 20''$) показало, что характер распределения энергии в спектрах их излучения не зависит от размера диафрагмы. Показано, что отношение потоков F_{3400}/F_{2500} определяется спектральным классом галактик: отношение растет в сторону поздних спектральных классов. Отношение потоков F_{1800}/F_{2500} минимально для галактик спектральных классов $f-g$, и растет как в сторону спектральных классов a , так и в сторону спектральных классов k .

Для анализа звездного населения галактик применена двуцветная диаграмма $\lg(F_{1800}/F_{2500})-\lg(F_{3400}/F_{2500})$. На ней галактики разделились на две последовательности: первая — галактики типа Sc, Iг, III-области с ОВ-ассоциациями; вторая — галактики ранних морфологических типов. Первая

последовательность галактик на двухцветной диаграмме совпала с положением O, B, A звезд главной последовательности. У галактик с самыми большими показателями цвета F_{3400}/F_{2500} на двухцветной диаграмме наблюдается разброс показателей цвета F_{1800}/F_{2500} . Мы предполагаем, что величина разброса зависит от соотношения в галактиках звезд горизонтальной и послеевипотической ветвей диаграммы Герцшпрунга—Рессела. Возраст этих систем $\geq 10 \cdot 10^9$ лет. Остальные галактики второй последовательности содержат, по-видимому, очаги современного звездообразования. К ним, в частности, относится галактика NGC 4486 и галактики Маркаряна.

THE CONTINUOUS SPECTRUM OF THE NORMAL GALAXIES CENTRAL REGIONS OBTAINED ON THE STATION "ASTRON", by N.I. Merkulova, L.P. Metik, V.I. Pronik, I.I. Pronik.

The analysis of the continuous spectrum in range $\lambda\lambda 1800-3400 \text{ \AA}$ of the central regions (dimensions 0.2—20 kpc) of 14 normal morphological types from Irr to E galaxies, two Markarian galaxies and two HII-regions with OB-associations have been made. The comparison of the energy distribution in the radiation spectra of observed galaxies, obtained with diaphragm 60" on the station "Astron" and other space stations with diaphragms of different dimensions (OAO — 10', ANS — 2.5×2.5 , IUE — $10" \times 20"$) showed, that the character of energy distribution in galaxies radiation spectra does not depend on diaphragm dimensions. It has been shown, that the flux ratio F_{3400}/F_{2500} is determined by spectral classes of galaxies: the ratios increases towards the late spectral classes. The flux ratios F_{1800}/F_{2500} are minimum for f—g spectral classes of galaxies and increase towards both a and k spectral classes.

For the analysis of galaxies stellar population we are applied two color $\lg F_{1800}/F_{2500} - \lg F_{3400}/F_{2500}$ diagram. On this diagram galaxies are divided into two sequences: the first are the galaxies of Sc, Irr types, HII-regions with OB-associations; the second — early morphological type galaxies. The first sequence of galaxies on the two-color diagram with the position O, B, A-stars of the main sequence have been coincided. The galaxies with the reddest color indexes F_{3400}/F_{2500} , on the two-color diagram show the scatter of color indexes F_{1800}/F_{2500} . We suppose that the value of scattering depends on the correlation of stars in horizontal and after-asymptotical branches of Hertzsprung—Russel diagram. The age of these systems is $\geq 10 \cdot 10^9$ years. The rest of the galaxies of second sequence contain, apparently, regions of current starformation. In particular, the NGC 4486 galaxy and Markarian galaxies belong to the sequence in question.

Введение

Данные наблюдений потоков излучения центральных областей галактик размером 60" со спектральным разрешением 28 \AA в диапазоне длин волн 1600—3500 \AA , опубликованные в [1, 2], уже обсуждались с целью исследования переменности излучения ядер некоторых галактик [3], а также деталей линейчатого спектра, которые можно было выделить при имеющемся разрешении [4]. Настоящая статья посвящена анализу характера непрерывного спектра 14 нор-

Т а б л и ц а 1

Ультрафиолетовые показатели цвета звездных систем по наблюдениям на станции "Астрон"

NGC Mkn	Тип	$\lg \frac{F_{1800}}{F_{2500}}$	$\lg \frac{F_{3400}}{F_{2500}}$	NGC Mkn	Тип	$\lg \frac{F_{1800}}{F_{2500}}$	$\lg \frac{F_{3400}}{F_{2500}}$
N 206	HI обл. в NGC 224	0,40	0	N 4486	EI	0,15	0,55
N 598	Sc	0,27	-0,04	N 4608	SBa	0,50	0,82
N 1023	E7	0,20	0,90	N 4689	Sb	-0,33	0,19
N 2415	Ir	0,01	0,07	N 5194	Sc	-0,02	0,15
N 2841	SBb	0,40	0,89	N 5195	E Pec	0,42	0,69
N 3414	Sa	0,05	0,86	N 5236	Sc	0,50	0,60
N 3593	Sb	-0,20	0,52	N 5236	HI обл.	0,12	0
N 3664	SB	0,24	-0,14	N 6397	Шаровое скопление	0	0,30
N 4251	E7	0,56	0,91	N 7078	Шаровое скопление	0	0,26
				Mkn 573		0,25	0,70
				Mkn 800		0	0,60

мальных галактик разных морфологических типов от Iг до E, 2 галактик Маркаряна и 2 НII-областей с включенными в них ОВ-ассоциациями. Список объектов приведен в табл. 1. Как было отмечено в [4], линейные размеры исследованных центральных областей галактик довольно разные — от 260 пк у галактики NGC 598 до 20,5 кпк — у галактики Маркарян 573. Но большинство (12) объектов имеют примерно одинаковые размеры исследованных областей — от 1 до 6 кпк. Статья включает три раздела: сравнение данных "Астроны" с данными других ультрафиолетовых телескопов, сравнение со спектрами, полученными в оптическом диапазоне, и анализ двуцветной диаграммы, построенной по ультрафиолетовым спектрам галактик.

1. Сравнение данных, полученных на станции "Астрон", с данными других внеатмосферных станций

Одним из методов исследования ультрафиолетовых спектров излучения центральных областей нормальных галактик было сравнение данных, полученных на станции "Астрон" в диафрагме 60", с результатами, полученными на других спутниках с разными диафрагмами [5—13]: ОАО с диафрагмой 10', ANS с диафрагмой 2',5 × 2',5 и IUE с диафрагмой 10" × 20". Надо отметить, что использование набора диафрагм не всегда дает выигрыш в информации. Например, при наблюдениях с диафрагмой размером 10' каждой из галактик в паре NGC 5194/5195 свет одной галактики частично смешивается со светом другой. В случае NGC 2841 и NGC 4486 возможно влияние излучения звезд нашей Галактики.

На рис. 1 приведены сравнения ультрафиолетовых спектров галактик, полученных с разными диафрагмами. Если исключить, галактику NGC 5236 (рис. 1, и), то из рисунков видно, что при изменении размера диафрагмы характер распределения энергии в спектре излучения галактики практически не меняется. Отсюда следует: 1) состав звездного населения, вносящего основной вклад в ультрафиолетовую область спектра, и содержание пыли в местах сосредоточения УФ-источников не меняются с удалением от центра; 2) рост потока в УФ-сторону в области длин волн 2000—1700 Å для некоторых галактик реальный и не связан с ошибками наблюдений. Первое положение нельзя считать универсальным. Оно применимо только к галактикам нашего списка, в котором оказались галактики с преобладанием населения либо I, либо II типа.

2. Сравнение данных, полученных на станции "Астрон", со спектрами центральных областей галактик оптического диапазона

Для анализа звездного населения галактик, а также для оценки достоверности результатов, полученных на станции "Астрон", последние были сопоставлены со спектральными классами галактик, относящимися к видимому диапазону спектра. Спектральные классы определяются по интенсивности линий поглощения и не зависят от величины межзвездного поглощения. Они характеризуют исключительно звездное население галактик. Однако распределение энергии в УФ-спектре, зависит как от звездного населения, так и от количества пыли. Хорошо известно, что у $\lambda 2175$ Å расположен максимум полосы поглощения межзвездной пыли [14] (см. рис. 2), здесь искажение пылью особенно сильно. Индикатором наличия пыли в самой галактике может служить ее морфологический тип: поздние спиральные и иррегулярные галактики всегда богаты поглощающей материей. Правда, наши исследования относятся, в основном, к центральным областям галактик, где влияние пыли значительно меньше, чем в участках, где расположены спиральные ветви.

Характерной особенностью большинства УФ-спектров галактик, полученных на "Астроне", является широкая депрессия в распределении энергии с центром тяжести вблизи $\lambda 2500 \text{ \AA}$. Удобной характеристикой такого распределения являются два параметра (показатели цвета): отношение F_{3400}/F_{2800} — в длинноволновой части УФ-спектра и отношение F_{1800}/F_{2200} — в коротковолновой. Оба параметра характеризуют наклон спектра в соответствующих интервалах длин волн — сначала спад, затем подъем, если двигаться от длинных в сторону коротких волн. Провал в спектре может зависеть как от звездного состава галактики, так и от количества пыли в ней. В том случае, когда поток непрерывного спектра в области $\lambda 2800 \text{ \AA}$ искажен линиями поглощения MgII и MgI [4], он оценивался по соседним участкам спектра. Спектральные классы галактик взяты из [1—4]. Сопоставление УФ-показателей цвета со спектральными классами центральных областей показано на рис. 3, а, б.

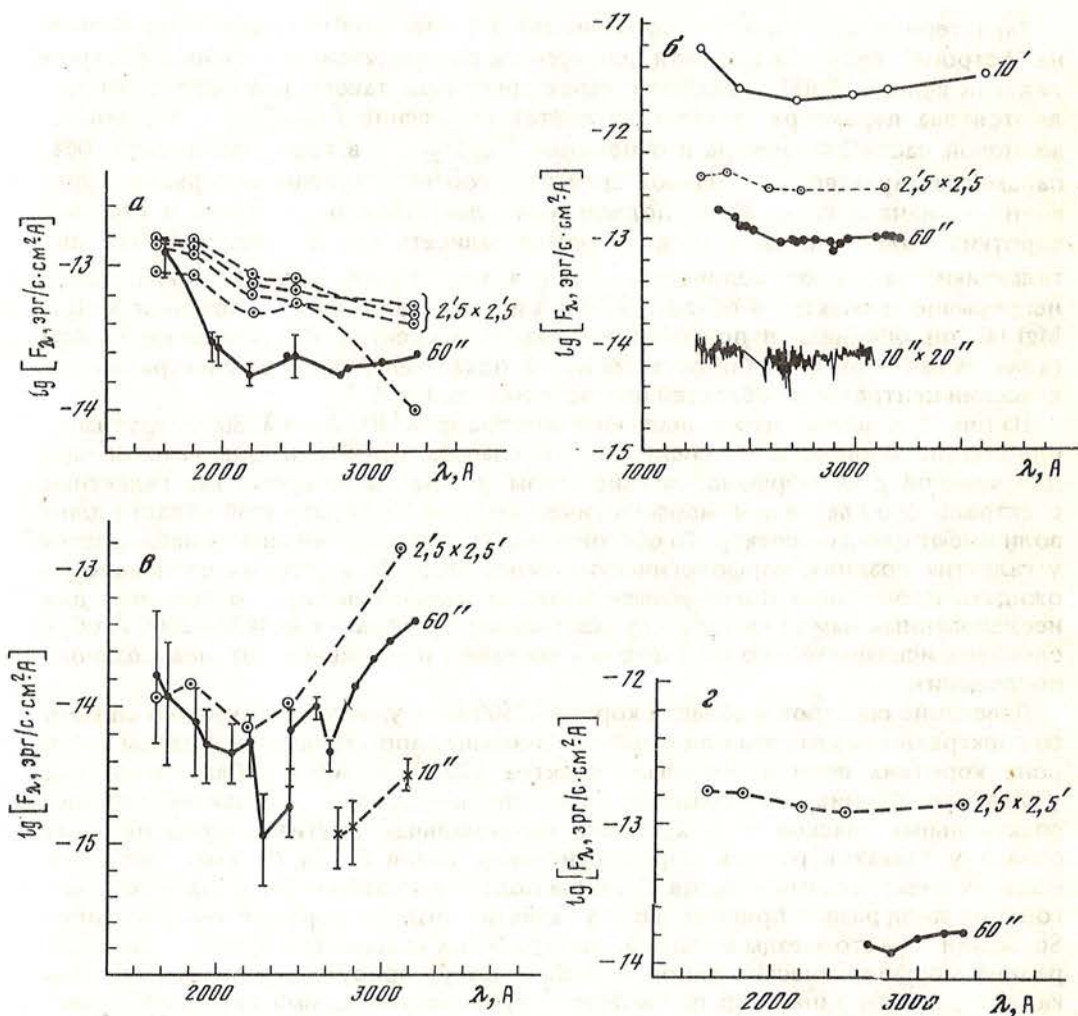
Из рис. 3, а видно, что в диапазоне спектра от $\lambda 3400 \text{ \AA}$ до $\lambda 2800 \text{ \AA}$ крутизна однозначно определяется спектральным классом галактики: она максимальна для классов $g-k$ (морфологические типы E—Sa), в то время как галактики спектрального класса $a-f$ (морфологические типы Sb, Sc, Ir) в этой области длин волн имеют плоский спектр. То обстоятельство, что плоский спектр наблюдается у галактик поздних морфологических типов Sb, Sc, Ir, в которых следовало бы ожидать проявлений поглощающей материи, свидетельствует о том, что для исследованных нами галактик крутизна спектра в области $\lambda 3400-2800 \text{ \AA}$ обусловлена исключительно их звездным составом и не зависит от межзвездного поглощения.

Поведение спектров в области короче $\lambda 2500 \text{ \AA}$ не удается однозначно связать со спектральным классом или морфологическим типом галактики. Подъем в сторону коротких волн в интервале спектра $\lambda 2200-1800 \text{ \AA}$ наблюдается как у галактик ранних спектральных классов $a-f$, так и у галактик поздних спектральных классов — $g-k$. Однако максимальная крутизна этого подъема бывает у галактик ранних морфологических типов E—Sa, богатых звездами поздних спектральных классов. Причина подъема в крайнем УФ одна — наличие горячих звезд разной природы. Если у галактик поздних морфологических типов Sb, Sc или Ir — это звезды молодые, спектральных классов O—B, то в галактиках ранних морфологических типов — E, Sa — могут присутствовать еще голубые карлики, звезды типа ядер планетарных туманностей. Самый глубокий провал в области $\lambda 2200 \text{ \AA}$ наблюдается в спектрах галактик типов E, Sa очень бедных поглощающей материей и состоящих в основном из звезд поздних спектральных классов. Это еще раз доказывает, что глубина провала и связанная с ним крутизна подъема спектра в сторону коротких волн в спектрах галактик обусловлены звездным населением, а не межзвездным поглощением.

3. Двухцветная диаграмма центральных областей нормальных галактик в ультрафиолетовом диапазоне спектра

Наиболее важной проблемой ультрафиолетовых спектров галактик является причина роста потока излучения в области коротких волн $\lambda < 2200 \text{ \AA}$ и разброс в крутизне этого роста [15—18]. Большинство авторов в качестве объектов, способных обеспечить такой рост потока излучения, рассматривают горячие звезды старого звездного населения: звезды послеасимптотической ветви диаграммы Герцшпрунга—Рессела, проходящей через ядра планетарных туманностей, горячие звезды горизонтальной ветви, звезды необычно горячей стадии эволюции в двойных системах, содержащие аккреционные диски. Не исключено также присутствие молодых O—B звезд не только в центральных областях галактик поздних морфологических типов, но и в эллиптических галактиках.

Обычно все эти проблемы решаются сопоставлением наблюдаемых спектров га-



лактик с модельными, построенными на основе наблюдаемых спектров звезд. Одной из наиболее удачных является модель непрерывного, в течение $16 \cdot 10^9$ лет, звездообразования, которую построил Брузуель [17], используя ультрафиолетовые спектры звезд, полученные на спутнике IUE. Недостатком этой модели является то, что в основе ее лежат спектры звезд, наблюдаемых главным образом в окрестностях Солнца, в то время, как согласно Бурштейну и его коллегам [15, 16], центральные области галактик ранних морфологических типов состоят из звездного населения с экстремальным содержанием тяжелых элементов, аналог которого пока в нашей Галактике не наблюдается. К сожалению, эта трудность сопутствует и другим методам исследования звездного состава галактик, в частности, и методу двуцветных диаграмм.

Двуцветная диаграмма часто используется как метод исследования звездного населения скоплений звезд и галактик, а также их эволюционных особенностей. Но если диаграммы для звездных скоплений строятся по наблюдениям отдельных звезд, и наблюдаемые диаграммы можно непосредственно сравнивать с теоретическими диаграммами, полученными для звезд разных масс, разного химического состава и возраста, то с галактиками дело обстоит сложнее. В галактиках наблюдается интегральный свет от групп звезд разного возраста,

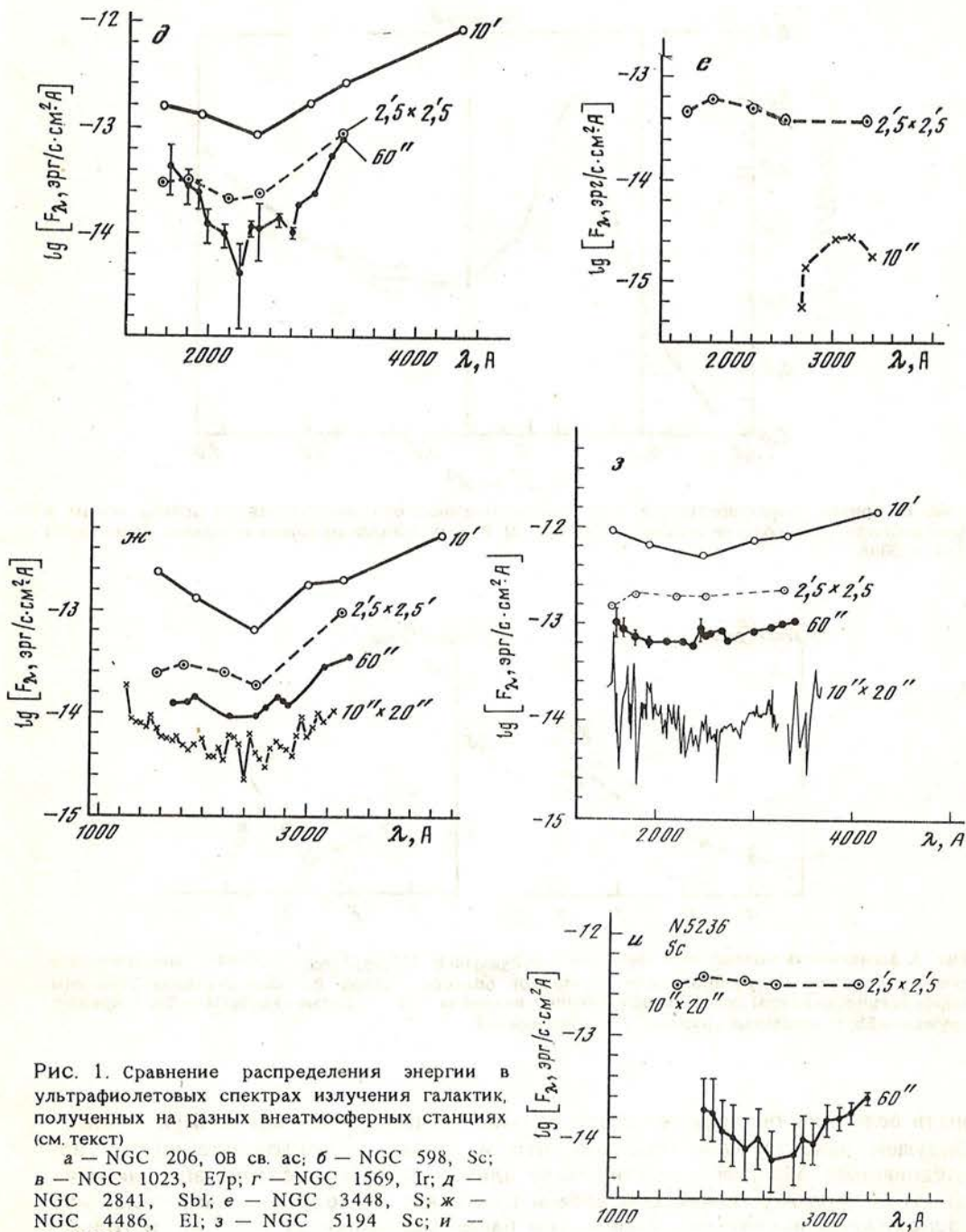


Рис. 1. Сравнение распределения энергии в ультрафиолетовых спектрах излучения галактик, полученных на разных внеатмосферных станциях (см. текст)

а — NGC 206, OB св. ac; б — NGC 598, Sc;
 в — NGC 1023, E7p; г — NGC 1569, Ir; д —
 NGC 2841, Sbl; е — NGC 3448, S; ж —
 NGC 4486, E1; з — NGC 5194 Sc; и —
 NGC 5236, Sc

химического состава и масс. Но в этом методе содержатся определенные элементы наглядности.

Как известно, показатели цвета галактик зависят не только от спектральных классов звезд, их составляющих, но и от величины межзвездного поглощения. Поэтому при использовании двцветной диаграммы надо исключить или хорошо

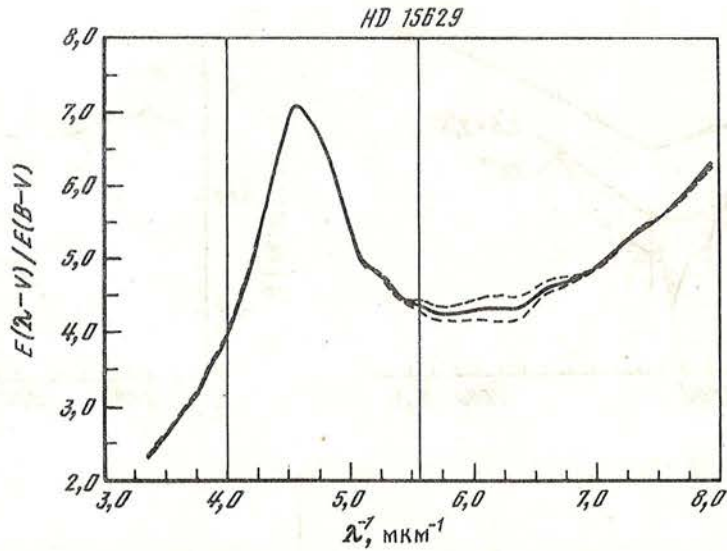


Рис. 2. Кривая, характеризующая зависимость межзвездного поглощения от длины волны в ультрафиолетовой области спектра согласно [14]. Вертикальными прямыми отмечены длины волн 1800 и 2500 Å

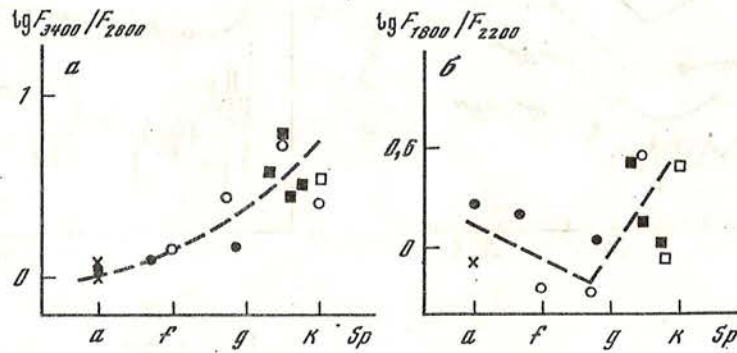


Рис. 3. Зависимость показателей цвета $\lg F_{3400}/F_{2800}$ (а) и $\lg F_{1800}/F_{2500}$ (б) от спектрального класса галактики, полученного для оптической области спектра. Разными значками отмечены морфологические типы галактик: заполненные квадраты — E, открытые квадраты — Sa, открытые кружки — Sb, заполненные кружки — Sc, крестики — Ir

знать величину поглощения и его влияние на показатели цвета. В [4] и в предыдущем разделе было показано, что межзвездное поглощение внутри исследованных областей галактик мало влияет на распределение энергии в их спектрах. К этому можно еще добавить, что все исследуемые нами галактики расположены высоко над плоскостью нашей Галактики $24 \leq b \leq 83^\circ$ и только одна из них (NGC 1023) имеет галактическую широту $b = 19^\circ$. Поэтому поглощением света в нашей Галактике можно пренебречь.

Хотя исследуемый нами спектральный интервал довольно узкий — всего около 1600 \AA — он несет определенную информацию, касающуюся очень горячих звезд, распределение энергии в спектрах которых круто падает от 2500 \AA в "красную" сторону, и холодных звезд, распределение энергии в спектрах которых круто падает от 2500 \AA в "синюю" сторону. Поэтому для двуцветной диа-

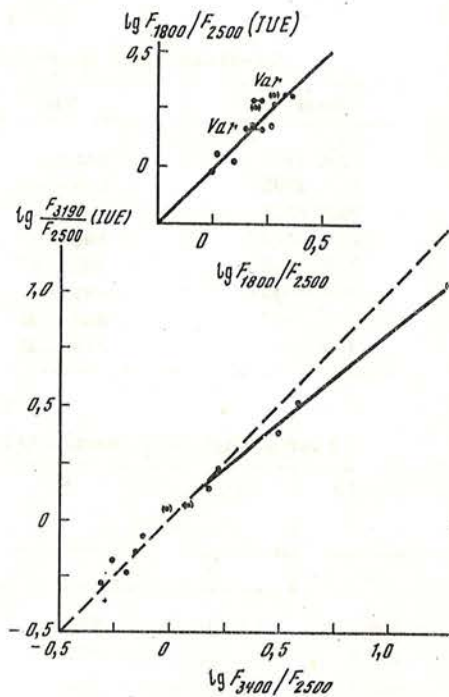
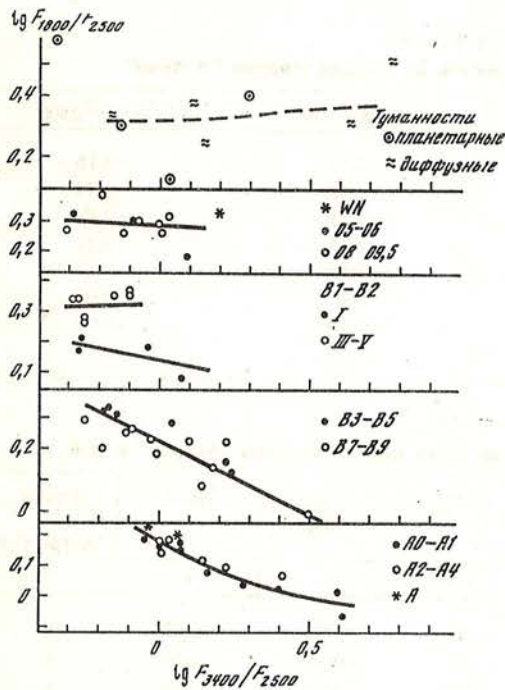


Рис. 4. Двухцветные диаграммы для звезд ранних спектральных классов, показывающие ход линии нарастающего поглощения

Рис. 5. Сравнение ультрафиолетовых показателей цвета звезд, полученных на станциях "Астрон" и IUE по данным таблицы 4

граммы мы выбрали в качестве центральной — полосу вблизи $\lambda 2500 \text{ \AA}$, а крайние полосы — у длин волн $\lambda 1800 \text{ \AA}$ и $\lambda 3400 \text{ \AA}$, поскольку в этих точках чаще всего велись наблюдения. Показатель цвета $\lg(F_{1800}/F_{2500})$ удобен еще тем, что величина межзвездного поглощения света в точках $\lambda 1800 \text{ \AA}$ и $\lambda 2500 \text{ \AA}$ — примерно одинакова [19] (см. рис. 2), поэтому, что очень важно, показатель цвета $\lg(F_{1800}/F_{2500})$ слабо зависит от межзвездного поглощения. Величина его влияет только на спектральный индекс $\lg(F_{3400}/F_{2500})$. Для проверки этого утверждения мы построили линии нарастающего покраснения при избранных показателях цвета, используя данные для звезд разных спектральных классов, диффузных туманностей, связанных с группировками горячих звезд, а также планетарных туманностей, включающих горячие ядра. Показатели цвета всех этих объектов определены по распределениям энергии, полученным на "Астроне", и представлены в табл. 2 и 3, и на рис. 4. Из рисунка видно, что для звезд O и OB-ассоциаций межзвездное поглощение влияет только на индекс $\lg(F_{3400}/F_{2500})$. Здесь линии нарастающего покраснения почти параллельны оси абсцисс. Для звезд более поздних спектральных классов линии нарастающего покраснения отклоняются немного вниз.

Показатели цвета центральных областей галактик полезно было сравнить с показателями цвета непокрасневших звезд. К сожалению, среди звезд, наблюдавшихся на станции "Астрон" [1], имеются только звезды поздних спектральных классов. Поэтому данные "Астроны" мы дополнили показателями цвета, полученными по распределениям энергии звезд каталога IUE [19], предварительно обработав их методом скользящего среднего по 5 точкам. Эта операция позволила уравнивать спектральные разрешения IUE [19], и "Астроны". Однако

Таблица 2

Показатели цвета газовых туманностей по данным станции "Астрон"

Объект	Тип	$\lg F_{1800}/F_{2500}$	$\lg F_{3400}/F_{2500}$
NGC 1975	диффуз.	+0,34	-0,16
NGC 2392	планетар.	+0,58	-0,34
NGC 6514	диффуз.	+0,31	+0,64
NGC 6523	диффуз.	+0,38	+0,11
NGC 6618	диффуз.	+0,52	+0,78
NGC 6853	планетар.	+0,13	+0,03
NGC 6879	планетар.	+0,40	+0,30
IC 2149	планетар.	+0,30	-0,13

Таблица 3

Ультрафиолетовые показатели цвета звезд по данным станции "Астрон" и IUE

HD, BD	Название	Sp	$\lg \frac{F_{1800}}{F_{2500}}$	$\lg \frac{F_{3400}}{F_{2500}}$	E_{B-V}	Станция IUE-1 "Астрон"-А
1	2	3	4	5	6	7
3360*	ζ Cas	B2IV	+0,28	-0,36	+0,05	I
4142*		B5V	+0,34	-0,39	+0,05	I
5448*	μ And	A5V	+0,19	+0,03	-0,08	I
8890*	α UMa	F7:1b—II	-1,34	+0,71	+0,05	I
10307*		G1, 5V	-1,54	+0,73	(0)	I
10516	ϕ Per	B2 V cp	+0,28	-0,25	+0,20	A
12311*	α Pyi	F0 V	-0,06	+0,19	(0)	I
20630*	α Cet	G5 V	-1,41	+1,07	(0)	I
21291		B9 V	-0,01	+0,50	—	A
21389		A0 Ia	+0,01	+0,59	—	A
22049*	ϵ Eri	K2 V	-1,46	+1,08	(0)	I
24398	44 ζ Per	B1 1b	+0,18	-0,04	+0,31	A
24534	α Per	09,5 cp	+0,29	0	—	A
25823	41 Tau	A0 p	+0,18	-0,05	—	A
27295	53 Tau	B9 Tau	+0,20	-0,19	-0,01	A
30614	α Cam	09,5 1a	+0,26	-0,12	+0,30	A
33904	μ Lep	B9 V	+0,23	-0,03	—	A
36371	χ Boo	B5 1ab	+0,12	+0,24	—	A
36512	ν Ori	B0 V	+0,40	-0,46	+0,04	I
38666*	μ Col	09 V	+0,41	-0,41	+0,02	I
47054*		B8 V	+0,23	-0,17	+0,02	I
57061	τ C Ma	09 1b	+0,27	-0,31	+0,12	A
58946*	ρ Cem	F2—3	-0,16	+0,19	(0)	I
60848	BN Cem	O5c	+0,32	-0,29	—	A
68351	15 Cnc	A0p	+0,16	0	—	A
72524	33 Lyn	A2V	+0,17	0	—	A
76644*	iUMa	A7 IV	+0,04	+0,08	0,00	I
77370*	b^2 Car	F3 V	-0,54	+0,35	(0)	I
78209	15 UMa	A7m	+0,02	+0,40	—	A
78316*	χ Cnc	B8 IIIp	+0,25	-0,11	-0,01	A
87737*	η Leo	A0 1b	+0,17	+0,17	-0,01	A

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
89021*	λ UMa	A2 IV	+0,13	+0,01	-0,03	A
89025*	ζ Leo	F0 III	-0,30	+0,18	-0,01	I
90589*		F2 IV	-0,34	+0,29	(0)	I
91316	ρ Leo	B1 Ib	+0,17	-0,27	—	A
97633	θ Leo	A2 V	+0,18	+0,03	—	A
102870*	β Vir	F9 V	-1,35	+0,84	(0)	I
105680		AOp	-0,07	+0,61	—	A
118022	78 Vir	Ap	+0,07	+0,16	—	A
125823*		B7 IIIp	+0,29	-0,25	-0,06	A
130109	109 Vir	A0 V	+0,17	-0,01	—	A
141556*	5χ Lup	AOp	+0,22	-0,04	+0,03	A
142114	2 A Sco	B3 V	+0,33	-0,17	+0,16	A
142184		B2 V ne	+0,35	-0,10	+0,18	A
144470	ω Sco	BIV	+0,35	-0,15	+0,21	A
145389	ϕ Her	B9p	+0,22	+0,10	—	A
147165	σ Sco	B1 III	+0,37	-0,10	+0,39	A
147394*	τ Her	B5 IV	+0,32	-0,19	+0,01	A
148184		B3	+0,28	+0,04	—	A
151864		O8f	+0,30	-0,07	—	A
151932		WN7	+0,33	+0,20	—	A
152107	52 Her	A2p	+0,11	+0,14	—	A
152408		O8 If	+0,31	+0,03	—	A
154090		B1 Iac	+0,08	+0,07	—	A
155804		O8c	+0,38	-0,19	—	A
157056*	θ Oph	B2 IV	+0,34	-0,27	-0,01	A
161912	τ^2 Sco	A2 Ib	+0,06	+0,41	—	A
166937	μ Sgr	B8 Ia	+0,14	+0,18	+0,22	A
173948	λ Pav	B2 II—IIIc	+0,26	-0,25	+0,08	A
179761*	21 Aql	B8p	+0,26	-0,09	+0,03	A
189849	15 Vul	A4 III	+0,09	+0,22	—	A
196502	73 Dra	AOp	+0,03	+0,28	—	A
202850	σ Cyg	B9 I ab	+0,08	+0,14	+0,10	A
205021*	β Cep	B1 IV	+0,34	-0,29	+0,04	A
210839	λ Cep	O6 If	+0,18	+0,09	—	A
217050	EW Lac	B4 III ep	+0,31	-0,14	+0,09	A
219749	ET And	B9 p	+0,18	-0,01	—	A
BD + 37° + + 1146		Oe 5	+0,30	-0,09	—	A

в наблюдениях IUE красная граница спектра находится у $\lambda 3200 \text{ \AA}$. Поэтому возник вопрос о соотношении показателей цвета, полученных по двум каталогам — "Астрону" и IUE. Из рис. 5, а и б, построенных по данным табл. 4, видно, что обе зависимости показателей цвета — линейные. Для показателей цвета $\lg(F_{1800}/F_{2500})$ — соответствие полное, для второго показателя цвета при $\lg(F_{3400}/F_{2500}) \geq 0,25$ имеется различие в цвете. Поэтому при переходе от показателей цвета, полученных по каталогу IUE [19], к данным "Астрона" принимались поправки в соответствии с рис. 5. Таким образом, мы набрали

Таблица 4

Сравнение показателей цвета звезд, полученных по наблюдениям на станции "Астрон" и на IUE

№	HD	Название звезды	Sp	Астрон		IUE	
				$\lg \frac{F_{1800}}{F_{2500}}$	$\lg \frac{F_{3400}}{F_{2500}}$	$\lg \frac{F_{1800}}{F_{2500}}$	$\lg \frac{F_{3190}}{F_{2500}}$
1	21291	BS 1035	B9 Ia	-0,01	+0,50	-0,02	+0,39
2	21389		A0 Ia	+0,01	+0,59	+0,06	+0,50
3	22049	ϵ Eri	K2 V	—	(+1,28)	-1,19	+1,03
4	30614	α Cam	09,5 Ia	+0,26	-0,12	+0,18	-0,07
5	34078	Δ E Aur	09,5 V	(+0,27)	(-0,01)	+0,32	+0,03
6	57061	τ CMa	09 II	+0,27	-0,31	+0,29	-0,31
7	87737	η Leo	A0 Ib	+0,16	+0,07	+0,18	+0,05
				+0,17	+0,07		
8	91316	ρ Leo	B1 Ib	+0,21	-0,26	+0,29	-0,21
				+0,17	-0,27		
9	144470	ω ' Sco	B1 V	+0,35	-0,15	+0,31	-0,13
10	147394	τ Her	B5 IV	+0,32	-0,19	+0,32	-0,23
11	166937	μ Sgr	B8 Iap	+0,14	+0,18	+0,17	+0,12
				+0,22	+0,22		
12	189849	15 Vul	A4 III	+0,09	+0,22	+0,03	+0,20
13	210339	λ Cep	O6 If	(+0,18)	(+0,09)	+0,26	+0,05

Примечание: Данные IUE [19] усреднены скользящим средним из 5 точек, т.е., приведены к разрешению 25 Å. В скобки взяты данные "Астрона", полученные интерполяцией по соседним точкам.

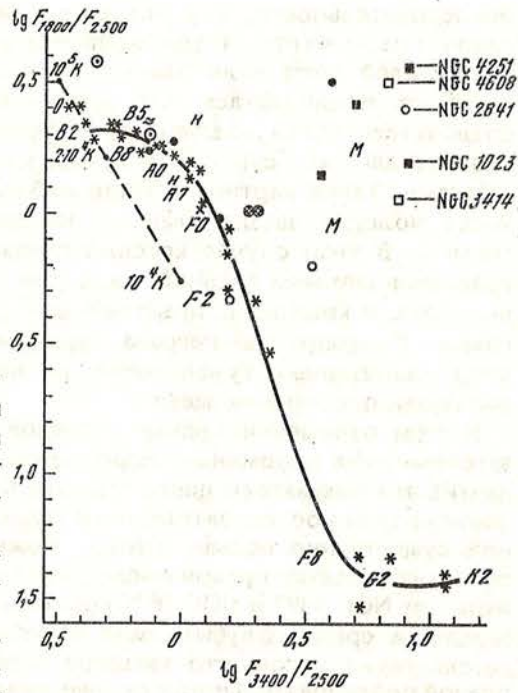
достаточное количество звезд спектральных классов от O9 до K2, для которых УФ-показатели цвета свободны от поглощения. В табл. 3 звезды, использованные для построения двуцветной диаграммы, отмечены звездочками, в столбце 6 для них приведены значения E_{B-V} из [21], Если оценка величины E_{B-V} сделана нами по показателям цвета ($B-V$) ($U-B$) из [20] и нормальным показателям цвета из [22], то в столбце 6 стоит нуль в скобках.

На рис. 6 приведена двуцветная диаграмма центральных областей 14 нормальных галактик, 2 галактик Маркаряна и 2 НП — областей с расположенными в них ОВ-ассоциациями. Здесь же нанесены показатели звезд главной последовательности, излучения абсолютно черного тела с температурой от 10^4 до 10^5 К, диффузных и планетарных туманностей из табл. 2, спектры которых практически свободны от межзвездного покраснения, и двух шаровых скоплений.

На диаграмме внегалактические объекты разделились на две группы или две последовательности — левую и правую. Разделение произошло по морфологическим типам: в левой последовательности расположены объекты поздних морфологических типов Sc, Ir, HD-области с ОВ-ассоциациями и одна галактика типа Sb; в правой — центральные области эллиптических галактик, галактик Sc, Sb, Sa и двух галактик Маркаряна. Если обратиться к фотографиям галактик, опубликованным в [1, 2] с нанесенными на них контурами диафрагмы, используемой при наблюдениях, то легко заметить, что все галактики правой группы, имеют хорошо выраженную центральную линзу, которая в основном и заполняла диафрагму при наблюдениях. У галактики NGC 3593, находящейся на стыке левой и правой последовательностей (рис. 6), в диафрагму, кроме

Рис. 6. Двухцветная диаграмма для центральных областей галактик. Морфологические типы обозначены, как на рис. 3

Заштрихованные кружки — шаровые скопления, точки в кружке — планетарные туманности, волнистые линии — диффузные туманности, звездочки — звезды главной последовательности, пунктирная линия — излучение абсолютно черного тела, М — галактики Маркаряна, Н — НII области с OB-ассоциациями



центральной линзы, попала часть спиральных ветвей. Наблюдаемые области галактик, образующих на двухцветной диаграмме левую группу, представляют собой НII-области со сверхассоциациями, центральные области трех галактик типа Sc с прилегающими к ним спиральными ветвями. Сюда же входит неправильная галактика NGC 2415.

Как и следовало ожидать, на двухцветной диаграмме внегалактические объекты левой группы практически совпадают со звездами главной последовательности.

Наиболее голубые галактики находятся в области звезд спектрального класса B8. Отсюда следует, что ультрафиолетовое излучение галактик левой последовательности определяется группами молодых звезд с нормальной функцией светимости, где наряду со звездами O и ранними B присутствуют и более поздние звезды — спектральных классов A и F. Красные звезды дают ничтожно малый вклад в ультрафиолетовое излучение этих объектов. Все объекты левой группы состоят в основном из населения I типа, образующего плоскую подсистему. В связи с этим вызывает интерес расположение на двухцветной диаграмме шаровых скоплений NGC 6397 и NGC 7078. Если учесть покраснение (оно небольшое: для NGC 6397 $E_{B-V} = 0^m,18$ [22], для NGC 7078 $E_{B-V} = 0^m,09$ [23]), которое вызывало смещение их на диаграмме вправо, то оба скопления окажутся на левой последовательности диаграммы, хотя звездное население их, как известно, II типа. Такому факту можно дать следующее объяснение: в УФ-области этих скоплений светят главным образом звезды A — горизонтальной части диаграммы Герцшпрунга—Рессела, которые по распределению энергии нельзя отличить от звезд главной последовательности того же спектрального класса. Это важное обстоятельство позволило установить, что население типа шаровых скоплений на представленной нами диаграмме располагается на левой последовательности.

Между левой и правой последовательностями на двухцветной диаграмме существует пробел, который увеличивается с ростом красного спектрального индекса. Правую последовательность образуют галактики ранних морфологических типов (см. табл. 1), содержащие, как известно, мало межзвездной пыли. Рост потока в ультрафиолетовой области спектра излучения таких объектов представляет большой интерес и вызывает много дискуссий.

Как видно из рис. 6, показатели цвета $\lg F_{1800}/F_{2500}$ объектов правой последовательности достигают более высоких значений, чем у объектов левой

последовательности, и у них самые большие красные показатели цвета. Как следует из [4], из предыдущего раздела и данных рис. 4, такое сочетание значений показателей цвета наличием межзвездного поглощения объяснить нельзя. Поэтому мы предполагаем, что звездный состав объектов правой и левой последовательностей различный. В функции светимости объектов правой последовательности существует провал между очень горячими и очень холодными звездами. Такая картина обычно наблюдается у звездного населения II типа, когда молодые звезды главной последовательности проэволюционировали в гиганты. В этом случае красные показатели цвета в основном определяются красными звездами главной последовательности, расположенными ниже точки поворота, и красными гигантами; синие — звездами горизонтальной части диаграммы Герцшпрунга—Рессела, горячими голубыми карликами и звездами типа ядер планетарных туманностей, не исключено присутствие молодых, вновь образованных горячих звезд.

В этом отношении правая последовательность галактик по голубым показателям цвета напоминает шаровые скопления, но не совсем, поскольку у галактик эти показатели цвета все-таки больше. Несравнимы красные показатели цвета правой последовательности галактик и шаровых скоплений — у галактик они существенно больше. Отсюда можно сделать вывод, что в центральных областях галактик правой последовательности по сравнению с шаровыми скоплениями NGC 6397 и NGC 7078 процентное содержание красных звезд намного больше, а среди голубых звезд преобладают очень горячие. Оба факта свидетельствуют о том, что звездное население центральных областей галактик правой последовательности старше звездного населения шаровых скоплений.

Рассмотрим на рис. 6 крайние красные объекты правой последовательности, отмеченные номерами NGC. В оптическом диапазоне они имеют спектральные классы G5—K, в ультрафиолете по показателям цвета $\lg F_{3400}/F_{2500}$ они близки к непокарасневшим звездам G2—G3, т.е. при переходе из оптического диапазона в ультрафиолетовый спектральный класс объекта практически не меняется. Это говорит о том, что точка поворота главной последовательности для данных систем располагается близ спектрального класса G2—G3, или возраст систем порядка $10 \cdot 10^9$ лет. Голубые звезды здесь не влияют на спектральный класс объекта в оптическом диапазоне и на красный показатель цвета в УФ-диапазоне, а определяют только голубой показатель цвета. Это возможно, когда голубые показатели цвета обусловлены звездами горизонтальной и послеасимптотической ветвей диаграммы Герцшпрунга—Рессела.

В [4] было показано, что четыре из пяти рассматриваемых нами галактик по интенсивности полос поглощения $\lambda 2800 \text{ \AA}$ и $\lambda 2350 \text{ \AA}$, похожи на звезды спектральных классов A5—F2, какие находятся на горизонтальной ветви. Это свидетельствует в пользу предположения, что голубой показатель цвета самых красных галактик (см. рис. 6) обусловлен звездами горизонтальной и послеасимптотической ветвей. Причем доля звезд послеасимптотической ветви увеличивается при переходе от нижней галактики NGC 3414 к верхней NGC 4251 (рис. 6), одновременно эквивалентная ширина полосы $\lambda 2350 \text{ \AA}$ уменьшается, и у галактики NGC 4251 (морфологический тип E7), имеющей самый большой показатель цвета $\lg F_{1800}/F_{2500}$, она равна нулю.

Здесь доля звезд A—F в голубом показателе цвета мала по сравнению с очень горячими карликами. Аналогичный результат может получиться, если содержание тяжелых элементов в рассматриваемых галактиках будет расти при переходе от нижних к верхним галактикам на рисунке, при этом синий конец горизонтальной ветви исчезает. Размеры областей, вырезаемые диафрагмой при наблюдениях рассмотренных пяти галактик, примерно одинаковы: 2—6 кпк [4]. Вполне возможно, что эти области эволюционировали как закрытые системы.

Тогда их показатели цвета $\lg F_{1800} / F_{2500}$ могут быть обоснованы упомянутой моделью Брузуеля [17, 13] — моделью непрерывного, в течение $16 \cdot 10^9$ лет, звездообразования, согласно которой $\lg F_{1800} / F_{2500} = 0,41$ [18].

Рассмотрим остальные объекты правой последовательности двуцветной диаграммы (см. рис. 6), среди которых имеются 2 галактики Маркаряна и одна эллиптическая галактика NGC 4486. В спектрах объектов этой группы полоса поглощения $\lambda 2350 \text{ \AA}$ слаба или отсутствует, т.е. их голубое звездное население в спектральном отношении более разнообразно, чем население горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга—Рессела. Это может быть в том случае, когда в галактиках имеются очаги современного звездообразования, и в результате спектр интегрального излучения голубого населения объектов в УФ-области будет более плоским, чем у самых красных объектов. Количество вновь образованных звезд, однако, не так велико, чтобы их излучение стало определяющим в общем потоке излучения системы. Поэтому показатели цвета и голубой, и красный хотя несколько уменьшились из-за очагов звездообразования, но остались характерными для систем со звездным населением II типа. Такого рода галактики называют "активными". Среди них много галактик Маркаряна, галактик, входящих в пары или группы или являющихся ядрами скоплений галактик. К последним, например, относится известная галактика NGC 1275 [23] — ядро скопления галактик в Персее. Согласно данным Бурштейна и др. [13] галактика NGC 4486 также имеет очаги современного звездообразования, существующие за счет аккреции газа из скопления галактик в Деве, ядром которого является NGC 4486.

Таким образом, двуцветная диаграмма, построенная по данным наблюдений в ультрафиолете, позволяет наглядно выделить в центральных областях многих галактик составляющие звездного населения, определяющие их излучение в УФ-диапазоне спектра. Количественные расчеты здесь будут возможны только тогда, когда будут известны наблюдаемые характеристики УФ-спектров звезд, содержащихся в центральных областях галактик.

Мы искренне благодарны В.Н. Жоголевой, Л.А. Лиморенко, Л.И. Филатовой и Г.Н. Шараповой за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизические исследования на космической станции Астрон / Под ред. А.А. Боярчука. М.: Наука, 1990.
2. Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Зверева А.М. и др. // Изв. Крымск. астрофиз. obs., 1991, Т. 83. С. 177.
3. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник В.И., Проник И.И. // Астрон. журн., в печати.
4. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник В.И., Проник И.И. // Изв. Крымской астрофиз. obs. Т. 84. С. 83.
5. Wesselius P.R., van Duinen R.J., de Jonge A.R.W. et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. ser. 1982. Vol. 49. P. 427.
6. Code A.D., Welch G.A. // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 1.
7. de Boer K.S. // Astron. and Astrophys. Suppl. ser. 1982. Vol. 50. P. 247.
8. Nesci R., Perola G.C. // Memorie Soc. Astron. Italiana, 1983. Vol. 54. P. 851.
9. Code A.D., Welch G.A. // Astrophys. J. 1979. Vol. 228. P. 95.
10. Ellis R.S., Gondhalekar P.M., Efstathiou G. // Mon. Notice Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 201. P. 223.
11. Israel F.P., de Boer K.S., Bosma A. // Astron and Astrophys. Suppl. ser. 1986. Vol. 66. P. 117.
12. Ciani A., D'Odorico S., Benvenuti P. // Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 137. P. 223.
13. Burstein D., Bertola F., Buson L.N. et al. // Astrophys. J. 1988. Vol. 328. P. 440.
14. Aiello S., Barsella B., Chlewicki G. et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. ser. 1988. Vol. 73. P. 195.
15. Burstein D., Faber S.M., Gaskell C.M., Krumm N. // Astrophys. J. 1984. Vol. 287. P. 586.
16. Burstein David // Pub. Astron. Soc. Pacific. 1985. Vol. 97. P. 89.
17. Bruzual Gustavo A. // Astrophys. J. 1983. Vol. 273. P. 105.
18. Faber S.M. // Highlights of Astronomy. 1983. Vol. 6. P. 165.
19. Heck A., Egret D., Jaschek M., Jaschek C. // IUE Low-Dispersion Spectra Reference Atlas-Part I. Normal Stars. 1984.

20. Jamar C., Macau-Hercet D., Monfils A. et al. // Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue. 1978.
 21. Страйжис В.Л. // Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас. 1977.
 22. Coloi V., Castellani V. // Memorie Societa Astron. Italiana. 1983. Vol. 54. P. 419.
 23. Wirth A., Kenyon S., Hunter D. // Astrophys. J. 1983. Vol. 269. P. 102.

УДК 524.7; 524.33; 530.12

К ВОПРОСУ О 160-МИНУТНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ NGC 4151: ОТВЕТ ОППОНЕНТАМ

В.М. Лютый*, В.А. Котов

Рассмотрена критика Бирюковым Теребижем [3] результатов по 160-минутной периодичности в изменениях блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151. Показано, что аргументы оппонентов субъективны и недостаточно обоснованы. Кроме того, их главные результаты, полученные на основе новой обработки оптических наблюдений В.М. Лютого, находятся в удовлетворительном согласии с выводами Котова и Лютого [1, 2].

Анализ новых оптических и рентгеновских данных дает дополнительные свидетельства в пользу существования долговременной пульсации (ядра) NGC 4151 с периодом 160,010 мин. Обсуждаются аргументы в поддержку космологической интерпретации 160-минутной осцилляции.

QUESTION OF THE 160-MINUTE VARIABILITY OF THE NGC 4151: THE ANSWER TO OPPONENTS, by V.M. Lyuty and V.A. Kotov. The recent criticism by Biryukov and Terebizh [3] the presence of 160-minute periodicity in the light flux of the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 4151 is thoroughly considered. It is shown that nearly all arguments of the opponents are strongly biased and unfair. Moreover, their basic results obtained from new reduction of the optical observations made by V.M. Lyuty, appear to be in satisfactory agreement with those obtained earlier by the authors [1, 2].

Analysis of the new optical and X-ray data gives additional evidence in favour of long-term pulsation of the NGC 4151 (nucleus) with a period of 160.010 minutes. The arguments supporting cosmological interpretation of the 160-minute oscillation are briefly discussed.

Введение

В [1, 2] мы опубликовали первые результаты поиска 160-минутных осцилляций в излучении ядер активных галактик, в частности, сейфертовской галактики NGC 4151. Напомним кратко главные результаты.

Анализ [1] наблюдений переменности ядра NGC 4151 за 17 лет (1968—1984 гг., U -величины) показал присутствие переменной компоненты с периодом $P = 160,0099 \pm 0,0004$ мин и полной амплитудой $\approx 0,^m05$. Частотный спектр для числа измерений $N = 186$ вычислялся в диапазоне 8,996—9,003 (1 / сут).

В [2] мы переобработали эти данные с добавлением новых измерений (всего $N = 290$ за 1968—1986 гг.) и получили $P = 160,0098 \pm 0,0005$ мин; гармоническая амплитуда $A_h = 0,^m014 \pm 0,^m004$; уровень значимости $\approx 3,5\sigma$. В [1, 2] сделаны следующие основные выводы: 1) в излучении ядра NGC 4151 есть компонента с периодом $P_0 = 160,0098 \pm 0,0005$ мин и $A_h \approx 1,5\%$; 2) период P_0 отличается от 9-й суточной гармоники 160,0000 мин на величину около 14σ и является собственным периодом объекта (о космологической интерпретации скажем ниже).

Бирюков и Теребиж [3] провели новый анализ этих же наблюдений ($N = 290$) и дополнительных наблюдений В.М. Лютого (всего $N = 359$; 1968—1987 гг.). Авторы [3] сделали вывод, что данные наблюдений NGC 4151 не содержат указаний на присутствие периодичности 160,01 мин.

* Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва.

1. Замечания к статье оппонентов

Оппоненты [3] выдвинули следующие основные возражения против P_0 -периодичности NGC 4151: 1) в спектре мощности (СМ) пик, соответствующий P_0 , ничем не выделяется среди других; 2) в СМ *сглаженного* временного ряда (полученного с "окном" сглаживания $\Delta t = 300$ сут., см. ниже) также присутствует сильный пик, соответствующий периоду 160,01 мин; 3) хотя для отклонений детрендированного ряда $\Delta t_i(t)$ амплитуда P_0 -периодичности, $A_h \approx 0,^{m}013$, совпадает с таковой в [1, 2], более "глубокое" сглаживание с $\Delta t = 150$ сут дает $A_h \approx 0,^{m}008$, и соответствующий пик "тонет" в шумах.

Рассмотрим эти аргументы в отдельности.

Выделение пика. Прежде всего, как мы уже неоднократно отмечали, не имеет особого значения наличие или отсутствие других пиков в СМ, отвечающих другим независимым частотам: мы проверяем гипотезу о присутствии в данном ряде $m_i(t)$ периодичности с заранее заданной частотой. Период в соответствии с [4] принимается равным $P_0 = 160,0101 \pm 0,0001$ мин (частота $\nu_0 = 104,1601 \pm 0,0001$ мкГц). Достаточно, следовательно, построить фазовую кривую с данным периодом и определить значимость ее амплитуды, например, отношение полной амплитуды к стандартной ошибке средних точек кривой. Или достаточно вычислить фрагмент СМ в интервале $\nu_0 \pm \Delta\nu$, где $\Delta\nu = 1/T$ определяет разделение независимых частот в СМ, тем более, что мы имеем дело с очень неравномерным рядом (T — длительность ряда).

Влияние неравномерности (скважности) данных на СМ детально изучалось в ряде работ, с которыми, несомненно, знакомы наши оппоненты. В частности, влияние низкочастотных вариаций и процедуры фильтрации на область высоких частот СМ рассматривалось в [2, 5, 6].

В [5, 6] исследовалась также применимость метода наложенных эпох (МНЭ); будем для определенности продолжать называть так этот метод вычисления СМ) к анализу неравномерных временных рядов и делалось сопоставление с Фурье-анализом.

В качестве примера идентичности результатов МНЭ и дискретного преобразования Фурье на рис. 1 приводим СМ, вычисленные двумя методами для NGC 4151 ($N = 290$; тот же ряд анализировался в [2, 3]). Как видно, оба СМ практически совпадают и очень похожи на спектр оппонентов (рис. 6 в [3]) для такой же области частот; некоторые отличия обусловлены в основном разными процедурами фильтрации. Наш спектр на рис. 1, б, вычисленный МНЭ, несколько отличается от СМ на рис. 2 в [2]; причиной могут быть различия в распределении данных по фазовым интервалам.

В целом можно отметить, что несмотря на разные методы вычисления СМ и разные процедуры сглаживания и удаления трендов, пик, соответствующий P_0 , во всех случаях имеет одинаковую мощность (амплитуда $A_h \approx 0,^{m}014$).

СМ сглаженного ряда. Известно, что для поиска малоамплитудных периодичностей в высокочастотном диапазоне следует, по возможности, исключить все низкочастотные колебания (тренды). Методы исключения трендов могут быть самые разные.

Авторы [3] подчеркивают, что в СМ *сглаженного* ряда присутствует пик, соответствующий периоду 160,01 мин, с амплитудой $\approx 0,^{m}12$. А поскольку в СМ исходного ряда есть пик, соответствующий 160,01 мин с амплитудой $\approx 0,^{m}13$, то делается заключение, что (цитируем) "92% мощности на частоте 1/160,01 мин устраняется простым снятием тренда". При этом авторы [3] не обсуждают причину появления пика в СМ сглаженного ряда.

Попытаемся это сделать. Но прежде отметим, что "92% мощности" получены оппонентами простым вычислением отношения амплитуд $0,^{m}12 / 0,^{m}13$, тогда как на деле следует брать отношение квадратов амплитуд. При этом мощность пика в

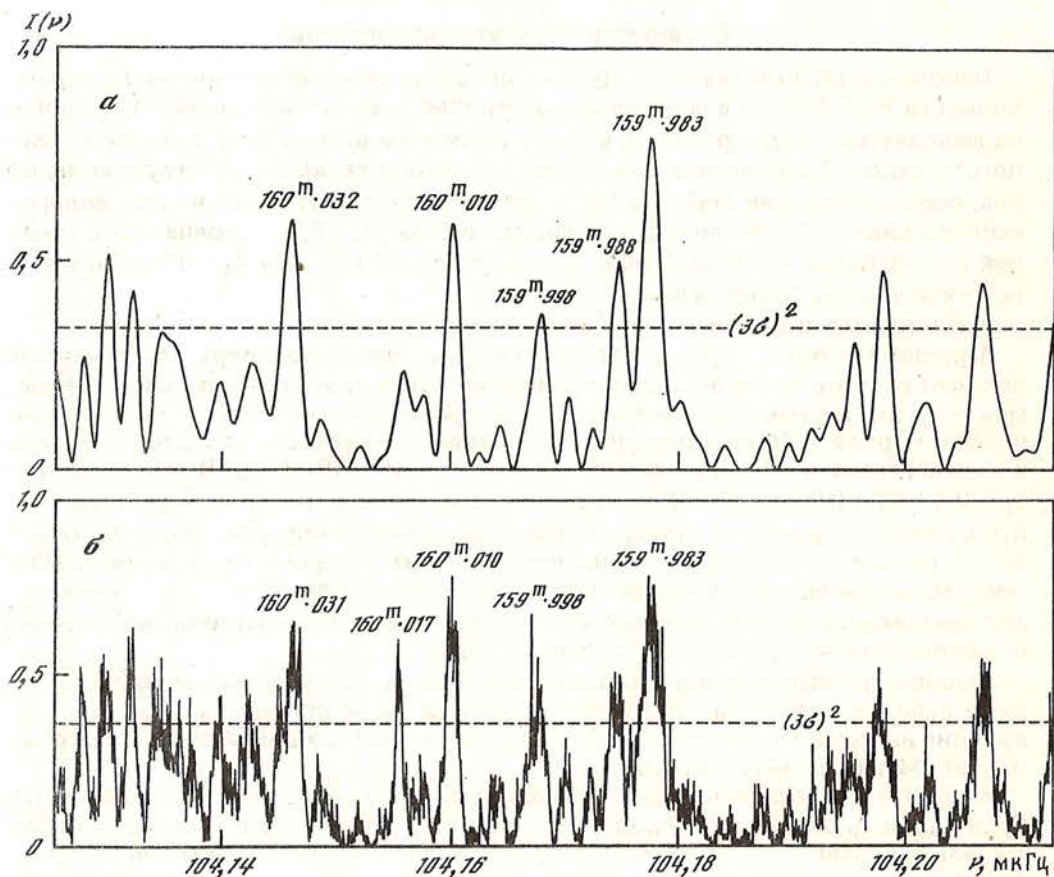


Рис. 1. Спектры мощности вариаций блеска NGC 4151, вычисленные по измерениям 1968—1986 гг. (фильтр $U, N = 290$) методом наложенных эпох (б) и с помощью прямого Фурье-преобразования (а)

СМ сглаженного ряда будет оставлять 85%, а не 92%, а амплитуда периодичности для отклонений "исходный ряд — сглаженный" должна составлять не 1,5%, как у оппонентов, а 5%.

В [3] всюду говорится о периоде 160,01 мин и приводится именно это число без указания ошибки. Но если для какой-либо экспериментальной величины не указывается погрешность, то обычно считается, что ошибка составляет единицу последнего знака. Поэтому величину периода, приводимую в [3], следует понимать как $160,01 \pm 0,01$ мин.

Анализируемый ряд $m_i(t)$ имеет длительность $T \approx 6600^d$ (18 лет), поэтому разрешение по частоте $\Delta\nu_T \approx 1/T \approx 1,8$ нГц (по периоду: $\Delta P \approx 0,0027$ мин). Это соответствует ширине пика в СМ по уровню нулевой мощности, а для фазовой кривой это означает смещение фазы на 2π при переходе от начала ряда к его концу.

Однако, если вычислять СМ с указанным шагом, многие пики могут быть пропущены, — в зависимости от начальной фазы. Поэтому СМ всегда вычисляется с шагом не более $\Delta\nu_3 \approx 1/3T$ (в нашем случае $\approx 0,6$ нГц). Для фазовой кривой это соответствует смещению на $1/3$ периода. Тогда максимальная ошибка определения частоты какого-либо пика в СМ равна $\Delta\nu_m = \Delta\nu_3 / 2$; в нашем случае ошибка $\approx 0,3$ нГц, или для периода ≈ 160 мин ошибка $\approx 0,0005$ мин. Именно эту величину ошибки мы привели в [2]. Подчеркнем, что это — максимальная ошибка, и в действ-

вительности период определяется точнее. Будем, однако, в дальнейшем придерживаться этой оценки.

Представляя P_0 в виде $160,01 \pm 0,01$ мин, авторы [3] закругляют точность примерно в 20 раз (!). Поэтому делается неправильный вывод о близости P_0 к 9-й гармонике средних солнечных суток и даже о их совпадении. Отсюда проистекает, как мы покажем, и недоразумение с пиком, соответствующим 160,01 мин в СМ *сглаженного* ряда.

В низкочастотной области СМ исходного ряда (рис. 2 в [3]) есть пик, соответствующий периоду $\Pi = 3,8 \pm 0,1$ г. Он отвечает квазипериодической медленной компоненте, исследованной в [7]. Ее интерференция с 9-й гармоникой суток дает период $P_1 = 160,0128 \pm 0,0005$ мин. Заметим, что отличие P_1 от P_0 значимо на уровне $\approx 4,2\sigma$.

Пик 3,8 г. присутствует и в СМ *сглаженного* ряда, и его интерференция с 9-й суточной гармоникой также дает пик P_1 (рис. 5 в [3]) с амплитудой $\approx 0,^m12$, т.е. почти на порядок больше амплитуды P_0 .

Безосновательно закругив разрешение (увеличив почти в 20 раз ошибку в определении периода и, тем самым, ширины пиков в СМ), оппоненты, разумеется, не отличают P_1 от P_0 . В реальности, как мы видим, пик 160,01 мин *сглаженного* ряда, отмеченный в [3], не имеет никакого отношения к P_0 (расстояние по частоте между P_1 и P_0 превышает разрешение $\Delta\nu_T$).

Влияние интервала сглаживания. Выделение медленных колебаний блеска (сглаживание) в [3] проводилось несколькими способами: 1) сглаживание скользящим полиномом степени $m = 4$ с интервалом $\Delta t = 1000$ сут; 2) то же, но при $m = 3$, $\Delta t = 300$ сут; 3) сглаживание, аналогичное примененному нами в [2]. Результаты "оказались практически одинаковыми", т.е. во всех случаях в СМ есть пик, соответствующий P_0 с амплитудой $A_h \approx 0,^m013$.

Однако при "более глубоком сглаживании" ($m = 3$, $\Delta t = 150^d$) амплитуда P_0 -периодичности уменьшилась до $0,^m008$. Авторы [3] считают это доказательством ложной природы P_0 .

Рассмотрим подробнее процедуру сглаживания. Для проведения полиномов с $m = 4$ и $m = 3$ требуется соответственно не менее $n = 5$ и не менее 4 точек. Для $n = 5$ и 4 все отклонения от полиномов будут равны нулю.

Исследуемый ряд имеет протяженность ≈ 6600 сут и содержит 290 точек (отдельных измерений). Из них 23 измерения относятся к двум соседним ночам и при сглаживании их следует считать за две точки. Для вычисления полиномов остается 269 точек.

При сглаживании с $\Delta t = 1000^d$ ($m = 4$) и 300^d ($m = 3$) на каждый интервал приходится в среднем ≈ 40 и 12 точек соответственно, и это вполне достаточная статистика для аппроксимации тренда полиномами.

Однако при $\Delta t = 150^d$ на каждый интервал приходится в среднем всего $n \approx 6$ точек. Из них 4 точки необходимы для проведения кривой 3-го порядка. Остаются "свободными" всего 2 точки. Естественно при этом "сглаживается" и периодичность P_0 , а пик в СМ резко уменьшается. Если уменьшить Δt до 100 сут., останется в среднем 4 точки на интервал сглаживания, и пик в СМ практически вообще исчезнет.

При выборе ширины окна, а также порядка полинома надо вовремя остановиться, иначе можно отфильтровать все, что реально присутствует в измерениях.

Таким образом, закругление в 20 раз точности определения P_0 -периодичности и некорректная процедура сглаживания привели авторов [3] к неверному выводу об отсутствии 160-минутных колебаний блеска ядра NGC 4151.

2. Спектр мощности NGC 4151 в 1968—1988 гг.

Из-за малой амплитуды P_0 -периодичности и значительных нерегулярных флуктуаций блеска вопрос о реальности P_0 можно, по-видимому, решить только увеличением наблюдательных данных. Здесь мы приводим новый анализ наблюдений NGC 4151 с привлечением дополнительных оптических [8] и рентгеновских (см. ссылки в [9]) данных.

К указанному выше массиву U (фильтр U , $N = 290$) были добавлены 393 рентгеновских измерения, выполненных на спутниках Ариэль-5 и EXOSAT в 1975—1985 гг. в диапазоне энергий 0,04—10 кэВ (массив X), а также 93 оптических измерения, выполненных в фильтре V (массив V). Последние данные относятся к трем ночам с сильной оптической переменностью NGC 4151 и получены в 1987—1988 гг. [8].

Все три ряда U , X и V были сведены в единую временную последовательность, для чего стандартные отклонения Δ рядов X , V приводились к значению $\Delta = 0,^m0836$ ряда U . СМ полученного суммарного ряда ($N = 776$), вычисленный посредством прямого Фурье-преобразования (ПФП) для узкого (см. раздел 1) интервала частот, приведен на рис. 2. (Отметим, что аналогичный СМ, вычисленный МНЭ, практически точно совпал с СМ, полученным ПФП.) Из сравнения с рис. 1 следует, что увеличение объема данных привело к значительному подавлению ложных пиков и доминированию двух основных пиков. Один из них, 159,998 мин, можно связать с суточной руглярностью основной массы наземных наблюдений, так как период почти совпадает с $1/9$ сут. Второй пик, $160,0103 \pm 0,0005$ мин, соответствует периоду рассматриваемых (гипотетических) осцилляций ядра NGC 4151. Статистическая значимость пика, определенная тремя способами (см. п. 3), $P \approx 4,2\sigma$.

С помощью ПФП вычислен СМ ряда U ($N = 290$) для более широкого, чем на рис. 1, интервала частот [3], см. рис. 3, а. Общий вид спектра очень похож на СМ, вычисленный оппонентами для остатков "измерения минус тренд", примерно одинакова и мощность пика P_0 .

СМ, вычисленный для полного ряда наблюдений ($N = 776$) и для широкого диапазона частот, от 8,99 до 9,01 (сут⁻¹), — показан на рис. 3, б; шаг $\Delta\nu = 0,077$

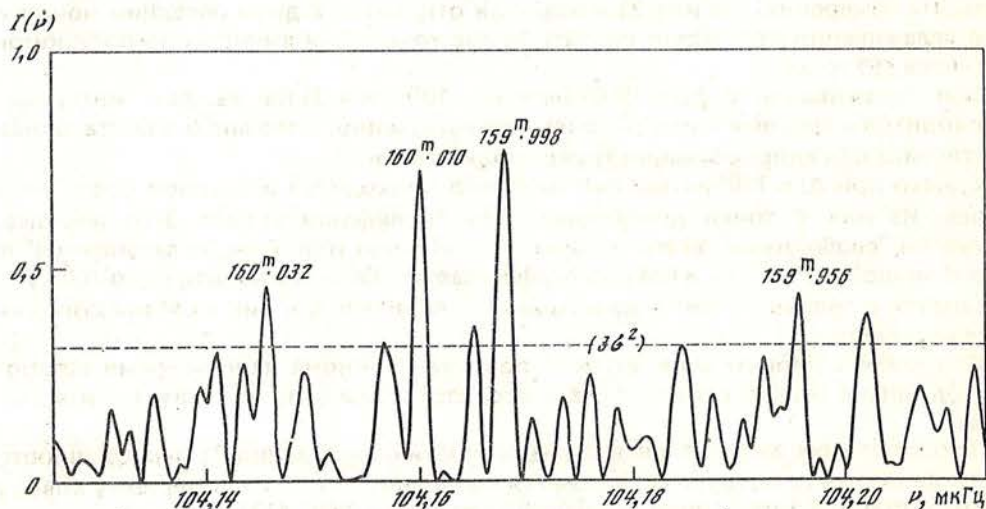


Рис. 2. Спектр мощности NGC 4151, полученный ПФП на основе оптических и рентгеновских измерений 1968—1986 гг.: $N = 776$

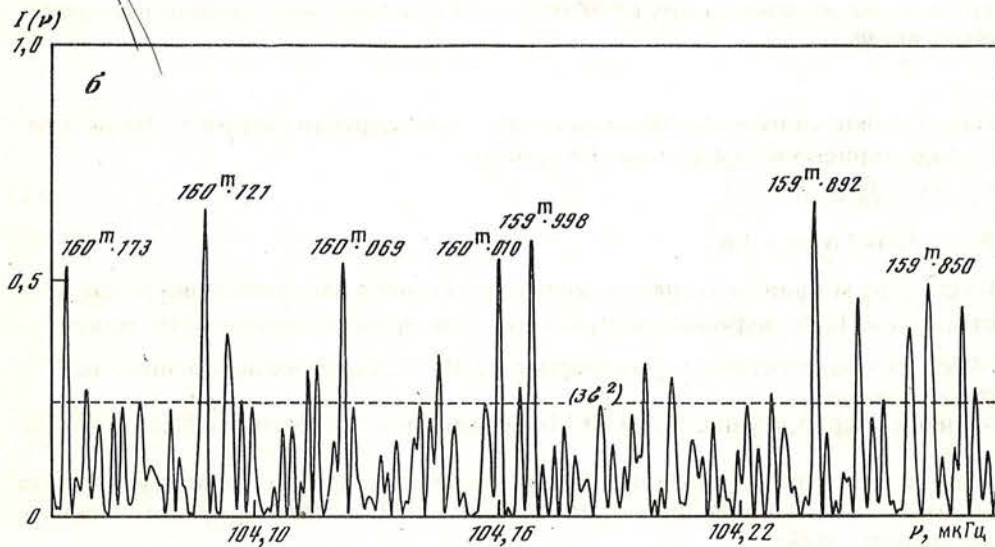
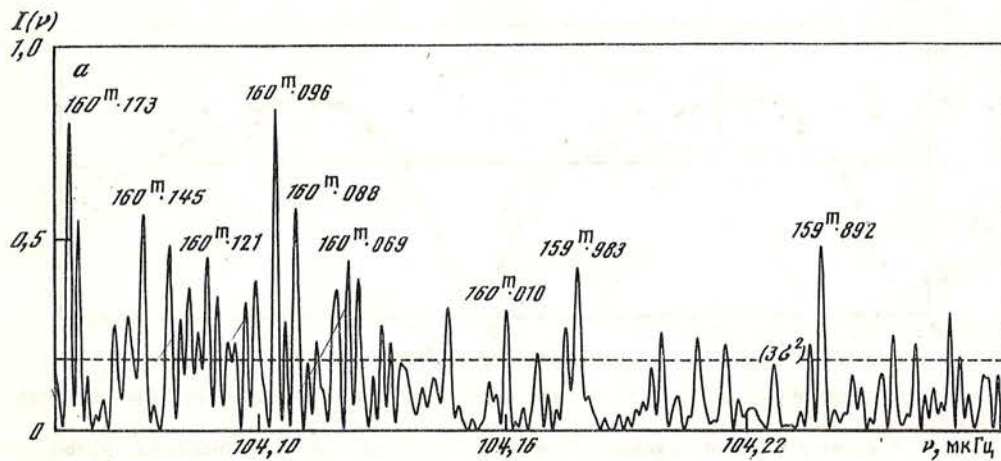


Рис. 3. Спектры мощности NGC 4151 (а) для временного ряда 1968—1986 гг. ($N = 290$) и (б) для полного ряда оптических и рентгеновских наблюдений 1968—1988 гг. ($N = 776$).

мкГц. Здесь только два пика имеют высоту, превосходящую высоту пиков 160,010 и 159,998 мин; природа этих двух высоких пиков не ясна: они могут быть ложными, обусловленными шумами и/или скважностью наблюдений, или неудаленными трендами, или реальными, характеризующими "сейсмику" активных ядер галактик (АЯГ) (?).

Сравнение рис. 3, а и 3, б показывает, что соотношение амплитуд разных пиков сильно изменилось с добавлением новых данных. Однако относительная мощность P_0 на рис. 3 значительно увеличилась.

3. Средняя кривая блеска

Кривая переменности NGC 4151, построенная на основе полного временного ряда 1968—1988 гг. ($N = 776$; $\Delta = 0,^m0836$) для периода $P_0 = 160,0101$, приведена на рис. 4: $A_h = 0,^m013 \pm 0,^m004$, фаза гармонического максимума $\phi_h = 0,51 \pm 0,04$.

Обозначим: A_p и σ_0 — полная пиковая амплитуда и среднеквадратичная ошибка

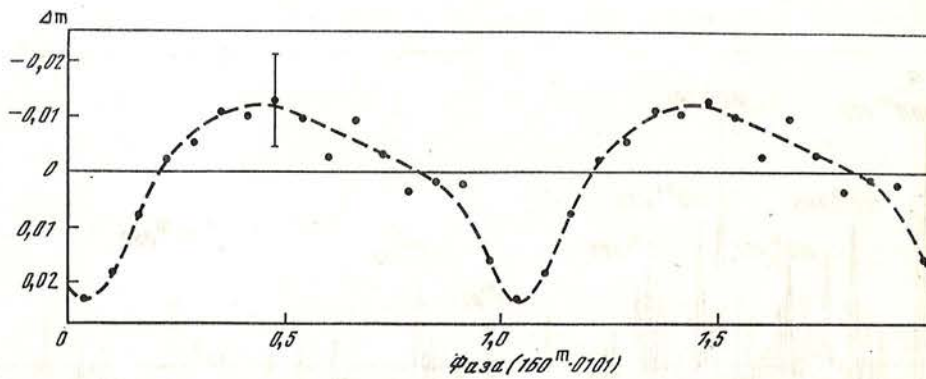


Рис. 4. Средняя кривая блеска NGC 4151 согласно оптическим и рентгеновским данным 1968—1988 гг.; $N = 776$

Точки — средние отклонения в каждом 20-минутном интервале фазы. Вертикальной черточкой указана типичная стандартная ошибка ($\pm\sigma$); пунктирная линия через точку проведена "от руки". Нулевая фаза соответствует моменту $UT\ 00^h\ 00^m,1$ 1974 г. (моменты всех отдельных наблюдений приведены к Солнцу)

(средней точки) кривой соответственно, σ_h — стандартная ошибка A_h . Тогда в качестве критериев значимости можно принять:

$$P_1 = (A_p / \sqrt{2} \sigma_0) \sigma \approx 3,0, \quad (1)$$

$$P_2 = (\sqrt{2} A_h / \sigma_h) \sigma \approx 4,6. \quad (2)$$

По спектру мощности, с учетом экспоненциального распределения пиков мощности A_h^2 (см. [10]), значимость $P_3 \approx 5,1\sigma$. Для средней значимости получаем $P \approx 4,2\sigma$, что соответствует вероятности $p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ случайного появления пика.

Подведем итоги.

Значения периода у нас ($160,0098 \pm 0,0005$ мин) и у оппонентов (160,01 мин) совпадают.

Наша амплитуда $A_h = 0,^m014 \pm 0,^m004$ также совпадает с амплитудой пика 160,01 мин в СМ, вычисленным оппонентами: $\approx 0,^m013$ (для обработки с "окном" сглаживания 300 сут).

Добавление новых данных (массивов X, V) привело к существенному увеличению достоверности периода P_0 .

Эти три обстоятельства составляют суть нашего ответа.

4. О космологической гипотезе

Несмотря на резкую критику нашего вывода о переменности NGC 4151 (во многом необоснованную, как показано в разд. 1—3), оппоненты [3] все-таки считают возможным допустить реальность 160-минутных колебаний потока внегалактических объектов. Но при этом они считают, что космологическая интерпретация [1, 2] "основана на недоразумениях".

О "возрасте" периода. Возражение [3] состоит в том, что независимо от величины периода P , если последний не зависит ни от красного смещения z , ни от расстояния до объекта, отношение P / \dot{P} формально всегда равно возрасту Вселенной T_0 . Каков тогда вообще смысл \dot{P} и совпадения P / \dot{P} с T_0 ?

Смысл, наверное, в том, что P_0 — не просто какой-либо период, а наблюдаемый период, и другого, с указанными свойствами, не найдено. Поэтому и продолжается дискуссия о периоде P_0 , наблюдаемом как у Солнца, так и у далеких АЯГ.

P_0 — не только некоторое значение периода, но реально регистрируемые осцилляции астрофизических объектов (физический процесс).

Совпадение P/P_0 с возрастом Вселенной может быть тривиальным, а может иметь, как отметил А.В. Засов (ГАИШ), некий смысл, отражающий такое же значение P_0 для космологии, как и постоянная Хаббла H_0 (?).

Но сам вопрос о "возрасте" Вселенной, безусловно, заслуживает внимания.

Произведение $H_0 P_0$. Нами было сделано предположение [2], что

$$H(z)P(z) = \text{const}, \quad (3)$$

где P и H — период и постоянная Хаббла, равные для нашей эпохи P_0 и H_0 соответственно. Поскольку наблюдаемый период не зависит от z , $P(z) = P_0(1+z)^{-1}$. Но в современных космологических моделях обычно принимается

$$H(z) = H_0(1+z)(1+2q_0z)^{1/2}, \quad (4)$$

и если параметр ускорения $q_0 \neq 0$, выражение (3) оказывается не справедливым. Упрек [3] в наш адрес, следовательно, заключается в том, что (3) противоречит фридмановским моделям Вселенной.

Мы должны заметить, что пока нет надежных определений q_0 по наблюдательным данным. Многие космологи считают наиболее достоверным значение Оорта: $q_0 \approx 0,02$ [11]. Поэтому учет q_0 в зависимости (4) приводит к малым поправкам для (3), которыми мы пока пренебрегаем (некоторые космологи вообще полагают $q_0 = 0$).

Не ясно, как следует понимать замечание [3] о том, что наша гипотеза противоречит фридмановским моделям Вселенной, — как недостаток или как достоинство? Главное в научном исследовании (см. также [3]) — поиск именно недостатков и противоречий устоявшейся модели, а не подтверждение "уже пройденного". Главным образом в противоборстве теорий рождаются новые перспективные направления. А в космологии и недостатков и противоречий более чем достаточно.

В [2] предполагается, что

$$dP/dt = PH \quad (5)$$

для произвольной космологической эпохи. Это — гипотеза, которая, как и очень много других гипотез (например, о "возрасте" Вселенной, о "Большом взрыве" (Б.в.), о космологической константе Λ (Λ ввел в космологические уравнения впервые А. Эйнштейн; впоследствии введение Λ в космологию А. Эйнштейн назвал самой большой ошибкой в своей жизни), еще не получила абсолютного подтверждения или опровержения и имеет право на существование. Если бы (5) было доказанным (опровергнутым), тогда не было бы и предмета для дискуссии о производной dP/dt .

В последнее время появляется все больше работ, указывающих на серьезные недостатки теории Б.в. В качестве аргумента процитируем редакционный аншлаг одного из свежих номеров журнала Nature [12]: "Большой взрыв, будучи неприемлемым с философской точки зрения, является сильным упрощением того, как началась Вселенная и, по-видимому, он "прикажет долго жить" в течение предстоящего десятилетия".

Вывод основан, во-первых, на том факте, что причина самого Б.в. в теории не подвергается обсуждению. Во-вторых, ничего не известно о том, что было "до того", т.е. до начала Б.в. В-третьих — на удивительном результате Линден-Белла и др. [13], которые показали, что (если средняя плотность Вселенной недостаточна, чтобы расширение остановилось) Б.в. в прошлом не мог быть в виде одного компактного объекта в пространстве — времени. Он должен был иметь форму по крайней мере линии, т.е. быть весьма протяженным объектом. И тогда снова обостряется проблема "возраста" Вселенной. Из результатов [13] следует, что

представление о едином моменте "рождения" Вселенной несостоятельно: момент начала Б.в. должен быть весьма "размытым", различным для достаточно удаленных друг от друга частей Вселенной. Таким образом, даже вопрос о "возрасте" Вселенной, помимо проблемы "начала" мира, не поддается удовлетворительному истолкованию, см. например, [14—16]. Здесь уместно процитировать широко известное и бесспорное утверждение, повторенное недавно Хокингом [17]: "Всякая физическая теория всегда предварительная, — в том смысле, что это только гипотеза: мы никогда не в состоянии ее доказать."

Р. Пенроуз и С. Хокинг в 1970 г. на основе представлений общей теории относительности доказали "окончательно", что Вселенная должна иметь начало в виде сингулярности большого взрыва. Спустя 19 лет, однако, Хокинг [17] пишет: "... я теперь пытаюсь убедить других физиков, что фактически никакой сингулярности не было в начале Вселенной, — ... она может исчезнуть, если учесть квантовые эффекты."

В заключение приведем выразительные слова Хокинга [17], имеющие прямое отношение к нашей полемике: "... с начала цивилизации люди были неудовлетворены, если события оставались не связанными между собой и необъясненными. Они стремились к пониманию порядка, лежащего в основе мира. И сегодня мы заслуживаем, чтобы узнать, почему мы здесь и откуда пришли. Глубочайшее стремление человечества к знанию — достаточное оправдание, чтобы задавать новые вопросы. И наша цель — достижение полного описания Вселенной, в которой мы живем." Это оправдывает детальный разбор любых наблюдательных свойств мира, если даже они, казалось бы, явно противоречат устоявшимся теоретическим представлениям.

Мы признательны Д.Н. Рачковскому за предоставленную нам возможность применить разработанные им программы для ЭВМ, а также С.А. Бондаренко и Н.Г. Сунице за помощь в обработке данных наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Котов В.А., Лютый В.М. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1987. Т. 77. С. 148—157.
2. Котов В.А., Лютый В.М. // Там же. 1988. Т. 78. С. 89—111.
3. Бирюков В.В., Тербиж В.Ю. // Там же. 1990. Т. 83. С. 000—000.
4. Котов В.А., Левицкий Л.С. // Там же. 1987. Т. 77. С. 51—71.
5. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Там же. 1983. Т. 66. С. 3—71.
6. Абраменко В.И. Рачковский Д.Н. // Там же. С. 71—76.
7. Лютый В.М., Окнянский В.А. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 465—475.
8. Лютый В.М., Асланов А.А., Волков И.М. и др. // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 579—589.
9. Котов В.А., Лютый В.М. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1990. Т. 83. С. 000—000.
10. Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Тербиж В.Ю., Шаховской Н.М. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1985. Т. 73. С. 143—153.
11. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Структура и эволюция Вселенной. 1975. М.: Наука.
12. Maddox J. // Nature. 1989. Vol. 340. P. 425.
13. Lynden-Bell D., Katz J., Redmount I.H. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1989. Vol. 239. P. 201—217.
14. Нарликар Дж. Неистовая Вселенная. 1985. М.: Мир.
15. Котов В.А., Лютый В.М. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1988. Т. 79. С. 139—157.
16. Чечельницкий А.М. // Тихоокеанская геология. 1989. № 1. С. 123—129.
17. Hawking S.W. // A brief history of time. 1989. London. Bantam. P. 1—211.

О ПОТОКЕ ГАММА-КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ОТ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

А.А. Степанян

Приводятся результаты расчетов потоков гамма-квантов сверхвысокой ($> 10^{11}$ эВ) энергии, образующихся в результате обратного комптоновского взаимодействия электронов высокой энергии с полем электромагнитного излучения Крабовидной туманности. Показано, что спектр излучения существенно отличается от опубликованных ранее результатов. Отмечается также, что рассчитанный нами поток меньше наблюдаемых. Кратко обсуждаются возможные причины такого расхождения.

ON THE VHE GAMMA-QUANTA FLUX FROM THE CRAB NEBULA, by A.A. Stepanian. The results of computations of VHE gamma-quanta flux with the energy $E > 10^{11}$ eV, set in as a results of the inverse Compton interaction of high energy electrons with the Crab electromagnetic field radiation are presented. It has been shown, that the radiation spectrum markedly differs from earlier published results. It is noticed also, that the flux computed by us is lower than the observed ones. The reasons of this difference are discussed in short.

Введение

Наблюдения потоков гамма-квантов сверхвысоких энергий (СВЭ) от релятивистских объектов позволяют получать новые данные об их характеристиках, об ускорении частиц до высоких энергий и, возможно, природе этих объектов.

Наибольшие успехи в последнее время достигнуты в наблюдении Крабовидной туманности. По данным Обсерватории Уиппла в США [1], поток гамма-квантов с энергией $> 7 \cdot 10^{11}$ эВ равен $2 \cdot 10^{-11}$ квант·см⁻²·с⁻¹ и практически не изменяется со временем. При этом авторы отмечают, что пульсирующая составляющая потока мала, $\approx (10-20)\%$. Новый гамма-телескоп обсерватории Уиппла отличается от всех предыдущих тем, что позволяет вести наблюдения постоянной и пульсирующей части потока гамма-квантов одновременно. По опубликованным ранее данным [2] пульсирующий поток равен $8 \cdot 10^{-12}$ квант·см⁻²·с⁻¹ для энергии $> 10^{12}$ эВ. Следует отметить, что периодическая составляющая потока гамма-квантов СВЭ не является постоянной и подвержена значительным вариациям.

Естественно предположить, что неппульсирующая часть потока связана с излучением частиц высокой энергии в самой туманности, хотя, строго говоря, нельзя исключать ее генерацию в непосредственной окрестности пульсара.

Действительно, уже в результате обнаружения рентгеновского излучения от Крабовидной туманности стало очевидным, что в туманность "впрыскиваются" частицы с энергией порядка 10^{14} эВ, ибо именно такая энергия частиц необходима для объяснения генерации рентгеновского излучения синхротронным механизмом.

Наблюдения гамма-квантов СВЭ подтверждают эту гипотезу. Единственным механизмом, приводящим к образованию гамма-квантов с энергией $\sim 10^{12}$ эВ, может быть обратный комптон-эффект.

Расчеты потока гамма-квантов СВЭ делались и ранее. Первые результаты опубликованы в [3]. Автор [3] делает вывод, что поток гамма-квантов $J_C \sim H^{-(1+\alpha)}$, где H — напряженность магнитного поля, а α — показатель спектра фотонов. По мысли автора расчеты могут дать возможность определить значение напряженности магнитного поля.

К такому же выводу приходят и Райк с Уикесом в 1969 году [4], хотя расчеты ими проводятся более аккуратно. Гриндли и Гофман предположили, что напряженность магнитного поля в туманности падает по закону $1/r$, где r — расстояние до пульсара.

Приведенные ниже расчеты, проведенные нами, свободны от большинства допущений, сделанных в опубликованных ранее исследованиях. Здесь нами не проводится анализ влияния тех или иных допущений на результат расчета. Показано лишь, что вид спектра существенно отличается от приведенных ранее.

2. Основные предпосылки расчета спектра гамма-квантов СВЭ от Крабовидной туманности

Расчеты потока гамма-квантов проводились численно на основе точной формулы Клейна—Нишины. При этом использовалась формула для изотропного распределения электронов и фотонов. Это допущение является довольно хорошим приближением, так как трудно ожидать существенной анизотропии в угловом распределении векторов скоростей электронов и тем более фотонов.

Для нахождения энергетической плотности потока гамма-квантов применялась точная формула (см. Блюменталь и Голд [5]):

$$\frac{dN_{\gamma}(E_{\gamma})}{dt dE_{\gamma}} = 2\pi r_0^2 c \frac{1}{\gamma_e^2} \frac{n(\epsilon)}{\epsilon} S(q) d\epsilon. \quad (1)$$

Здесь $dN_{\gamma}(E_{\gamma}) / dt dE_{\gamma}$ — скорость генерации гамма-квантов с энергией E_{γ} , образующихся в результате взаимодействия электрона с энергией $E_e = \gamma_e m_e c^2$ (m_e — масса покоя электрона) с фотонами в энергетическом интервале от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$, плотность которых равна $n(\epsilon)$, где $\epsilon = h\nu$ — энергия фотона, r_0 — радиус электрона, c — скорость света. Значение функции $S(q)$ находим по формуле

$$S(q) = (1 - q)(1 + 2q) + 2q \ln q + (\Gamma_e q)^2 (1 - q) / 2(1 + \Gamma_e q). \quad (2)$$

Здесь: $\Gamma_e = 4\gamma_v \gamma_e$, $q = \gamma_{\gamma} / \gamma_e \Gamma_e (1 - \gamma_{\gamma} / \gamma_e)$

$\gamma_v = h\nu / m_e c^2 = \epsilon / m_e c^2$, $\alpha \gamma_{\gamma} = E_{\gamma} / m_e c^2$.

Для расчета полного потока гамма-квантов, естественно, необходимо знать как плотность фотонов, так и плотность и энергетический спектр электронов.

В [6] для нахождения плотности фотонов использовались данные наблюдений, однако их спектральное распределение считалось не зависящим от координат. Что касается спектра электронов, то он считался единым по всей туманности.

В проведенных нами расчетах как распределение плотности фотонов, так и энергетический спектр фотонов находился по модели, детально рассмотренной в [7].

Кратко говоря, модель, разработанная в [7], основана на гипотезе Риса и Ганна [8], но модернизирована с учетом данных наблюдений. Согласно [7] мы имеем возможность определить в каждой точке туманности (модель сферически-симметричная) как плотность фотонов, испускаемых электронами за счет синхротронного механизма, во всем диапазоне частот, так и энергетический спектр частиц. Для нахождения спектральной плотности фотонов в данной точке проводилось интегрирование по всему объему туманности.

Расчеты показали, что как плотность фотонов, так и плотность электронов не одинаковы по туманности. Поскольку нас интересует, в основном, спектр гамма-квантов СВЭ, начиная, примерно, с $4 \cdot 10^{11}$ эВ, т.е. в той области, в которой возможны измерения методом регистрации черенковских вспышек, то мы ограничились рассмотрением той части туманности, в которой могут находиться частицы соответствующей энергии.

Дело в том, что частицы с энергией порядка 10^{12} эВ так быстро теряют энергию на синхротронное излучение, что за время распространения от пульсара до края внутренней зоны их энергия становится меньше 10^{12} эВ, независимо от перво-

начальной, с которой она была инжестрирована в туманность. Под краем внутренней зоны, согласно [7], понимается, грубо говоря, области оптического свечения туманности.

• Поскольку во внешней зоне нет электронов достаточно высокой энергии, то она не даст вклада в поток гамма-квантов СВЭ.

Однако кванты радиоизлучения, генерируемого в этой зоне, проходят через всю туманность и дают существенный вклад в поток гамма-квантов СВЭ, особенно при очень высокой энергии (10^{13} — 10^{14} эВ). Поэтому нами был учтен и вклад в плотность фотонов излучение и внешней зоны.

3. Результаты расчетов

Расчет потока гамма-квантов СВЭ. проводился для модели с параметрами, которые приведены в [7].

Перечислим их:

1. Спектр электронов, ускоряемых пульсаром, имеет вид AE^{-2} , где $A = 1,5 \cdot 10^{37}$, а E выражено в эргах. Полная энергия равна $1,7 \cdot 10^{38}$ эрг·с⁻¹. Нижний предел энергии равен $0,003$ эрг $\approx 2 \cdot 10^9$ эВ. Отметим, что ограниченность спектра по нижнему пределу имеет важное значение, на что, к сожалению, ранее не обращалось внимание.

2. Радиус фронта ударной волны $r_0 = 2,5 \cdot 10^{17}$ см, что примерно соответствует местоположению "WISP"—ОВ. Напряженность магнитного поля на фронте ударной волны — $3,5 \cdot 10^{-4}$ Гс.

3. Радиус внутренней зоны принят равным $R_0 = 2 \cdot 10^{18}$ см. Напряженность маг-

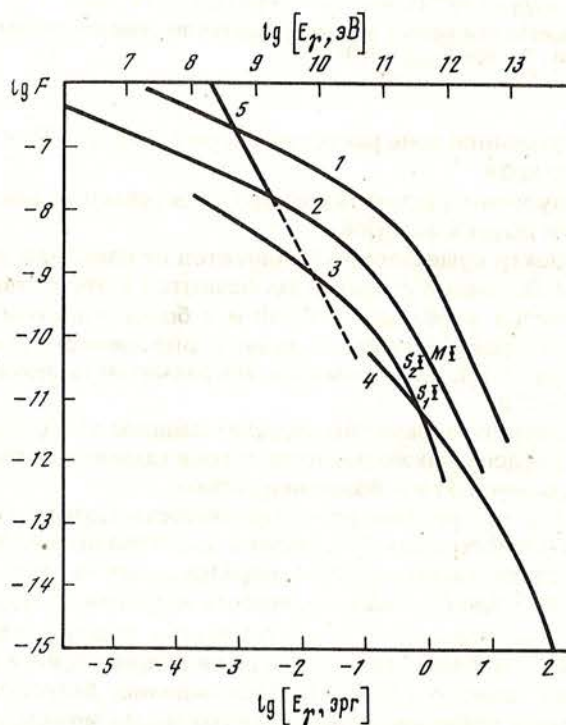


Рис. 1. Расчетные энергетические спектры гамма-квантов от Крабовидной туманности. Поток F дан в кв·см⁻²·с⁻¹ у Земли

1 — спектр, опубликованный в [4] при $H = 1 \cdot 10^{-4}$ Гс, 2 — оттуда же при $H = 3 \cdot 10^{-4}$ Гс, 3 — спектр, приведенный в [6], 4 — наши результаты, 5 — данные наблюдений, опубликованные в [9]; M — из [11], S_1 из [1], S_2 — [13]

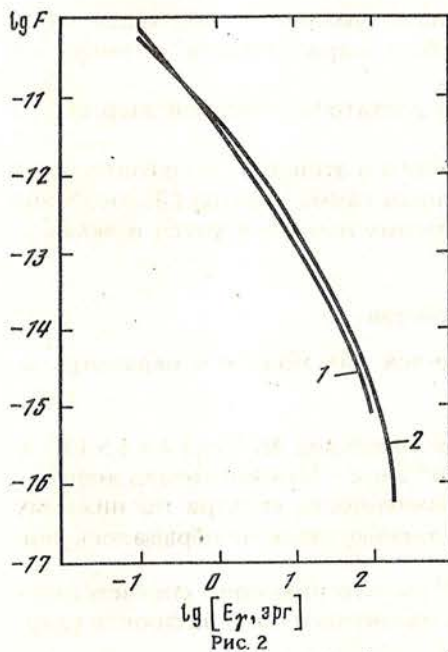


Рис. 2

Рис. 2. Спектры гамма-квантов Крабовидной туманности при различных значениях напряженности магнитного поля

Кривая 1 получена при $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ Гс, кривая 2 — при $H_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ Гс

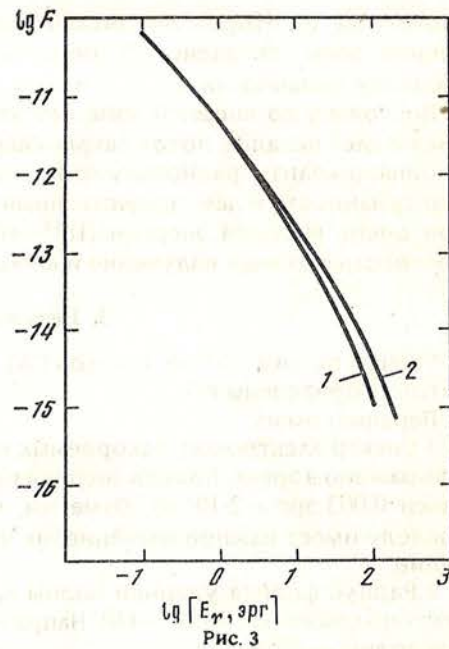


Рис. 3

Рис. 3. Спектры гамма-квантов при разных верхних пределах энергии ускоренных частиц
1 — при $E_{\max} = 300$ эрг, 2 — при $E_{\max} = 1000$ эрг

нитного поля во внутренней зоне растёт по закону $H(r/r_0) = H_0 \times (r/r_0)^{0,35}$ и равна $7,5 \cdot 10^{-4}$ Гс у внешнего края.

Полученный в результате расчетов спектр представлен на рис. 1. Там же представлены результаты других авторов.

Видно, что наш спектр существенно отличается от спектров, полученных другими авторами [4, 6]. Основные отличия заключаются в отсутствии относительно резкого излома спектра в области 10^{11} эВ и в более пологом спаде потока в области более 10^{12} эВ. Средний показатель интегрированного спектра числа частиц по энергии равен $-1,4$, в то время как по расчетам [6] показатель спектра в этой области равен $-2,0$.

Поскольку, естественно, параметры модели найдены в [7] с определенной точностью, то были проведены также расчеты потока гамма-квантов с параметрами, несколько отличающимися от наиболее вероятных.

В первую очередь, мы рассмотрели зависимость потока гамма-квантов от напряженности магнитного поля. Результаты расчетов приведены на рис. 2. В [3] утверждалось, что поток гамма-квантов, образованных за счет обратного комптон-эффекта, $J_c \sim H^{-\gamma+1/2}$, где H — напряженность магнитного поля, а γ — показатель дифференциального энергетического спектра электронов. В представленных на рис. 2 кривых 1 и 2 напряженность поля отличается в 2 раза, а потоки — не более чем на 50%, вместо 2,8 по [3]. Расхождение, безусловно, связано с различием в подходе к решению задачи. Однако мы не можем уверенно указать причину расхождения. Были проведены расчеты при несколько отличающихся размерах внутренней зоны. Различия в спектрах незначительны и имеют тривиальное объяснение.

И наконец, мы должны сказать несколько слов о верхнем пределе энергии

инжектируемых электронов. В [7], где рассматривалась модель Крабовидной туманности, отмечалось, что по данным COS—В почти все гамма-излучение является пульсирующим. Однако, позднее, в [9] указывалось, что неппульсирующая часть составляет 25—30% всего потока. А это значит, что мы не можем исключить синхротронный механизм излучения жесткого рентгена, а возможно, и гамма-излучения. Во всяком случае, для такого утверждения необходимы расчеты.

Несколько проще (условно) определить верхний предел энергии по измерениям потоков гамма-квантов с энергией $\sim 10^{14}$ эВ. Такие попытки уже делались, но надежных результатов пока не получено. Дело в том, что расчетные потоки гамма-квантов существенно ниже чувствительности имеющейся аппаратуры.

На рис. 3 представлены два спектра, различающихся только по верхнему пределу энергии электронов, ответственных за их возникновение. Расчеты проведены для $E_{\max} = 300$ эрг $\approx 2 \cdot 10^{14}$ эВ и 1000 эрг.

Очевидно, что если удастся измерить потоки гамма-квантов СВЭ при энергии 10^{12} — 10^{14} эВ, это даст возможность более надежно определить и верхний предел энергии.

4. Сопоставление наблюдений с результатами расчетов

Крабовидная туманность наблюдалась в течение многих лет. Во многих случаях наблюдения проводились методом поиска периодической составляющей потока. Несомненно, что пульсирующая составляющая может возникнуть только в непосредственной близости от пульсара. Наблюдаемые значения потоков менялись в широких пределах. Максимальное значение, $2 \cdot 10^{-10}$ квант·см⁻²·с⁻¹ приведено в [10]. Во многих случаях поток не обнаруживался, что означает, что он был заведомо меньше 10^{-11} квант·см⁻²·с⁻¹.

При наблюдениях методом сканирования, как правило, находится общий поток излучения, включая и излучение пульсара. И в этом случае значения потоков сильно колеблются.

Значение среднего за 3 года (1979—1981) потока гамма-квантов, по данным наблюдений на Тянь—Шань [11] равно $(5,7 \pm 1,4) \cdot 10^{-11}$ квант·см⁻²·с⁻¹ для $E_{\gamma} > 2 \cdot 10^{12}$ эВ. По данным [12] средний поток за 1969—1971 гг. равен $(4,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-11}$ квант·см⁻²·с⁻¹ для $E_{\gamma} > 2 \cdot 10^{11}$ эВ. По измерениям 1986—1988 гг. [1] он равен $(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-11}$ квант·см⁻²·с⁻¹ для $E_{\gamma} > 7 \cdot 10^{11}$ эВ.

Из рис. 1 видно, что все значения наблюдаемых потоков выше расчетных. В принципе возможны два объяснения такого расхождения. Первое объяснение заключается в том, что поток гамма-квантов с энергией 10^{12} эВ идет, в основном, от пульсара. Но в [1] утверждается, что пульсирующая часть излучения составляет малую долю всего потока. Пока нет оснований думать, что возникающее в окрестности пульсара излучение может быть неппульсирующим.

Второе объяснение заключается в том, что в модели не учитываются другие возможные механизмы образования гамма-квантов.

В этом плане было бы чрезвычайно интересно провести наблюдения при более высоких энергиях. Однако ввиду малости потока и низкой чувствительности аппаратуры трудно надеяться получить положительный результат в ближайшие годы.

Автор выражает благодарность Э.Р. Корниенко за составление программ и помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J.* et al. // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 342. P. 379—395.
2. *Dowthwaite J.C., Harrison A.B., Kirkman H.J.* et al. // *Astrophys. J. Lett.* 1984. Vol. 286. P. L35.
3. *Gould R.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 1965. Vol. 15. P. 577.
4. *Reike G.H., Weekes T.C.* // *Astrophys. J.* 1969. Vol. 155. P. 429.

5. Blumenthal G.R., Gould R.J. // Rev. Modern Phys. 1970. Vol. 42. P. 237—270.
6. Grindlay J.E., Hoffman J.A. // Astrophys. Lett. 1971. Vol. 8. 1. 209.
7. Степанян А. А. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1980. Т. 62. С. 79—98.
8. Rees M.J., Gunn J.E. // Mon. Notic. Roy Astron. Soc. 1974. Vol. 167. P. 1.
9. Clear J., Bennet K., Buccheri R. et al. // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 174. P. 85—94.
10. Gibson I.A., Harrison A.B., Krikman I.W. et al. // Nature. 1982. Vol. 296. P. 833.
11. Муканов Дж.Б. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1983. Т. 67. С. 55.
12. Fazio G.G., Helmken H.F., O'Mongain E., Weekes T.C. // Astrophys. J. 1972. Vol. 175. L 117.
13. Lang M.J., Cawley M.F., Fegan D.J. et al. // Harvard—Smithsonian Center for Astrophysics, 1989, preprint N. 2946.

УДК: 524.1:519.237

ДВА ПОКОЛЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ — ПОПЫТКА РАЗДЕЛЕНИЯ

А.П. Корниенко, Б.М. Владимирский

Метод кластерного анализа применен к наблюдаемой популяции радиопульсаров с целью выделения объектов I и II поколений (пульсары типа 0531+21 и пульсары, прошедшие аккрецию при их эволюции в составе двойной системы). Для близкорасположенных пульсаров (не далее 3,5 кпк) подобное разделение удастся провести при использовании 5 параметров — расстояние от галактической плоскости, радиосветимость, характеристический возраст, магнитное поле и степень близости периода к некоторой дискретной величине. Для больших расстояний эффективность разделения уменьшается из-за эффектов селекции. Для указанной части популяции оба типа пульсаров представлены в соотношении 1:1. Для пульсаров I поколения найдено, что с возрастанием характеристического возраста увеличивается их высота над галактической плоскостью, возрастает период и падает радиосветимость, но магнитное поле на протяжении 5 млн лет не изменяется.

TWO GENERATIONS OF THE RADIOPULSARS — AN ATTEMPT OF THE RECOGNITION, by A.P. Kornienko and B.M. Vladimirovsky. The cluster-analysis was used for observable radiopulsar population to recognise the objects of I and II generation (Crablike pulsars and those passed the stage of the accretion in binary systems). It's possible to distinguish both types only for short distance pulsars using 5 parameters: distance from galactic plane, radioluminosity, characteristic age, intensity of magnetic field and proximity of the period to some discrete value. The efficiency of the division decreases for larger distances because of selection effects. Both types of the pulsars in short distance part of the population are presented as 1:1. It was found for the pulsars of 1-st generation that the distance from galactic plane and the period increases when characteristic age enlarges. Its radioluminosity decreases at the same time, but magnetic field intensity is not change during $\sim 5 \cdot 10^6$ years.

Введение

Идея о существовании двух поколений (соответственно, двух типов) радиопульсаров, высказанная еще в 70-х гг. [1, 2], получила в последние годы серьезное обоснование. Основные соображения и данные, рассматривавшиеся в литературе по этому вопросу, сводятся к следующему.

1. Значительная доля пульсаров неизбежно должна образовываться в процессе эволюции двойных массивных звезд. Согласно простейшему сценарию эволюции подобных систем, пульсар, образовавшийся после первой вспышки Сверхновой в такой паре, первоначально вообще не наблюдается, поскольку его радиоизлучение экранируется звездным ветром второго компонента. Он замедляется до тех пор, пока не начинается аккреция. В это время система наблюдается как рентгеновский источник. Пульсар в процессе аккреции приобретает дополнительный момент ("раскручивается"). После второй вспышки Сверхновой система, как правило, распадается. Образуется два радиопульсара: только что образовавшийся пульсар I поколения и возобновивший радиоизлучение (раскрученный, *recycled*) пульсар II поколения [3]. Пульсар, образовавшийся в результате эволюции одиночной звезды, принадлежит, понятно, I поколению.

2. После распада двойной системы радиопульсары I и II поколения, как пра-

вило, неразличимы (расположение пульсаров — выходцев из двойных систем показано на диаграмме $p - \dot{p}$ в [4, рис. 107]). Исключением являются некоторые пульсары II поколения в нераспавшихся двойных системах (например, пульсар 1913+16, где второй компонент является, видимо, ненаблюдаемой нейтронной звездой I поколения) — и, возможно, некоторые "миллисекундные" пульсары. Непосредственно наблюдаются также очень "молодые" объекты I поколения, связанные с остатками вспышек Сверхновых (плерионы, сейчас известно четыре таких пульсара, подобных пульсару в Крабовидной туманности).

3. Существование двух поколений (типов) радиопулсаров должно приводить к неоднородности наблюдаемой популяции. Различные признаки такой неоднородности выявлены при попытках построить эмпирическую классификацию пульсаров (обзор этих результатов см. в [5, 6], см. также [18]). Одним из примеров может служить результат, приведенный в [7]: как оказалось, "ток" радиопулсаров в пространстве параметров p, \dot{p}, L_R (соответственно, период, его производная и радиосветимость) не сохраняется — требуется предположение об "инъекции" в наблюдаемую популяцию пульсаров с относительно большими начальными периодами $p > 0,5$ с ("инжектированные" объекты и есть, вероятно, пульсары II поколения).

Следует подчеркнуть, что в настоящее время само реальное существование двух поколений радиопулсаров не вызывает сомнений. Обсуждению подлежит лишь численная оценка их представительства в наблюдаемой популяции. Упомянутые оценки у разных авторов сильно расходятся: согласно [8] почти все известные пульсары следует отнести ко II поколению. Другая крайняя точка зрения [9] — доля пульсаров II поколения во всей наблюдаемой популяции не превышает 15%.

Очевидно, что выделение среди наблюдаемых радиопулсаров объектов I и II поколений представляет большой интерес. Ниже изложены результаты попытки такого разделения с помощью одного из методов распознавания образов — кластерного анализа.

2. Выбор параметров, позволяющих проводить разделение

Для выбора признаков, по которым возможно, в принципе, разделение упомянутых типов радиопулсаров, следует сравнить свойства известных представителей этих типов (с учетом их эволюции).

В табл. 1 представлены параметры пульсаров — компонентов двойных систем (эти данные, как и данные табл. 2, взятых из литературы; три объекта, принадлежащих шаровым скоплениям, по очевидным соображениям здесь опущены). Эти параметры пульсаров II поколения можно сопоставить с соответствующими величинами для пульсаров I поколения, перечисленными в табл. 2. Здесь представлены объекты, располагающиеся на диаграмме $p - \dot{p}$ выше так называемой линии *speed up* (см. рис. 3). Эта линия, нанесенная согласно [10], соответствует самым крайним режимам аккреции: выше нее могут располагаться только объекты I поколения, подобные пульсарам в известных плерионах (ниже этой границы могут располагаться, понятно, пульсары обоих типов).

Из сравнения табл. 1, 2 видно, что для разделения обсуждаемых типов целесообразно включить в рассмотрение следующие параметры.

1. Высота над галактической плоскостью z . Если рассматривать крайние ситуации — эволюция одиночных звезд (пульсары I поколения) — пульсары в тесных двойных системах (II поколение), ясно, что величина z в среднем должна быть в первом случае меньше.

2. Характеристический возраст $\tau = 1/2 p / \dot{p}$. Как видно, значения τ для пульсаров II поколения обычно велики по сравнению с объектами I поколения. Если τ придавать смысл возраста, то в отличие от пульсаров II поколения, для "нераскрученных" пульсаров можно ожидать корреляцию между τ и z .

Т а б л и ц а 1

Параметры двойных пульсаров, не входящих в шаровые скопления

№	PSR	p	$\lg B$	z	$\lg \tau$
1.	0820+02	0,864	11,5	0,280	8,14
2.	0655+64	0,195	10,0	0,120	9,70
3.	1831—00	0,520	<10,9	0,190	8,71
4.	1820—11	0,279	11,8	0,220	6,51
5.	1855+09	0,005	8,5	0,020	7,62
6.	1913+16	0,059	10,3	0,190	8,03
7.	1953+29	0,006	8,6	0,020	7,48
8.	2303+46	1,066	11,8	0,480	5,62
			$\overline{\lg B} = 10,36$	$\bar{z} = 0,190$	$\overline{\lg \tau} = 7,73$

Т а б л и ц а 2

Параметры пульсаров, располагающихся выше линии srcep-up на диаграмме $p - \dot{p}$

№	Пульсары $d \leq 3,5$ кпк	z	$\lg \tau$	$\lg B$
1.	0355+54	0,02	5,75	11,92
2.	0531+21	0,20	3,09	12,58
3.	0540+23	0,15	5,40	12,29
4.	0611+22	0,13	4,95	12,65
5.	0740—28	0,06	5,20	12,23
6.	0833—45	0,02	4,05	12,53
7.	1001—47	0,18	5,34	12,42
8.	1719—37	0,02	5,54	12,21
9.	1915+13	0,03	5,63	12,08
10.	1930+22	0,19	4,60	12,47

П р и м е ч а н и е. В каталог [15] не входят два объекта, несомненно, принадлежащие к этому списку:

11.	1509—58	0,08	3,22	13,18	(MSH 15—52)
12.	0540—69	—	3,03	12,71	(БМО)

$$z = 0,100, \overline{\lg \tau} = 4,65, \overline{\lg B} = 12,44$$

3. Магнитное поле. Магнитное поле для пульсаров II поколения в среднем ниже. Возможно, это связано с уменьшением напряженности поля из-за самой аккреции [2], но не исключено, что здесь имеет место и "естественный отбор": поскольку равновесный период пропорционален магнитному полю, то "раскрутить" нейтронную звезду до периода, когда включается радиоизлучение, "легче" (при прочих равных условиях) при слабом магнитном поле.

4. Радиосветимость L_R . Этот параметр, понятно, зависит от p и \dot{p} . При данных значениях этих величин, однако, величина L_R после повторного "включения" радиоизлучения, похоже, в среднем выше. Для пульсаров I поколения следует ожидать антикорреляции L_R и z .

5. "Квантование" периода $p / p_0 = int + \Delta$, где int — целое число, Δ — остаток. Применение этого параметра не следует из табл. 1, 2 и требует специального пояснения. Эффект "изрезанности" ("квантования") распределения пульсаров по периодам был обнаружен в [11, 12]. Одно из объяснений этого эффекта — предположение о существовании особых осциллирующих нейтронных звезд [12]. Другое возможное объяснение могло бы состоять в следующем [13]: "квантование" возникает как следствие дискретности начального распределения по периодам пульсаров II поколения и является по существу эффектом интерференции. Дискретность начального распределения по равновесным периодам является, в свою очередь, следствием дискретного распределения орбитальных периодов в

тесных двойных системах и корреляции (синхронизации) спиновых и орбитальных периодов в подобных системах. Такая связь наблюдается, в частности, в двойных рентгеновских системах [14] (можно напомнить, что упомянутые рентгеновские системы — этап эволюции рассматриваемых систем). Что касается дискретного характера распределения орбитальных периодов, то эта закономерность давно известна для спектрально-двойных и недавно обнаружена для полярных. По своей природе она вполне аналогична существованию выделенных орбит планет в солнечной системе ("элитные" орбиты, описываемые законом Тициуса—Боде).

Если именно такое истолкование "квантованностей" распределения периодов радиопульсаров справедливо, то наличие "квантованности" — признак, отличающий пульсары II поколения: соизмеримость периода с "квантом", найденным в [12] $p_0 = 0,2028$ с, для таких пульсаров более вероятна, чем для пульсаров I поколения. В дальнейшем предполагалось, что отклонения от целочисленности $p/p_0 = inl + \Delta$ следует гауссовому распределению, так что периоды пульсаров II поколения попадают преимущественно в его центральную область.

3. Исходный материал и процедура вычислений

Значения перечисленных параметров были взяты из каталога Тейлора—Манчестера [15]. Для каждого объекта они вводились в ЭВМ вместе с координатами, расстоянием и периодом каждого объекта.

Основная идея применяемой процедуры кластерного анализа состоит в вычислении 5-мерного (по числу параметров) геометрического расстояния между объектами и последующего применения иерархической схемы классификации. В этой схеме объект первоначально рассматривается как отдельный кластер, затем два ближайших единичных кластера объединяются в новый кластер, состоящий из двух элементов, и т.д. до заключительного шага, когда образуется один кластер, включающий в себя все исходные точки. Каждый многоэлементный кластер характеризуется числом входящих в него элементов и расстояниями между двумя кластерами, его образовавшими. Число выделяемых окончательно кластеров считается неизвестным. Подробное описание алгоритма содержится в [16]. Для определения числа кластеров использован метод оптимального деления дендрита [17]. Реализующая алгоритм математическая программа включает в себя также вычисление для каждого окончательно выделяемого кластера матрицы коэффициентов корреляции между параметрами, их средние значения и дисперсии. Первое применение этой программы, где было использовано семь параметров (без специального их выбора), позволило прийти к выводу о неоднородности популяции радиопульсаров [18].

Очевидно, что на результаты вычислений не могут не влиять эффекты наблюдательной селекции. Несложно учесть качественно ее влияние на каждый в отдельности из перечисленных выше параметров. Ясно, что с увеличением расстояния будут обнаруживаться объекты преимущественно с большими значениями z и более высокой светимостью. Поскольку светимость для пульсаров I поколения зависит от хронологического возраста, то, при прочих равных условиях, более удаленные объекты должны быть более молодыми. Светимость возрастает с уменьшением p и увеличением \dot{p} (что соответствует и увеличению магнитного поля). Поэтому с увеличением расстояния следует ожидать увеличения доли объектов с малыми значениями t и большими значениями поля. Однако как именно могут повлиять селективные эффекты при одновременном применении всех параметров, невозможно сказать без специального анализа. Такой анализ не проводился. Вместо этого все вычисления были проведены отдельно для относительно близких объектов ($d \leq 3,5$ кпк), для расстояний ≤ 7 кпк и без ограничения на расстояния. Первое из указанных расстояний было выбрано из соображений

компромисса между статистической обеспеченностью возможных кластеров и различий в эмпирических функциях видимости пульсаров с различными L_R , τ и z . Кроме того, еще один вариант вычислений был проведен специально для того, чтобы проверить, влияет ли на результат разделения ($d \leq 3,5$ кпк) применение параметра "квантованности".

4. Основные результаты и их обсуждение

Для близко расположенных объектов ($d \leq 3,5$ кпк, 195 пульсаров) получилось 4 кластера. Средние их характеристики представлены в табл. 3. Если обратиться к объектам-"маркерам" (табл. 1, 2), то можно с большой степенью вероятности отождествить первые два кластера с представителями пульсаров I поколения. Объекты, подобные пульсару 0531+21 (относительно молодые), попадают в 1-й кластер. Все пульсары, располагающиеся выше линии *spin-up*, попали в эти два кластера, ни один из них — в кластеры 3, 4. В последний кластер попал известный двойной пульсар 0820+02. Правильность указанного отождествления подтверждается, если рассмотреть средние значения параметров. Имеет место разумное соответствие изменений средних значений кластеров 1, 2 с общепринятыми представлениями об эволюции одиночных нейтронных звезд: пульсары более низкой светимости имеют большую высоту над галактической плоскостью и больший характеристический возраст.

На рис. 1 показана диаграмма рассеяния в координатах z - τ для представителей всех четырех кластеров. Видно, что для пульсаров 1-го и 2-го кластеров (обозначены "+") z систематически возрастает с увеличением τ (коэффициент корреляции для кластера № 2 составляет 0,59, при этом имеется соответствующая антикорреляция между τ и радиосветимостью L_R — 0,50; для кластера 1 коэффициенты корреляции меньше из-за нелинейного характера зависимости и меньшего диапазона изменений). Все эти корреляционные связи отсутствуют для пульсаров, попавших в кластеры 3, 4 в полном соответствии с тем, что можно было бы ожидать для *recycled*-пульсаров. Кластеры 3, 4 отличаются друг от друга практически только по параметру z . Не исключено, что они соответствуют различным вариантам эволюции двойных систем. Можно обратить внимание на то, что возрастание расстояния от галактической плоскости в данном случае не сопровождается изменением радиосветимости. Естественно возникает вопрос, является ли расстояние от галактической плоскости z для пульсаров кластеров 3, 4 мерой их возраста? Возможно, в данном случае этот параметр просто характеризует начальное распределение z объектов, порождающих эти пульсары.

Можно, наконец, отметить, что значения напряженности магнитного поля в кластерах 1, 2 и 3, 4 остаются в пределах выделенных типов неизменными.

Таблица 3

№ кластера, число объектов	I поколение, подобные 0531+21		II поколение, прошедшие аккрецию	
	1(56)	2(38)	3(60)	4(41)
\bar{z}	0,108 \pm 0,086	0,265 \pm 0,147	0,558 \pm 0,220	0,236 \pm 0,153
$\lg L_R$	27,57 \pm 0,69	26,18 \pm 0,44	27,31 \pm 0,63	27,10 \pm 0,64
$\lg \tau$	6,08 \pm 0,75	6,74 \pm 0,37	7,09 \pm 0,62	7,43 \pm 0,52
$\lg B$	12,28 \pm 0,35	12,30 \pm 0,26	11,91 \pm 0,36	11,74 \pm 0,33
значимые корреляции		$z \propto L_R^{-1} 0,35$		
	$L_R \propto \tau^{-1} 0,27$		$z \propto \tau 0,59$	
			$L_R \propto \tau^{-1} 0,50$	

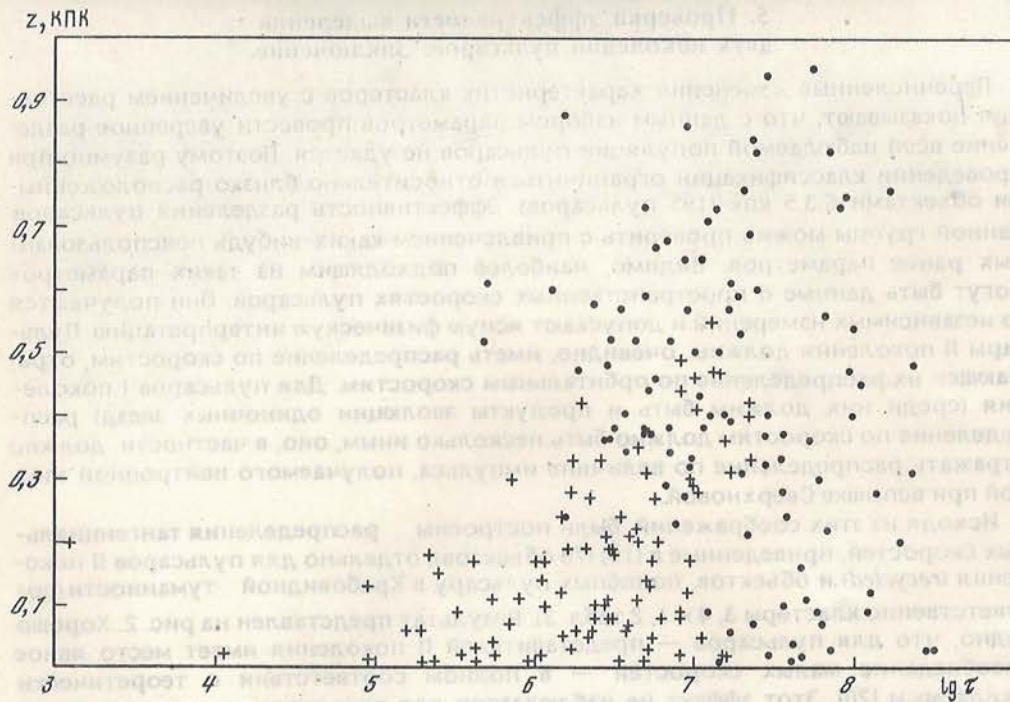


Рис. 1. Диаграмма рассеяния в координатах: высота над галактической плоскостью z — характеристический возраст $\tau = 1/2 p/p$

крестики — объекты типа пульсара в крабовидной туманности (пульсары I поколения), точки — пульсары II поколения (recycled). Число объектов соответственно 94 и 101 (см. табл. 4).

Кластеры 1 и 2 по всем признакам отличаются возрастом. (Из табл. 4 видно, что периоды пульсаров кластера 2 больше, чем периоды в кластере 1.) Поэтому отмеченное постоянство означает, что для пульсаров I поколения магнитное поле за $5 \cdot 10^6$ лет (средний возраст кластера 2) не затухает.

Описанная выше картина в общем остается устойчивой и при увеличении расстояния до 7 кпк (261 объект) и по отношению к исключению одного из параметров отбора ("квантование"). В обоих случаях при повторных вычислениях остаются те же 4 кластера. Однако разделение при этом несколько изменяется. В трех кластерах существенно возрастают средние значения z , часть объектов поэтому "перетекает" из кластеров 3, 4 в кластеры 1, 2. В последнем случае исчезают описанные выше корреляции между параметрами. Все эти изменения, как показывает детальное сравнение, следует рассматривать как показатели ухудшения разделения, причем с увеличением расстояния начинают сказываться эффекты селекции, отмеченные выше. К ухудшению разделения приводит также и исключение показателя, связанного с "квантованием".

Еще более существенные изменения, обусловленные теми же эффектами, выявляются при снятии ограничения на расстояние. В этом последнем варианте вычислений (283 объекта) появляются два дополнительных кластера. Один из них (23 объекта) просто включает в себя самые удаленные пульсары большой светимости, ($\lg L_R = 29,0$), с совершенно неясной типовой принадлежностью. Другой дополнительный кластер (44 пульсара) сформировался частично из объектов, перешедших из других кластеров, и по своим средним значениям параметров занимает промежуточное положение между кластерами 1, 2 и 3, 4.

5. Проверка эффективности выделения двух поколений пульсаров. Заключение

Перечисленные изменения характеристик кластеров с увеличением расстояния показывают, что с данным набором параметров провести уверенное разделение всей наблюдаемой популяции пульсаров не удастся. Поэтому разумно при проведении классификации ограничиться относительно близко расположенными объектами $\leq 3,5$ кпк (195 пульсаров). Эффективность разделения пульсаров данной группы можно проверить с привлечением каких-нибудь неиспользованных ранее параметров. Видимо, наиболее подходящим из таких параметров могут быть данные о пространственных скоростях пульсаров. Они получаются из независимых измерений и допускают ясную физическую интерпретацию. Пульсары II поколения должны, очевидно, иметь распределение по скоростям, отражающее их распределение по орбитальным скоростям. Для пульсаров I поколения (среди них должны быть и продукты эволюции одиночных звезд) распределение по скоростям должно быть несколько иным, оно, в частности, должно отражать распределение по величине импульса, получаемого нейтронной звездой при вспышке Сверхновой.

Исходя из этих соображений, были построены распределения тангенциальных скоростей, приведенные в [19] (70 объектов), отдельно для пульсаров II поколения (*recycled*) и объектов, подобных пульсару в Крабовидной туманности (соответственно кластеры 3, 4 и 1, 2 табл. 3). Результат представлен на рис. 2. Хорошо видно, что для пульсаров — представителей II поколения имеет место явное преобладание малых скоростей — в полном соответствии с теоретически ожидаемым [20]. Этот эффект не наблюдается для пульсаров — аналогов пульсара 0531+21.

Еще одной возможной проверкой эффективности проведенного разделения (и справедливости его истолкования) является сопоставление полученных выше результатов с данными более ранних эмпирических однопараметрических клас-

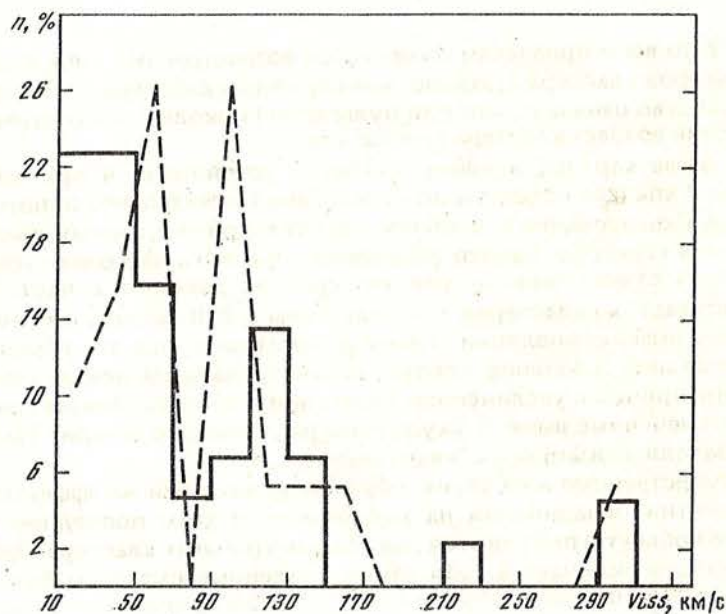


Рис. 2. Распределение тангенциальных скоростей пульсаров, измеренных в [19] Пульсары I поколения — ломаная кривая, II — поколения — гистограмма. Число объектов соответственно 19 и 44

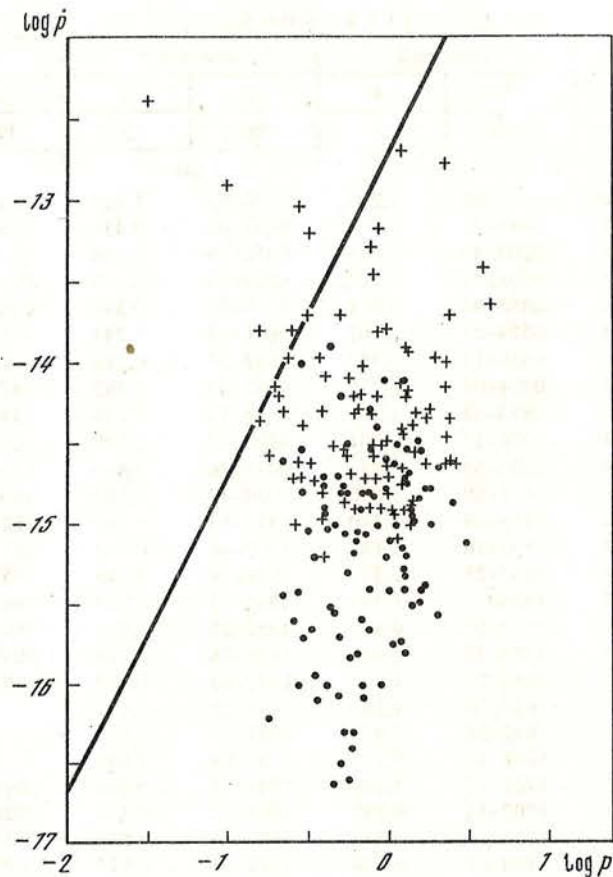


Рис. 3. Расположение 195 пульсаров на диаграмме $p-p$ в соответствии с проведенным разбиением на объекты I поколения (аналоги пульсара 0531+21, кресты) и II поколения (recycled, reborn пульсары, точки). Линия *spinn-up* нанесена согласно [10]

сификаций. Наиболее подробный вариант такой классификации был разработан в [21], где в качестве классифицирующего параметра использовалась радиоизлучающая способность магнитосферы нейтронной звезды $\eta = L_R / E$ (отношение радиосветимости к полному энерговыделению звезды E , обусловленному замедлением). Было выделено две группы пульсаров — П и О (затабулированы в [21]), причем объекты П обладают свойствами пульсаров I поколения, а О — соответственно — второго. Результаты сравнения (для объектов с расстояниями, не превышающими 3,5 кпк, соответственно 89 и 109 пульсаров) сводятся к следующему: 82% объектов, уверенно классифицированных как П, попали в кластеры, где располагаются пульсары — аналоги 0531+21; для ненадежно классифицированных П величина снижается до 60%. В целом эти кластеры на 71% состоят из объектов типа П. Для двух других кластеров имеет место, соответственно, преобладание пульсаров типа О (74% надежно классифицированных О попали в кластеры 3, 4, доля для неуверенно классифицированных О составляет 52%). Такое соответствие можно, конечно, считать хорошим.

В общем, проведенный анализ свидетельствует в пользу того, что выделение двух поколений пульсаров с помощью кластерного анализа оказалось вполне эффективным. Разумеется, не все пульсары могут быть отнесены к тому или иному типу с равной уверенностью. Кластеры частично перекрываются и неко-

Таблица 4

кластер 1		кластер 2		кластер 3		кластер 4	
1	2	3	4	1	2	3	4
PSR	<i>p</i>	PSR	<i>p</i>	PSR	<i>p</i>	PSR	<i>p</i>
(a)		(a)		(a)		(a)	
0136+57	0,272	0105+65	1,283	0148-0,6	1,464	0138+59	1,222
0154+61	2,352	0149-16	0,832	0447-12	0,438	0254-53	0,447
0329+54	0,715	0203-40	0,630	0450-18	0,548	0820+02	0,864
0355+54	0,156	0301+19	1,387	0523+11	0,354	0901+63	0,660
0525+21	3,746	0458+46	0,638	0559-05	0,396	0950+08	0,253
0531+21	0,033	0559-57	2,261	0628-28	1,244	0957-47	0,670
0540+23	0,246	0656+14	0,384	0743-53	0,214	1105-59	1,516
0611+22	0,334	0834+06	1,273	0751+32	1,442	1451-68	0,263
0727-18	0,510	0853-33	1,267	0818-13	1,238	1541-52	0,178
0740-28	0,166	0906-17	0,401	0904-74	0,549	1601-52	0,658
0833-45	0,089	0932-52	1,444	0919+06	0,430	1700-32	1,211
0835-41	0,751	1112+50	1,656	1039-19	1,386	1806-53	0,261
0922-52	0,746	1118-79	2,280	1317-53	0,279	1828-60	1,889
0953-52	0,862	1133+16	1,187	1507-44	0,943	1831-04	0,290
1001-47	0,307	1237+25	1,382	1541+09	0,748	1857-26	0,612
1055-52	0,197	1454-51	1,748	1552-31	0,518	1942-00	1,045
1143-60	0,273	1503-51	0,840	1552-23	0,532	1944+17	0,440
1221-63	0,216	1524-39	2,417	1620-08	1,276	2053+36	0,221
1358-63	0,842	1530+27	1,124	1642-03	0,387	2306+55	0,475
1749-28	0,179	1612+07	1,206	1718-02	0,477	(б)	
1558-50	0,864	1612-29	2,477	1737+13	0,803		
1719-17	0,236	1648-17	0,973	1738-08	2,043	(б)	
1742-30	0,367	1701-75	1,191	1745-12	0,394	0011+47	1,240
1449-28	0,526	1702-18	0,299	1813-36	0,387	0320+39	3,032
1822-09	0,769	1706-16	0,653	1839+56	1,652	0538-75	1,245
1907+03	2,330	1740-03	0,444	1911-04	0,825	0621-04	1,039
1915+13	0,994	1845-19	4,308	1937-26	0,402	0626+24	0,476
1916+14	1,180	1910+20	2,233	1941-17	0,841	0756-15	0,682
2020+28	0,343	1940-12	0,972	2113+14	0,440	0809+74	1,292
2319+60	2,256	1946-25	0,957	2123-67	0,325	0826-34	1,848
2351+61	0,944	2045-16	1,961	2154+40	1,525	0943+10	1,097
(б)		2151-56	1,373	2303+30	1,575	1010-23	2,517
0402+61	0,545	2152-31	1,030	(б)		1256-67	0,663
0450+55	0,340	2315+21	1,444	0031-07	0,943	1504-43	0,268
0844-35	1,116	2321-61	2,347	0818-41	0,545	1510-48	0,454
0903-42	0,965	2323+63	1,436	0909-71	1,362	1540-06	0,709
0905-51	0,253	2327-20	1,643	0942-13	0,570	1604-00	0,421
0923-58	0,739	(б)		1821+05	0,752	1717-29	0,620
1014-53	0,769	2224+65	0,682	2003-08	0,580	1820-31	0,284
1056-57	1,185	(б)		2016+28	0,558	1905+39	1,235
1336-64	0,378			2044+15	1,138	1911+11	0,601
1530-53	1,389			2048-72	0,341	1913+167	1,616
1747-46	0,742			2310+42	0,349	1923+04	1,074
1839+09	0,381			(б)		2028+22	0,630
1842+14	0,375			0403-76	0,545		
1914+09	0,270			0736-40	0,374		
1919+21	1,337			0823+26	0,530		
1953+50	0,518			0839-53	0,720		
2021+51	0,529			0940+16	1,087		
2217+47	0,538			1056-78	1,347		
(б)				1114-41	0,943		
1133-55	0,364			1237-41	0,512		
1236-68	1,301			1325-43	0,532		
1424-55	0,570			1508+55	0,739		

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
1426-66	0,785			1600-27	0,778		
1556-44	0,257			1641-68	1,785		
1818-04	0,598			1659-60	0,306		
1917+00	1,272			1745-56	1,332		
				1811+40	0,931		
				1851-79	1,279		
				1943-29	0,959		
				2043-04	1,546		

Примечание.

(а) — пульсары, уверенно классифицированные.

(б) — пульсары, уверенно классифицированные в пределах типа (Crab-like либо recycled).

(в) — неуверенно классифицированные пульсары.

торые пульсары классифицируются ненадежно. В табл. 4 (в разделе а) отдельно перечислены пульсары (соответственно по их кластерам), которые не изменяют своего положения (не перемещаются в другие кластеры) при различных вариантах вычислений. Наименее надежно классифицированы пульсары раздела в. Расположение всех выделенных пульсаров на диаграмме $p-\dot{p}$ показано на рис. 3 (кластеры 1, 2; аналоги 0531+21 отмечены "+").

Исключение ненадежно классифицируемых объектов в общем мало меняет описанную картину. В частности, остаются в силе все основные закономерности, перечисленные в предыдущем разделе. По меньшей мере две такие закономерности являются наиболее важными результатами работы.

1. В наблюдаемой популяции радиопульсаров для расстояний 3,5 кпк пульсары, прошедшие стадию аккреции в двойных системах (II поколение, *recycled, reborn*), примерно столь же многочисленны, как и пульсары I поколения (аналоги 0531+21).

2. Эволюция пульсаров I поколения происходит по классической схеме: они в среднем удаляются от галактической плоскости с одновременным увеличением периода, возрастанием τ и уменьшением радиосветимости, причем их магнитные поля за время $\sim 5 \cdot 10^6$ лет не затухают.

Выводы

Основной итог проведенной работы можно резюмировать следующим образом:

1. Для близко расположенных пульсаров $\leq 3,5$ кпк кластерный анализ позволяет разделить I и II поколения этих объектов уже при применении 5 выбранных параметров.

Нет сомнений, что с увеличением числа параметров эффективность разделения будет улучшаться.

2. Для изученной части популяции ($d \leq 3,5$ кпк, 195 объектов) оба типа пульсаров представлены в соотношении 1:1.

3. Для пульсаров, не прошедших в процессе эволюции стадию аккреции, наблюдаются закономерности, характерные для "классических" вариантов эволюции одиночных нейтронных звезд: с возрастанием их характеристического возраста τ увеличивается высота над галактической плоскостью z , падает радиосветимость и возрастает период. Магнитное поле таких пульсаров на протяжении нескольких миллионов лет не распадается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шварцман В.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. С. 1852.
2. Бисноватый-Коган Г.С., Комберг Б.В. // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 373.
3. Alpar M.A., Cheng A.F., Ruderman M.A., Shaham J. // Nature. 1982. Vol. 300. P. 728.
4. Липунов В.М. Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука. 1987.
5. Малов И.Ф. // Труды ФИАН. Т. 199. М.: Наука. 1989, с. 83.
6. Владимирский Б.М. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 192.
7. Vivekanand M., Narayan R. // Astron. and Astrophys. 1981. Vol. 2. P. 315.
8. Radhakrishnan V., Shukre C.S. // Astr. Space Sci. 1986. Vol. 118. P. 329.
9. Stollman G.M. // Astron. and Ap. 1987. Vol. 178. P. 143.
10. Kolosov D.E., Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E. // Astron. and Astrophys. 1989. Vol. 215. P. 21.
11. Котов В.А., Владимирский Б.М. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 93.
12. Котов В.А., Фомин В.П. // Астрофизика. 1989. Т. 30. С. 362.
13. Владимирский Б.М. // Физика нейтронных звезд. Пульсары и барстеры. Т. 2. Л.: ФТИ им. Иоффе. 1988. С. 153.
14. Corbet R.H.D. // The evolution of Galactic X-ray Binaries. D. Reidel Publ. CO 1985. P. 63.
15. Manchester R.N., Taylor G.H. // Astron. J. 1981. Vol. 86. N. 12. P. 1953.
16. Дюран Б., Оделл П. Кластерный анализ. М.: Статистика. 1977.
17. Плюта В. Сравнительный многомерный анализ в экономических исследованиях. М.: Статистика, 1980.
18. Корниенко А.П., Корниенко Э.Р. // Изв. Крым. астрофиз. обс. Т. 83 (в печати).
19. Cordes J.M. // Astrophys. J. 1986. Vol. 311. N. 1. part 1. P. 183.
20. Тутуков А.В., Чугай Н.Н., Юнгельсон А.Р. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. № 8. С. 586.
21. Владимирский Б.М. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1988, Т. 79, с. 157.

УДК 523.94

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В НЕВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк, М.Б. Огирь

Обнаружены вертикальные электрические токи в невозмущенной атмосфере Солнца. Исследована структура этих токов. В каждом холме магнитного поля присутствуют электрические токи противоположных направлений. Они сконцентрированы в струях, которые, как правило, рассредоточены по периферии холма поля. Структура токов в магнитных холмах подобна структуре токов в одиночном пятне. Величина тока какого-либо определенного направления внутри холма поля чаще всего заключена в пределах $(1+8) \cdot 10^9$ А, что примерно на два порядка меньше, чем в одиночном пятне. Средние (по площади тока данного знака) плотности токов в большинстве случаев составляют $100+200$ А/км².

ELECTRIC CURRENTS IN QUIET REGION ON THE SUN, by V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk and M.B. Ogir'. Vertical electric currents in the quiet atmosphere of the Sun have been discovered. The structure of these currents is investigated. The electric currents of opposite directions are present in each hump of the magnetic field. They are concentrated in streams being as a rule located on the periphery of the field hump. The structure of currents in the magnetic hump is similar to that of a single sunspot. The current in any given direction inside the magnetic hump is usually evaluated within the range $(1+8) \cdot 10^9$ A, what is of the order of two smaller than in a single sunspot. In most cases the densities of such currents averaged over the area of given current direction are $100-200$ A/km².

Введение

Впервые электрические токи в активной области были вычислены Северным [1] по данным наблюдений поперечной составляющей магнитного поля. Исследованию структуры токов в активных областях к настоящему времени посвящено довольно много работ, (например, [2—5]). В частности, в [5] было

показано, что значительная часть поперечного фотосферного магнитного поля в активной области обусловлена вертикальными токами, протекающими на этих же высотах, а площадь группы пятен, согласно [6], меняется синхронно с изменениями плотности электрических токов.

Что касается невозмущенных областей, то имеются только указания на наличие токов в магнитных элементах [7]. Это следует из присутствия азимутальных составляющих вектора магнитного поля и скорости, которые были вычислены по наблюдениям продольных составляющих. Величины азимутальных составляющих магнитного поля согласно [7] были заключены в пределах 0—16 Гс. Кроме того, на основании анализа наблюдений продольного магнитного поля невозмущенных областей по многим спектральным линиям в [8] был сделан вывод о том, что в переходной области фотосфера—хромосфера должны течь электрические токи.

Однако прямых расчетов, выполненных на основании наблюдательных данных, величины токов в невозмущенных областях Солнца и конкретных исследований их структуры до сих пор не было. Решение этих задач и явилось целью данной работы.

Точность измерения поперечных магнитных полей на современном техническом уровне довольно низка и не позволяет измерять их в спокойных областях. Поэтому пока нет возможности вычислять электрические токи по прямым наблюдениям. Нами была разработана методика определения структуры и величины электрических токов в активных областях на основании потенциального поперечного магнитного поля, вычисленного по продольной составляющей, и азимутам наблюдаемого поперечного поля [9]. Дальнейшее развитие этого метода было осуществлено нами в [10], где показано, что по наблюдениям продольного магнитного поля и хромосферным H_{α} -волоконцам можно получить надежную информацию об электрических токах в активных областях. Эту методику мы применили и здесь к изучению токов в невозмущенных областях на Солнце.

1. Данные наблюдений, методика обработки

В 1989 г. нами была выполнена серия наблюдений невозмущенных участков Солнца вблизи центра диска при хорошем и устойчивом качестве изображения. На двойном магнитографе Башенного солнечного телескопа КАО регистрировалась продольная составляющая магнитного поля по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ FeI с разрешением $1 \times 4''$. Параллельно проводилось кинематографирование этих же участков в лучах линии H_{α} на коронографе КГ-1 с ИПФ с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$. Для надежного совмещения участка записи магнитного поля с H_{α} -структурами магнитограмма включала небольшую активную область, где были только поры и мелкие пятна. Групп с большими пятнами вблизи выбранных участков не было.

Для изучения были взяты наблюдения 25.08.1989 г. Размер площадки составляет $150 \times 200''$, а координаты ее центра: $L = 6^{\circ},5 W$, $\varphi = 11^{\circ},2 N$. Для исключения эффекта проекции площадка была выбрана вблизи центра солнечного диска. По наблюдениям на магнитографе была построена карта продольной составляющей магнитного поля, разрешение которой равно $2 \times 4''$. На рис. 1 приведена фотография H_{α} -структуры выбранной площадки, а на рис. 2 — карта продольного магнитного поля исследуемого участка площадки. По продольной составляющей нами была вычислена структура поперечного потенциального магнитного поля: величина и азимуты вектора H_{\perp}^0 . Метод вычисления изложен в [11].

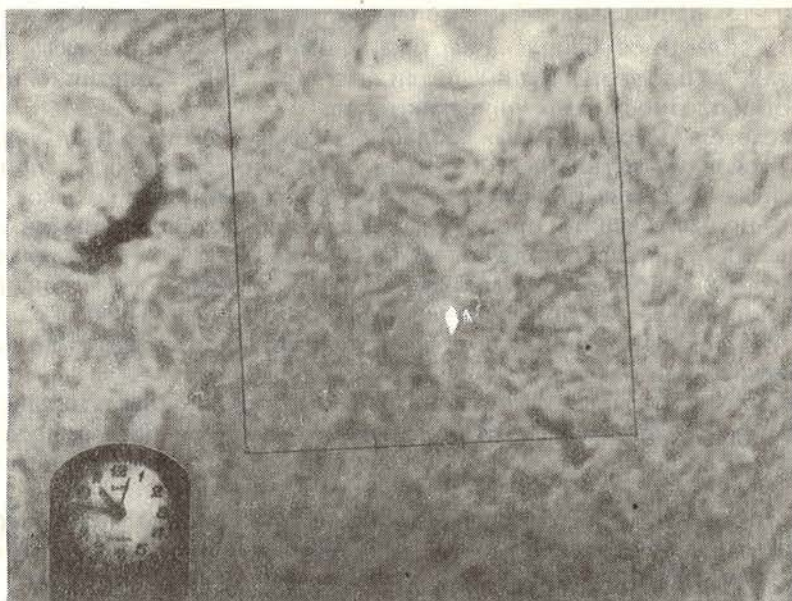


Рис. 1. H_{α} -структура участка поверхности Солнца вблизи центра диска 25.08.1989 г.

Рамкой выделена область, на которой проведено измерение продольной составляющей магнитного поля

На рис. 3 приведена карта азимутов α_0 поперечного потенциального поля H_{\perp}^0 , которые вычислялись в узлах сетки с размером ячейки $2 \times 4''$ карты продольного поля. На карте азимутов четко видна граница влияния активной области на структуру магнитного поля выбранной площадки. Это позволило нам выделить ту часть магнитограммы, на которой нет влияния активной области, т.е. которую можно считать относящейся к невозмущенной атмосфере. В дальнейшем именно на этом невозмущенном участке поверхности Солнца проводилось изучение электрических токов.

По аналогии с активными областями мы считаем, что волокна тонкой структуры хромосферы, которые видны на H_{α} -снимках как темные образования, определяют ориентацию истинного поперечного магнитного поля [12]. Совмещение снимка H_{α} -структуры с картой продольного магнитного поля и картой азимутов поперечного потенциального поля дало нам возможность установить направление магнитного поля в волокнах. Ориентация самих волокон позволила определить азимуты истинного поперечного магнитного поля. К сожалению, нам не удалось определить ориентацию волокон в каждом узле сетки с размером ячейки $2 \times 4''$. Поэтому азимуты волокон (а затем и токи) определялись по более редкой сетке с ячейкой $4 \times 4''$. Располагая данными о величине потенциального поперечного магнитного поля и азимутами истинного поперечного поля, мы вычислили электрические токи. Карта плотности токов представлена на рис. 4.

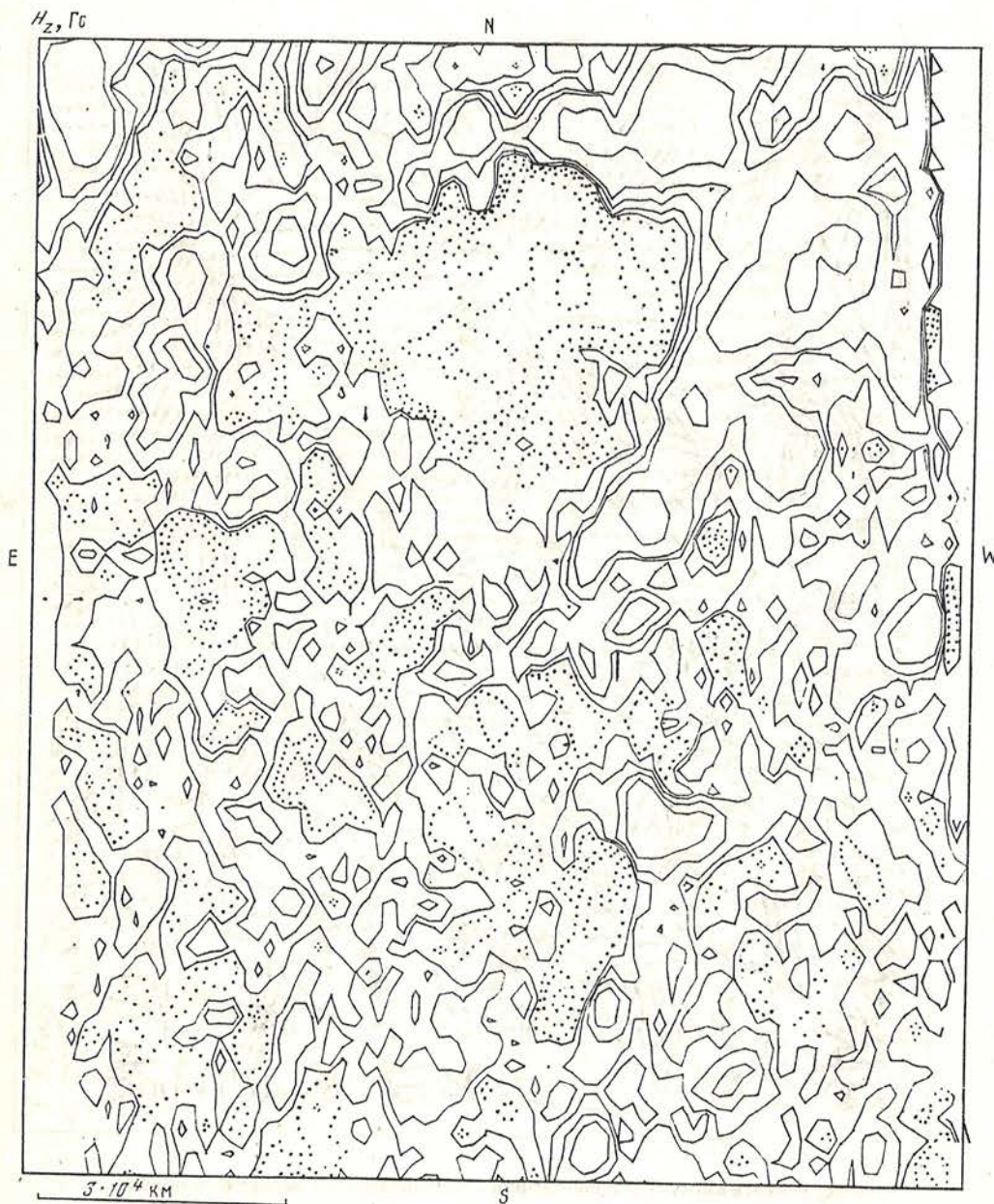


Рис. 2. Карта продольного магнитного участка поля поверхности Солнца, выделенного рамкой на рис. 1
 Изолинии проведены через 0, ± 5 , ± 15 , ± 30 , ± 100 , ± 400 , ± 800 Гс. Сплошными линиями выделены области S-полярности, пунктиром; N-полярности

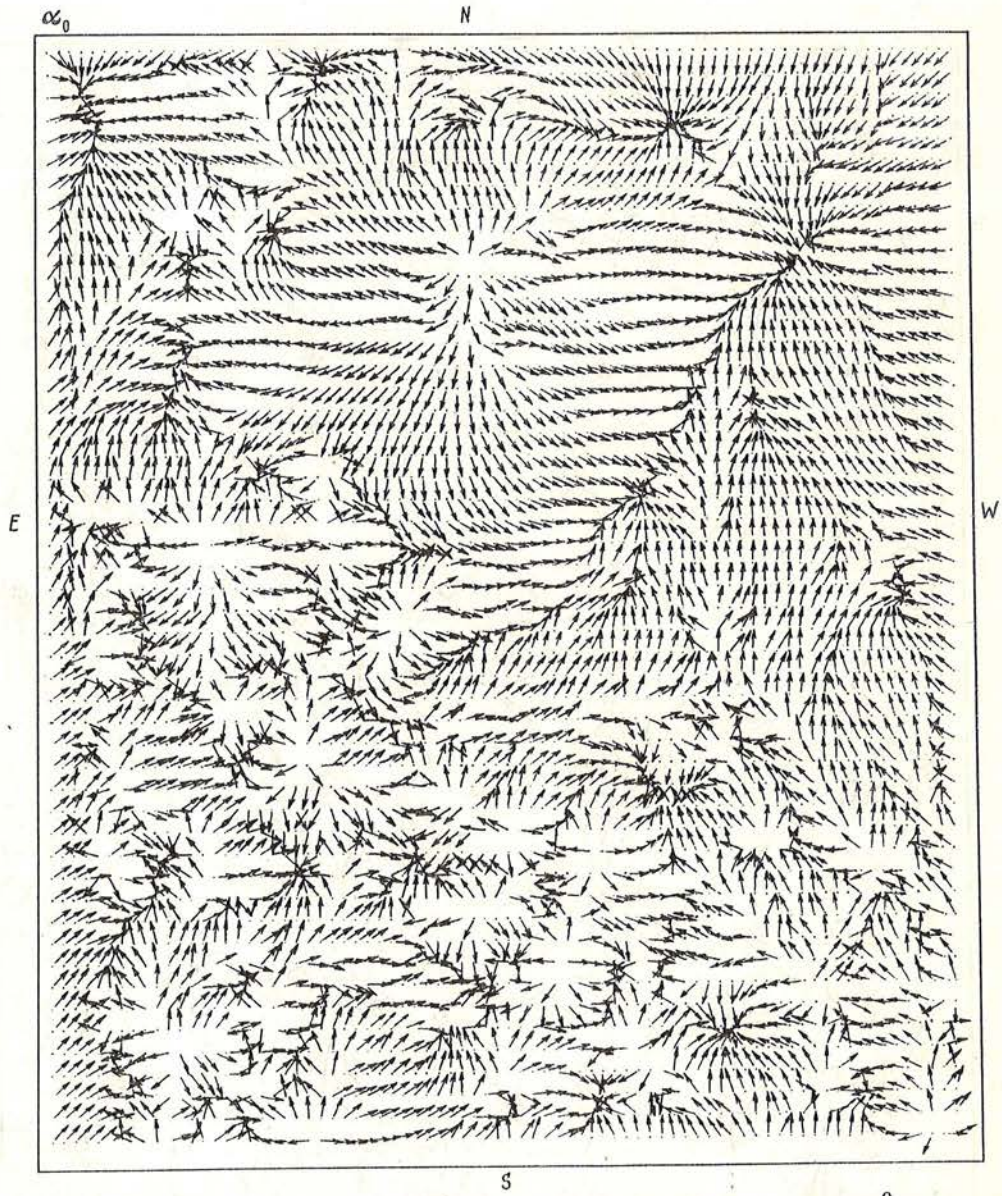


Рис. 3. Карта азимутов α_0 поперечного потенциального магнитного поля H_{\perp}^0

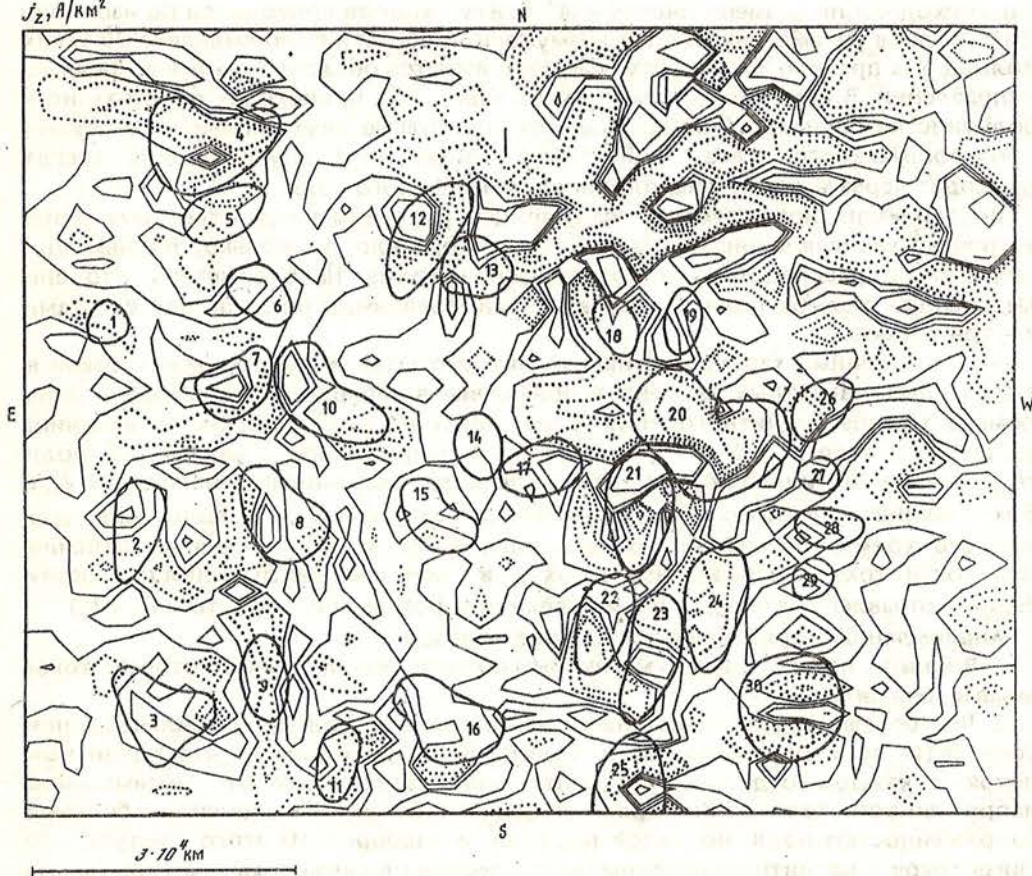


Рис. 4. Карта плотности токов участка, не подверженного влиянию активной области (см. рис. 3).
 Сплошными изолиниями выделены области с током, направленным вверх, пунктирными изолиниями — области с током, направленным вниз. Изолинии проведены через 0, ± 100 , ± 200 , ± 500 A/km^2 . Сплошными жирными линиями выделены холмы магнитного поля. Числа соответствуют номерам холмов в таблице

2. Результаты

Сравнение карт магнитного поля и плотности вертикальных токов показывает, что, как и в активных областях, структуры элементов магнитного поля и токов существенно различаются: структура токов более мелкомасштабна. Она показывает наличие отдельных элементов токов разных направлений внутри магнитного холма. Это свидетельствует о том, что токовые петли имеют иную по сравнению с полем пространственную конфигурацию.

Структура токов в магнитных холмах примерно одинакова независимо ни от их размеров, ни от величины максимальной напряженности поля в них. Она напоминает структуру элементов токов в униполярных пятнах, приведенную в [1, 3]. Такое сходство говорит о том, что структура магнитного поля во всех магнитных элементах примерно одинакова и подобна структуре поля в одиночном пятне. Из этого следует, что на основании изучения структуры токов можно косвенно получить информацию о структуре магнитного поля.

Для детального изучения нами были взяты все холмы магнитного поля, в которых напряженность продольного поля превышала 10 Гс и которые

превосходили по размеру ячейку 4×4 ". Контур холмов проводился по изолинии 5 Гс. Всего в рассматриваемой невозмущенной области было выделено 30 таких холмов. Как правило, в каждом холме поля имеются области с токами встречных направлений. В некоторых холмах смена знака тока происходит один раз, но в большинстве случаев в холмах наблюдается больше двух элементов с токами противоположного знака. Линия смены знака тока внутри холма всегда проходит через максимум напряженности магнитного поля.

Внутри магнитного элемента токи сконцентрированы в виде отдельных струй встречных направлений. Таких струй, как правило, несколько, причем они обязательно рассредоточены по периферии холма. Надо отметить, что вне выделенных холмов поля тоже текут токи, сравнимые по величине с токами внутри холмов.

Количественные характеристики магнитного поля и электрических токов в выделенных магнитных элементах приведены в таблице. В 1-м столбце даны номера холмов магнитного поля, отмеченных на рис. 4; во 2-м — величина магнитного потока; в 3-м — максимальная напряженность магнитного поля $H_{z \max}$; в 4-м — величина полного электрического тока, направленного вверх, I_+ ; в 5-м — величина полного тока, направленного вниз, I_- (I_+ и I_- вычислены для каждого холма, ограниченного изолинией 5 Гс); в 6-м — средние значения плотности токов, направленных вверх, j_+ ; в 7-м — средние значения плотности токов, направленных вниз, j_- ; в 8-м — величина результирующего тока ($I_+ + I_-$).

Анализ данных, приведенных в таблице, показал.

1. В холмах поля с большим магнитным потоком, как правило, плотность токов выше и токи сильнее.

2. Чем больше максимальная напряженность поля холма, тем сильнее в нем токи. В [13] при изучении общего поля Солнца было показано, что магнитный поток в каждом отдельном элементе поля зависит как от максимальной напряженности, так и от размера площадки, т.е. могут быть элементы с большой напряженностью поля, но малой площади, и наоборот. Из этого следует, что связь токов с магнитным потоком не тождественна связи тока с максимальной напряженностью поля.

3. Суммарная величина тока одного направления внутри холма поля в большинстве случаев $(1+8) \cdot 10^9$ А. В очень редких случаях она достигает значения $5 \cdot 10^{10}$ А. Отметим, что в пятне величина тока одного знака составляет $\sim 10^{12}$ А.

4. Средняя по площади (занятой током данного направления) величина плотности токов в магнитном элементе чаще всего находится в пределах $100-200$ А/км².

5. Наиболее вероятная величина тока в отдельной струе $(4+7) \cdot 10^9$ А. В то же время в пятне она составляет $\sim 10^{11}$ А [1].

6. На выделенном невозмущенном участке нет равенства магнитных потоков. Поток *S*-полярности, которая является ведущей в северном полушарии, на 53% превышает поток *N*-полярности.

7. Вычисленный по этому же участку суммарный ток, направленный вниз, оказался на 11% выше суммарного тока, направленного вверх. Однако если взять уровень плотности токов на значении 100 А/км², то различие в суммарных токах уменьшается до 8%. Сейчас трудно сказать, чем обусловлено это различие в суммарных токах противоположного знака, если иметь в виду, что в активной области оно не превосходит 2% [9—11].

8. Разбаланс токов в холмах поля не зависит от максимальной напряженности поля в них. Что касается связи разбаланса токов с магнитным потоком, то если эта связь и имеется, то она проявилась у нас лишь в виде слабой тенденции: возможно, с ростом магнитного потока в холмах увеличивается разность токов встречных направлений. Следует отметить, что при вычислении разбаланса

Характеристики магнитного поля и электрических токов
в магнитных элементах

$N_{\text{холма}}$	$\Phi, \times 10^{19}$ мкс	$H_z, \text{max.}$ Гс	$I_+, \times 10^9 \text{ А}$	$I_-, \times 10^9 \text{ А}$	$\bar{j}_+, \text{ А/км}^2$	$\bar{j}_-, \text{ А/км}^2$	$I_+ + I_-$ $\times 10^9 \text{ А}$
1	-0,42	-13	0	-1,9	0	-113	-1,9
2	-1,12	-18	3,2	-2,9	189	-68	0,3
3	1,50	15	6,4	-4,7	107	-110	1,7
4	4,20	75	3,8	-25,4	148	-269	-21,6
5	1,06	17	1,6	-6,8	62	-158	-5,2
6	-0,62	-12	3,9	-0,5	151	-58	3,4
7	-1,00	-18	5,2	-5,7	202	-166	-0,5
8	-1,46	-28	7,3	-6,1	141	-142	1,2
9	0,70	20	1,2	-7,9	71	-230	-6,7
10	1,80	27	8,6	-8,2	199	-160	0,4
11	0,71	17	1,8	-5,0	102	-147	-3,2
12	1,97	43	7,3	-12,4	284	-240	-5,1
13	-1,26	-21	3,7	-5,1	145	-198	-1,4
14	0,53	13	1,5	-0,8	88	-88	0,7
15	-1,10	-21	3,3	-2,0	77	-119	1,3
16	-1,62	-14	4,7	-5,8	138	-113	-1,1
17	1,20	20	8,1	-0,2	189	-20	7,9
18	0,65	13	1,0	-1,5	60	-59	-0,5
19	0,48	15	5,2	-1,3	305	-74	3,9
20	-9,38	-73	36,0	-51,0	524	-424	-15,0
21	3,73	80	27,0	-11,4	524	-330	15,6
22	1,84	44	3,2	-11,1	122	-322	-7,9
23	-2,74	-51	7,4	-6,8	216	-157	0,6
24	-2,05	-25	0,4	-13,5	24	-157	-13,1
25	-3,95	-63	9,8	-5,5	285	-159	4,3
26	-0,81	-14	7,0	-7,1	271	-205	-0,1
27	0,43	18	3,3	0	127	0	3,3
28	-0,61	-13	2,9	-1,5	113	-86	1,4
29	0,34	15	4,2	0	242	0	4,2
30	-3,72	-35	19,1	-27,8	278	-359	-8,7

токов, относящихся к данному холму поля, возможно, надо целиком учитывать элементы токов, которые попадают на границы холма поля. Однако при нашем разрешении (4x4"), близости холмов поля и расстояниях между элементами поля, сравнимыми с элементами тока, такая задача оказалась очень проблематичной. Поэтому, чтобы избежать указанных трудностей, мы вычисляли токи внутри границы магнитного холма, выделенного изолинией 5 Гс.

9. Полярность магнитного поля не влияет на разбаланс токов в холмах поля. Для холмов S-полярности в 8 случаях из 15 результирующий по холму ток направлен вниз. Для холмов N-полярности в 7 случаях из 15 ток также течет вниз. В целом, результирующий ток в элементах поля равновероятно направлен как по полю, так и против поля.

В [7] были вычислены азимутальные составляющие магнитного поля в отдельных элементах поля, усредненные по азимуту. По ним можно оценить результирующий ток, т.е. преобладающую часть тока, имеющую определенное направление. Используя результаты [7] и предположив, что элемент поля представляет собой цилиндр с равномерно распределенным по нему током, мы

вычислили величину результирующего электрического тока и его плотность в элементе поля. Такие вычисления показали, что величина тока заключена в пределах $(0+2,4) \cdot 10^{10}$ А, а плотность его в среднем равна $(0+6) \cdot 10^2$ А/км². Сравнивая эти значения токов с величинами результирующих токов, приведенными в таблице (столбец 8), мы видим их прекрасное соответствие. Итак, величины результирующих токов в магнитных элементах, вычисленные различными методами на основании совершенно разных наблюдательных данных, находятся в очень хорошем согласии. Кроме того, как мы видели, структура токов внутри магнитного холма практически идентична структуре токов в пятне (особенно одиночном). Оба эти факта говорят о реальности полученных нами результатов.

3. Выводы

1. Предложенная нами в [9, 10] методика вычисления электрических токов на основе данных наблюдений H_z — компоненты магнитного поля и H_α -структуры хромосферы дает вполне надежную информацию о величине и структуре электрических токов не только в активных, но и в невозмущенных областях на Солнце. В настоящее время нет возможности проводить прямые измерения поперечного поля в спокойных областях. Поэтому предлагаемый метод является пока единственным, способным дать достоверную информацию об электрических токах в невозмущенной атмосфере Солнца.

2. В каждом холме магнитного поля невозмущенной области текут электрические токи противоположных направлений.

3. Эти токи сконцентрированы в струях, которые, как правило, рассредоточены по периферии холма поля. Наиболее вероятна величина тока в отдельной струе составляет $(4+7) \cdot 10^9$ А.

4. Линия смены знака тока внутри холма проходит через максимальное значение напряженности вертикального магнитного поля.

5. Суммарная величина тока одного направления внутри холма поля заключена в пределах $(1+8) \cdot 10^9$ А, и лишь в очень редких случаях она может достигать значения $5 \cdot 10^{10}$ А; средние плотности токов — $(100+200)$ А/км².

6. Структура и величина токов не зависят от знака магнитного поля.

7. Величина тока одного знака внутри холма поля в среднем растет с ростом максимальной напряженности и магнитного потока в элементе поля.

8. Структура токов, а следовательно, и структура магнитного поля в магнитных холмах полностью соответствуют структуре токов и поля в одиночном пятне. Но при этом суммарная величина тока одного знака в магнитном холме примерно на два порядка ниже, чем в пятне.

Приносим благодарность Л.Г. Карташовой за предоставление H_α -снимков и участие в обсуждении работы и Н.И. Шевякиной за помощь в подготовке рисунков к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1965, Т. 33, С. 34—79.
2. Зверева А.М., Северный А.Б. // Там же. 1970, Т. 41/42, С. 97—157.
3. Котов В.А. // Там же. 1970, Т. 41/42, С. 67—88.
4. Nagyard M.J. // Solar Phys. 1988, Vol. 115/1, P. 107—124.
5. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1988, Т. 78, С. 151—170.
6. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Солн. данные. 1987, № 6, С. 73—79.
7. Гопасюк С.И., Демкина Л.Б. // Там же. 1985, № 11, С. 61—68.
8. Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1985, Т. 72, С. 159—171.
9. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Там же. 1988, Т. 80, С. 89—97.
10. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Там же. 1988, Т. 80, С. 97—105.
11. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Там же. 1987, Т. 76, С. 147—168.
12. Цал Т.Т. // Там же. 1964, Т. 31, С. 200—208.
13. Северный А.Б. // Там же. 1966, Т. 35, С. 97—138.

ДВИЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В АРОЧНЫХ ВОЛОКНАХ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Л.Г. Карташова

Изучались лучевые скорости движений вещества в линии H_{α} вдоль арочных волокон, расположенных вблизи центра диска Солнца. Показано:

1. Для арочных волокон характерно стекание вещества от вершины волокна к его основаниям и одновременно подъем всей арки.

2. В моменты вспышек и поярчений наблюдается скачкообразное уменьшение скорости опускания газа в основаниях волокон при увеличении скорости подъема всего волокна. В некоторых случаях скорость опускания вещества приближается к нулю на том конце волокна, который лежит в области более слабого магнитного поля, иногда опускание газа сменяется здесь его подъемом.

3. Появлению арочных волокон предшествует интенсивный подъем газа.

MOTIONS IN THE ARCH FILAMENTS IN THE SOLAR DISK, by L.G. Kartashova. Radial velocities in the H_{α} line in the arch filaments, situated near solar disk centre have been studied. It is shown:

1. The matter flows down from the top of arch filament to its footpoints, at the same time the filament is ascending as a whole.

2. At the flares or brightenings development, descending gas velocity on the footpoints of arch filaments is decreasing and ascending filament velocity is increasing. In some cases on those ends of filament that lay in the region with weaker magnetic fields descending gas velocity is approaching zero, and sometimes the sign of velocity is changed. Before arch filament appearance strong gas ascend is being observed.

Введение

Активную область можно представить как совокупность магнитных арок и петель. Справедливость такого утверждения доказывают снимки Солнца в рентгеновском и ультрафиолетовом участках спектра, а также в линии H_{α} . Изучение процессов, происходящих в активной области, сводится, таким образом, к анализу физики арочных и петельных систем. Большое значение имеет исследование движения вещества в этих образованиях, а также изменений характера движений в них со временем и со вспышками.

Нами проводится изучение лучевых скоростей движений газа в арочных волокнах активных областей в линии H_{α} . На рис. 1 приведены эскизы исследуемых волокон. Арочные волокна на диске Солнца — это темные образования, отличающиеся от других хромосферных волокон большим контрастом и несколько большими размерами. Обычно арочные волокна образуют системы, состоящие из нескольких параллельных волокон (см. рис. 1 а, в, г). Системы арочных волокон изучались многими авторами [1—10]. Впервые этот тип хромосферных образований был выделен Бруцеком [1—2]. Он же дал им известное во всем мире название AFS (Arc filaments system). Своими концами AFS обычно примыкают к пятнам, порам или флоккулам с магнитными полями противоположных полярностей. Согласно [9] основания AFS могут находиться в области тонкоструктурных магнитных полей смешанных полярностей. Сам факт появления AFS на Солнце является признаком развития в данном месте нового магнитного потока, рождения молодой активной области.

Движения вещества в арочных волокнах исследуются нами путем построения кривых изменений лучевой скорости в линии H_{α} вдоль их оси. Анализируется характер изменений этих кривых со временем и при вспышках.

1. Наблюдения и обработка

Наблюдения были проведены на внезатменном коронографе (КГ-2) Крымской астрофизической обсерватории в 1988—1989 гг. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа составлял 180 мм. Получены спектрограммы в области линии H_{α} с дисперсией 1,08; 1,73 и 3,0 мм/Å при размере входной щели спектрографа $0,8 \times 100''$. Одновременно со спектром фотографировалось изображение Солнца на щели спектрографа через H_{α} -фильтр (в центре линии). Изображение AFS сканировалось поперек щели спектрографа. При этом снимались спектрограммы по всей длине волокон с промежутком 2—5". Съемка одной серии спектрограмм вдоль волокон длилась примерно 30 с. Интервал между ближайшими по времени сериями составлял от нескольких секунд до нескольких минут. Наблюдения каждой из выбранных AFS велись в течение 1—4 ч. В общей сложности наблюдалось ~20 AFS, расположенных вблизи центра диска Солнца ($\theta = 10 \pm 30^\circ$).

Для каждого исследуемого арочного волокна были определены лучевые скорости в линии H_{α} по всем выбранным сериям спектрограмм. Величина лучевой скорости определялась по сдвигу центра тяжести контура H_{α} в месте волокна относительно центра H_{α} в соседних участках менее возмущенной хромосферы. Измерения сдвигов линии проводились визуально на координатно-измерительном приборе МИР-12. Среднеквадратическая ошибка определения скоростей составляла обычно $\pm (0,1—0,6)$ км/с и редко — около $\pm 1,0$ км/с.

2. Результаты

Просмотр спектрограмм и фильтрограмм показал, что во многих существовавших и вновь образовавшихся AFS происходили упорядоченные движения: вещество либо перетекало от одного конца к другому, либо стекало от середины волокон к его основаниям. Такой характер движений в арочных волокнах и хромосферных волоконцах наблюдался и ранее [1, 2, 6, 7], в том числе нами [8].

В то же время следует отметить, что не во всех AFS и не во всех волокнах каждой отдельной AFS происходили какие-либо упорядоченные движения.

В некоторых AFS характер движений в волокнах сильно изменялся со временем и со вспышками.

Из всего наблюдательного материала было отобрано для детальной обработки несколько наиболее четких волокон с хорошо выраженными движениями вещества вдоль их оси и с большими скоростями в основаниях ($\pm 20—30$ км/с). На рис. 1 приведены эскизы AFS, в состав которых входили некоторые из выбранных волокон.

Две AFS располагались между лидирующими и хвостовыми пятнами молодых развивающихся активных областей (см. рис. 1 а, в). Третья система примыкала одними основаниями волокон к полутени крупного пятна развитой активной области, а другими к мелким порам. Наиболее полно были изучены движения для трех соседних арочных волокон, принадлежащих одной AFS, показанной на рис. 1, г. В двух других AFS исследовалось по одному волокну (см. рис. 1, а, в).

Кроме этого, лучевые скорости рассматривались еще в двух одиночных арочных волокнах. Первое из них примыкает одним концом к мелким порам вблизи крупного пятна (см. рис. 1, б), второе — к тени очень большого пятна (см. рис. 1, д). Противоположные концы этих волокон лежат в области слабо возмущенной хромосферы.

Рассмотрим сначала движения плазмы в AFS 02.07.1988 г. (см. рис. 1, г). Эта система наблюдалась в течение часа. Обработаны наблюдения для трех наиболее четких ее волокон (см. стрелки на рис. 1, г). Для каждого волокна были построены кривые скоростей по всем имеющимся сериям спектрограмм. Некоторые из них приведены на рис. 2, а—в. Показанные кривые представляют характер дви-

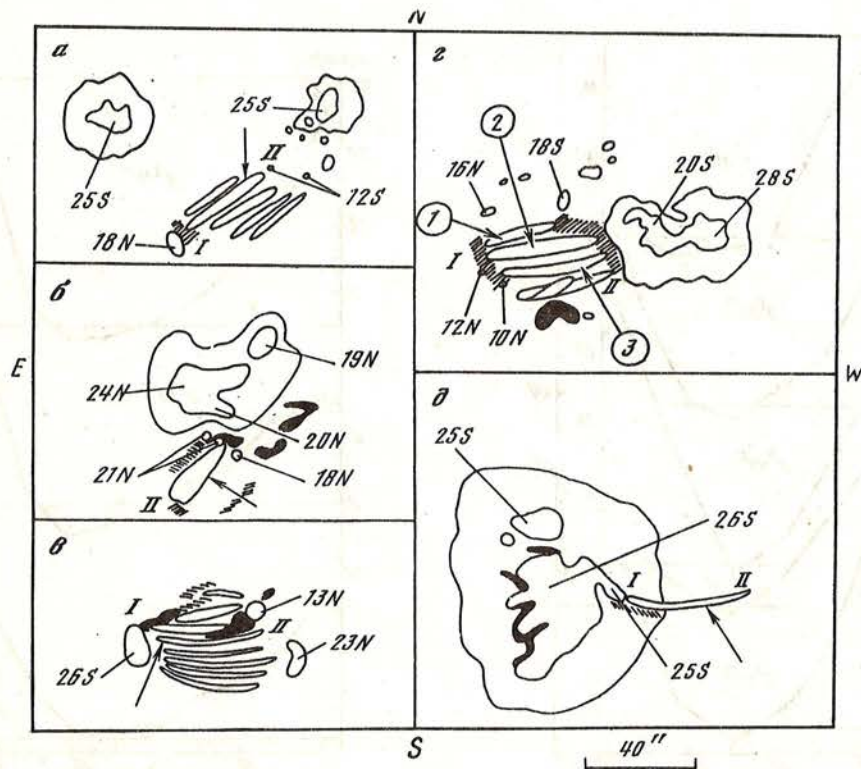


Рис. 1. Зарисовки арочных волокон относительно пятен

Стрелками указаны те волокна, в которых измерялись лучевые скорости. Флоккулы в их основаниях заштрихованы, вспышки зачернены. Указаны напряженности некоторых пятен и пор. Цифрами I и II обозначены противоположные основания волокон. а — 14.06.88 г.; б — 15.08.89 г.; в — 26.08.89 г.; г — 2.07.88 г.; д — 17.08.89 ш.

жений в исследуемых волокнах в отдельные моменты времени. Для разных волокон приведено различное число кривых, в зависимости от того, как часто скорости движений газа претерпевали существенные изменения. Согласно рис. 2, а—в практически на всех кривых наблюдается опускание вещества почти по всей длине волокон, кроме небольшого участка около его середины, где часто происходит подъем со скоростями до 7 км/с. Скорость опускания в большинстве случаев плавно растет от вершины волокна к его основаниям, где достигает, 30 км/с. Градиенты скорости на участках волокон от вершины до основания доходят до 2 м/с на километр. Такой ход лучевых скоростей вдоль волокон, расположенных вблизи центра диска, может явиться результатом стекания вещества от вершины арки к ее основаниям и одновременно подъемом (опусканием) всей арки с некоторой скоростью.

Согласно кривым рис. 2, а—в характер движений плазмы был наиболее стабильным в волокне 2 (см. рис. 1, г и рис. 2, б). В течении часа наблюдений скорости в обоих основаниях этой арки изменялись почти синхронно, поэтому все кривые схожи между собой. В основаниях двух других волокон скорости движения вещества претерпевали со временем резкие и не всегда одновременные перепады, а на одном из концов скорость иногда приближалась к нулю (см. рис. 2, а, в).

Для того чтобы эволюцию движений в данных волокнах можно было проследить более детально, были построены кривые изменения величины лучевой скорости со временем отдельно для вершины и каждого основания

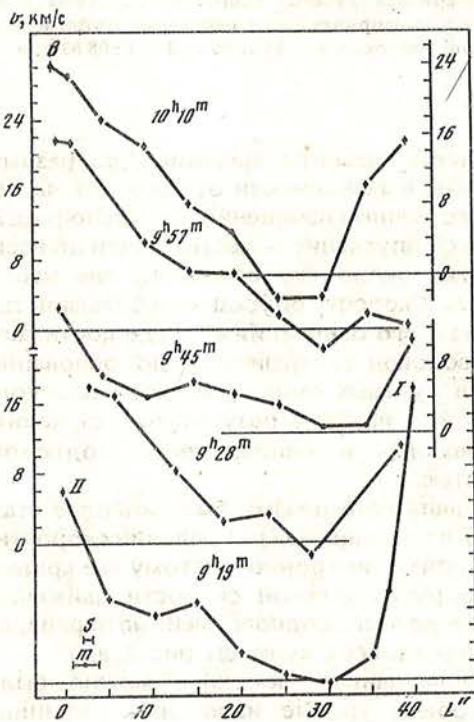
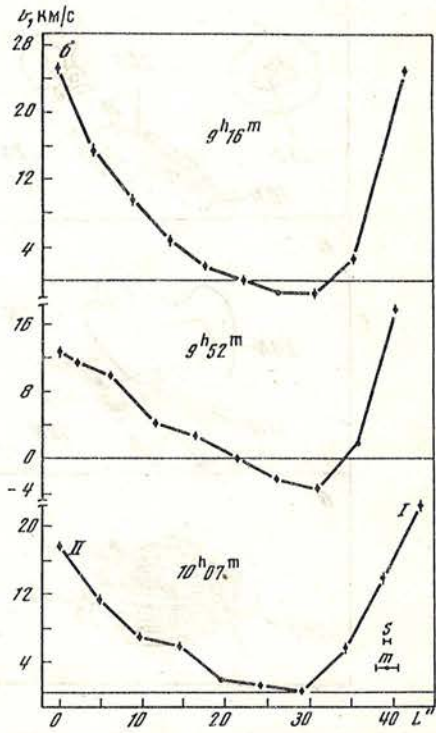
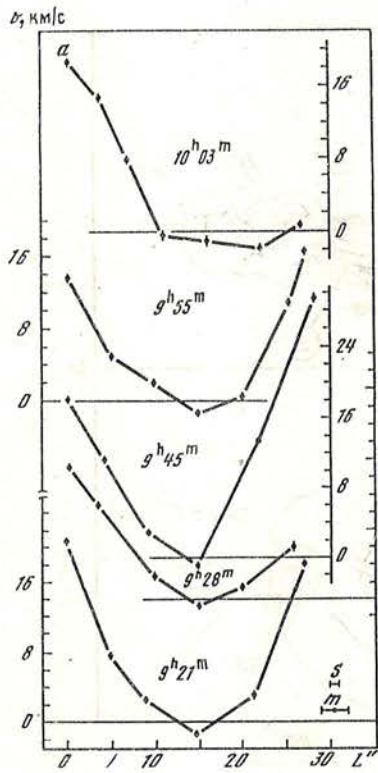


Рис. 2. Кривые скоростей для волокон 1(а), 2(б), 3(в) 2.07.1988 г.

По оси абсцисс отложена длина волокон в секундах дуги. По оси ординат — значения лучевой скорости в километрах в секунду; $\theta = 11^\circ$ — угловое расстояние волокна от центра диска. Цифрами I и II обозначены концы волокна в соответствии с рис. 1, s — ширина щели спектрографа, m — точность нанесения точек по оси абсцисс. Ось у кривых для 09^h28^m , 09^h48^m , и 10^h03^m расположена справа

волокон. Полученные кривые приведены на рис. 3, а—в. (Кривые на рис. 3, б были уже опубликованы нами ранее [8].) Из рассмотрения хода скоростей на рис. 3, а—в можно сделать следующие выводы.

В основаниях всех трех волокон наблюдается только опускание, а в вершинах — преимущественно подъем газа. Средняя скорость на концах волокон составляет $\sim + (15 \pm 40)$ км/с, а в серединах — около $-(1 \pm 3)$ км/с. Скорости в основаниях и вершинах арок претерпевают существенные изменения со временем. Эти изменения носят преимущественно скачкообразный характер. Амплитуды колебаний на тех концах волокон, которые примыкают к пятну, значительно ниже, чем на противоположных, лежащих в области мелких пор. В случае волокон 1 и 3 эти амплитуды различаются примерно в 3 и 2 раза соответственно. На рис. 3, а—в штрихами на оси абсцисс отмечены моменты кратковременных (2—3 мин) поярчаний, наблюдавшихся в одном или обоих основаниях данных волокон, а также субвспышек, развившихся поблизости от системы (см. рис. 1, г). Как видно из рис. 3, а—в, во время поярчания, а также в моменты начала вспышек наблюдается, как правило, скачкообразное уменьшение скорости опускания на одном или обоих концах волокон и возрастание скорости подъема в их серединах. Наиболее знаменательные изменения лучевых скоростей происходили в данных волокнах в связи со вспышками. Так, в волокне 2 во время вспышек происходили наиболее длительные синхронные изменения скоростей в его основаниях и вершине (см. рис. 3б, после 09^h45^m). В волокнах 1 и 3 при вспышках скорости движений газа на концах, расположенных в области пор, приближались к нулю. Волокно 1 вскоре после вспышки исчезло. Волокна 2 и 3 напротив усилились, стали более темными, а скорости на их концах вновь возросли.

Следует отметить, что яркость и структура исследуемых арокных волокон изменялась во время вспышек таким же образом, как это было описано нами ранее [10—12].

Итак, если скорости в вершинах волокон относить к движению всей арки, то следует сделать вывод о том, что данные арки преимущественно поднимаются, причем движение их не равномерно. Ускорения подъема арокных волокон достигают 30 м/с^2 . Иногда подъем волокон сменяется кратковременным их опусканием. Моменты возрастания скорости подъема арок совпадают с моментами уменьшения скорости опускания в их основаниях, а также с поярчаниями и вспышками в прилегающих участках хромосферы. (Частично такие выводы были сделаны нами ранее [8]). Как видно из рис. 3, а—в, ход лучевой скорости со временем в основаниях и вершинах соседних волокон AFS совершенно различен. Это различие можно объяснить, например, тем, что соседние арки в системе двигаются не синхронно.

Далее рассмотрим движения газа в нескольких отдельных арокных волокнах. Характер движений в этих волокнах изменялся во время вспышек настолько, что в одном из оснований опускание вещества иногда сменялось его подъемом.

Результаты измерений в виде кривых скоростей вдоль этих волокон для некоторых характерных моментов времени приведены на рис. 4, а—в.

На рис. 4, а показаны кривые скоростей для волокна, изображенного на рис. 1, в. Динамика данного волокна рассматривается на протяжении примерно 30 мин, в течение которых поблизости от него развилась вспышка балла *1л* (см. рис. 1, в). В начальный момент времени 07^h23^m , за несколько минут до начала вспышки в этом волокне наблюдались типичные для арокных волокон движения, а именно: в середине волокна происходил подъем, а в основаниях — интенсивное опускание вещества. При вспышке началась перестройка движений в волокне, в результате которой в основании II скорость сначала упала до нуля, а затем знак ее сменился на противоположный (см. рис. 4, а, 07^h51^m). К концу вспышки (07^h55^m) в волокне восстановился прежний предвспышечный характер движений газа. Интересно

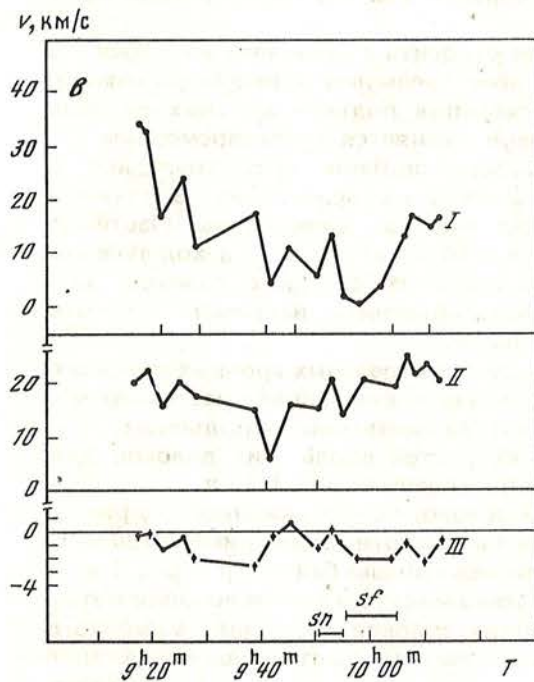
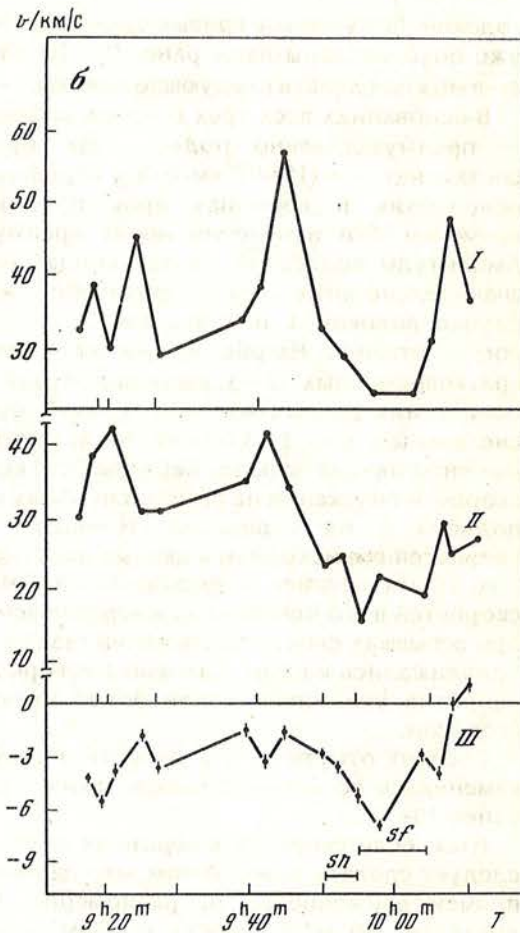
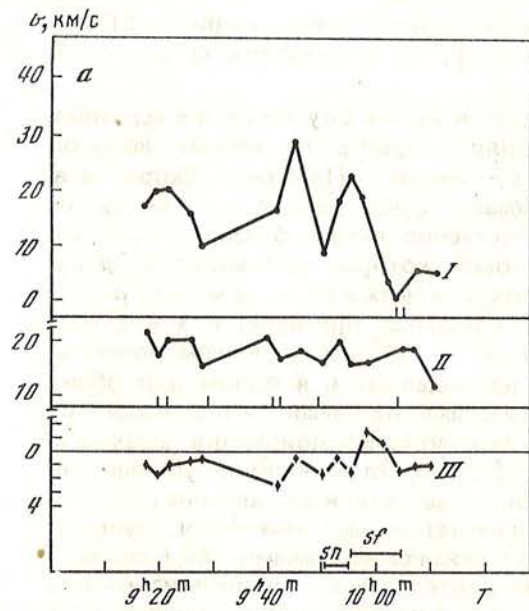


Рис. 3. Кривые изменения со временем лучевых скоростей в основаниях и вершинах трех арочных волокон, принадлежащих одной системе: для волокон 1(а), 2(б), 3(в) 2.07.1988 г.

Цифрами I и II отмечены кривые, соответствующие основаниям волокна, согласно обозначениям на рис. 1, г. Цифрой III помечена кривая, соответствующая вершине волокна. Штрихами на оси абсцисс отмечены моменты поярчений в данном основании волокна. Вспышки нанесены отрезками

отметить, что к этому моменту величина скорости опускания в основаниях волокна значительно превысила предвспышечные значения и возросла с 20 до 42—48 км/с. Согласно рис. 1, в конце II данного волокна примыкает к пятну с напряженностью магнитного поля в 2 раза меньшей, чем в другом пятне, к которому примыкает конец I. На основании этого можно предположить, что конец волокна, на котором произошла смена направления движений плазмы, лежит в области более слабых полей.

Смена направления движений наблюдалась и в следующем одиночном волокне, примыкающем одним концом к тени крупного пятна (см. рис. 1, д). Это волокно было значительно более темным, чем другие волокна свехполутени данного пятна. Наблюдения начались примерно за минуту до начала вспышки балла *In*, в пятне (см. рис. 1, д). К этому времени в волокне уже происходило перетекание вещества от основания, расположенного в области невозмущенной хромосферы, в пятно (см. рис. 4, б, 05^h07^m). Скорости движений газа в основаниях волокон составляли по абсолютной величине ~ 20 км/с. С развитием вспышки вещество продолжало двигаться по волокну в том же направлении (05^h17^m). К концу вспышки, как и в предыдущем случае, характер движений в волокне переменялся и установилось стекание вещества от вершины арки к ее основаниям (05^h25^m). Скорость опускания газа достигала 30 км/с. Подъем арки происходил со скоростью около 3 км/с (см. рис. 4, б, 05^h25^m). Через несколько минут волокно исчезло. Его исчезновение началось с конца, расположенного в невозмущенной хромосфере (05^h27^m).

Крайне неустойчивы были движения в другом волокне (см. рис. 1, б и рис. 4, в). На рис. 4, в приведены кривые скоростей для некоторых характерных моментов в течение ~ 30 мин. В это время сначала происходили мелкие поярчания в отдаленных районах данной активной области, а затем развивалась вспышка балла *In* в непосредственной близости от волокна (см. рис. 1, б). Как видно на рис. 4, в в 10^h23^m в волокне наблюдался подъем газа по всей его длине со скоростями, достигающими 50 км/с. К 10^h25^m скорость уменьшилась до ~ 20 км/с, а на конце I, примыкающем к порам, началось опускание плазмы. Через 8 мин (10^h33^m) опускание вещества со скоростями 20—60 км/с установилось по всему волокну. При этом характер распределения скорости вдоль его оси был похож на тот, который наблюдался во всех рассмотренных выше случаях, а именно: скорость опускания вдоль волокна существенно возрастает к обоим его основаниям.

Через несколько минут началась вспышка в окрестностях волокна (см. рис. 1, б), после чего характер движений вещества на нем продолжал изменяться. В результате, как и в предыдущих случаях, установилось перетекание газа с одного конца арки к другому (10^h51^m). Вещество перемещалось с конца II (см. рис. 1, б и рис. 4, в), расположенного в мало возмущенной хромосфере, в сторону пор, т.е. опять же возможно из области слабого магнитного поля в область более сильных полей. Если предположить, что скорость в середине волокна относится к движению всей арки, то тогда, согласно рис. 4, а, волокно сначала (10^h23^m) поднималось со скоростью около 42 км/с, а через 10 мин (10^h33^m) оно уже опускалось со скоростью ~ 20 км/с.

Как уже отмечалось, иногда наблюдалось образование отдельных арочных волокон. В одном случае удалось проследить начало этого процесса. Примерно за полчаса до образования этого волокна (показано стрелкой на рис. 1, а) на его месте со стороны конца I сначала возникло необычно короткое и широкое и очень темное волокно. По всей длине этого волокна наблюдался подъем вещества со скоростью в среднем около 10 км/с (рис. 5, 06^h20^m). Постепенно волокно переросло в крупное арочное волокно, соединяющее пятна с магнитным полем противоположных полярностей (см. рис. 1, а). Вдоль его оси установилось характерное стекание вещества от вершины волокна к его основаниям, а в вершине наблюдалась скорость подъема (см. рис. 5, 06^h57^m). Затем

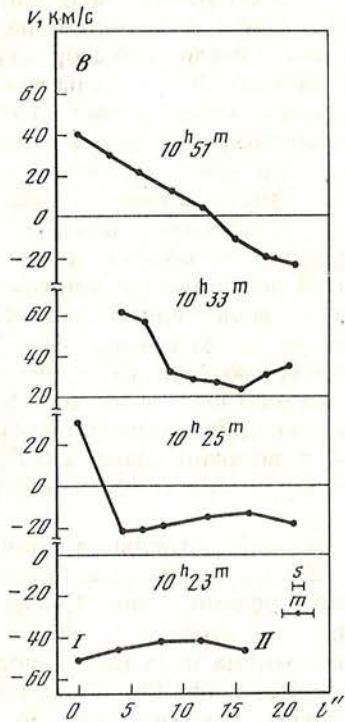
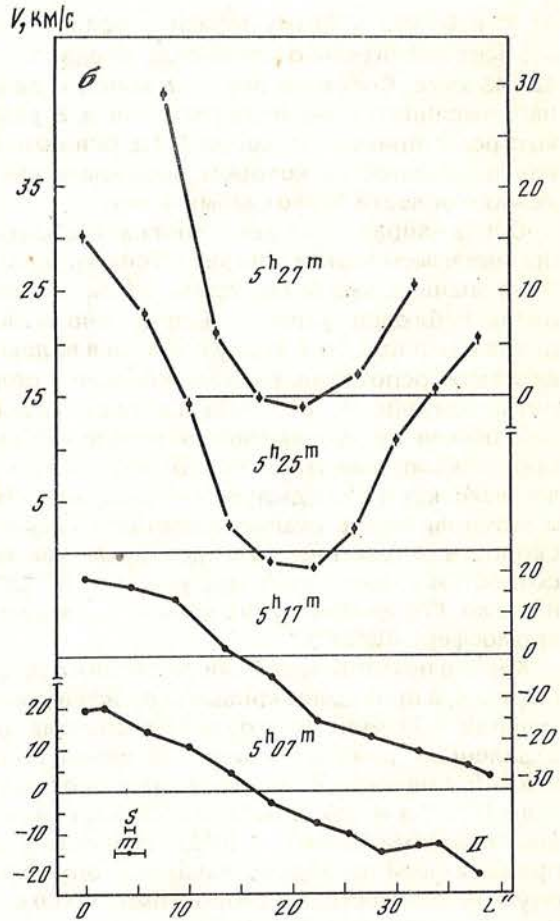
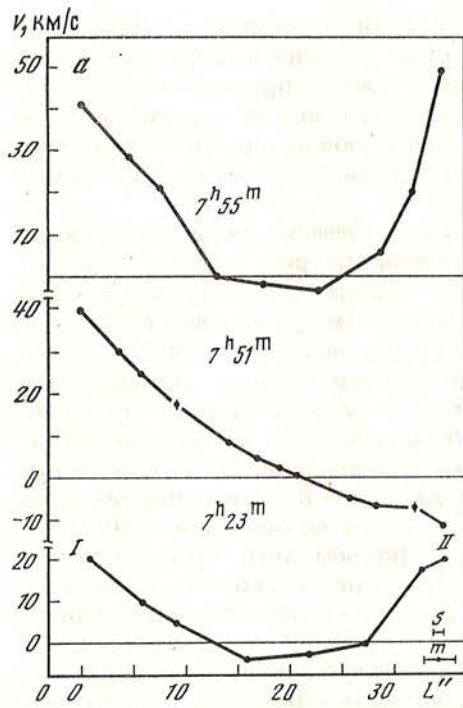


Рис. 4. Кривые изменения лучевых скоростей вдоль нескольких отдельных арочных волокон 26.08.1989 г. (а, б) и 15.08.1989 г. (в)

$\alpha = 80^\circ$ — угол между осью волокна и направлением на центр диска. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2, а—в. На рис. 4, а ось у кривых для 05^h17^m и 05^h27^m расположена справа; θ : а — 25° , б — 10° , в — 30°

Рис. 5. Характер движений вещества до и после образования одного из арочных волокон
 Обозначения те же, что и на рис. 2. Ось у кривой для 07^h57^m расположена справа

в течение часа наблюдений в волокне не обнаруживалось значительных изменений в характере движений газа (см. рис. 5, 07^h57^m).

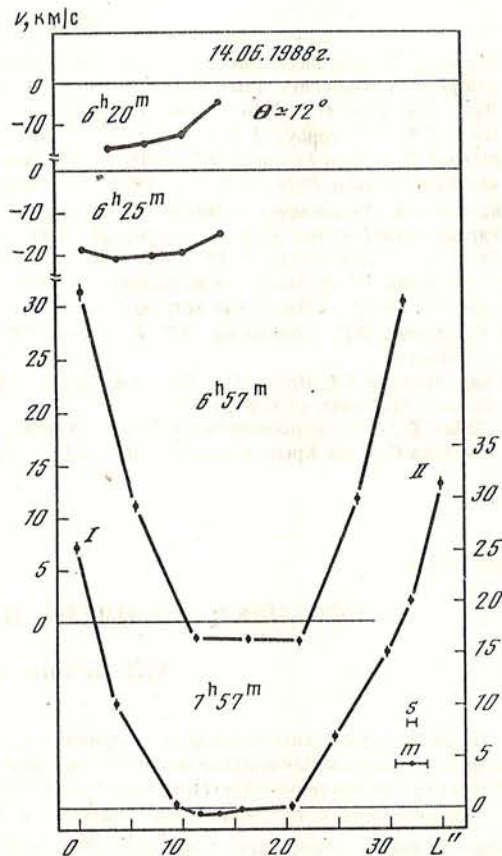
Итак, перед образованием арочного волокна, по-видимому, происходил подъем вещества по магнитной трубке в верхние слои атмосферы Солнца, а затем последовало его опускание и связанное с этим появление волокна. Для поддержания потока опускающегося газа поступление в волокно вещества снизу должно, вероятно, периодически повторяться. В этом плане представляют интерес процессы перемены направления движений вещества в одном из оснований волокон, а также резкие колебания скорости опускания в основаниях волокон, описанные выше на примере AFS 02.07.1988 г.

Предположим, что во всплывающую магнитную трубку периодически поступает поток поднимающегося газа, компенсирующий временами поток вещества, стекающего к основаниям арки. В зависимости от величины потока опускающегося и потока поднимающегося вещества может произойти смена направления движений плазмы на некоторое время, что иногда и наблюдается на одном из концов волокон. Со стороны менее возмущенной хромосферы поступление вещества в арку происходит более интенсивно. Эти процессы тесно связаны со вспышками и поярчениями.

Сделанные предположения не противоречат существующим представлениям об импульсном характере развития магнитного потока [13, 14]. Кроме этого, они согласуются с известными данными об усилении подъема газа в активной области из фотосферы в хромосферу во время вспышек с последующим его опусканием [12, 15].

При осмыслении изложенных результатов следует также иметь в виду, что изменения характера движений вещества в арочных волокнах могут быть следствием появления или исчезновения элементов сверхтонкой структуры с различным направлением движений газа. Правда, в тех случаях, когда удавалось разрешить на спектрограммах структуру арочных волокон с поперечным размером $1-2''$, скорости в соседних деталях этой структуры несущественно различались между собой.

В заключение приношу свою благодарность А.Н. Бабину за помощь в организации наблюдений, а также Н.Н. Степанян и П.П. Добронравину за ценные замечания при чтении статьи.



ЛИТЕРАТУРА

1. Bruzek A. // Solar Phys. 1967. Vol. 2. N 4. P. 451—461.
2. Bruzek A. // Solar Phys. 1969. Vol. 8. N. 1. P. 29—36.
3. Weart S.R., Zirin H. // Publ. Astron. Soc. Pac. Vol. 81. P. 270.
4. Weart S.R. // Astrophys. J. 1970. Vol. 162. P. 987—993.
5. Martres M.J., Soru-Escaut J. // Solar Phys. 1971. Vol. 21. P. 137.
6. Maltby P. // Solar Phys. 1975. Vol. 43. N. 1. P. 91—105.
7. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цитович В.Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука. 1977
8. Карташова Л.Г. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1988. Т. 82.
9. Smith S.F. // IAU Symp. N. 43. Paris. 1971. P. 323—328.
10. Карташова Л.Г. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1986. Т. 74. С. 101—112.
11. Карташова Л.Г. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1987. Т. 77. С. 32—39.
12. Карташова Л.Г., Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х. и др. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1987. Т. 76. С. 110—119.
13. Барановский Э.А., Иошпа Б.А., Ишков В.Н. и др. // Возникновение и эволюция активных областей на Солнце. М.: Наука. 1976. С. 31—37.
14. Лаба И.С. // Возникновение и эволюция активных областей на Солнце. М.: Наука. 1976. С. 37—42.
15. Гопасюк С.И. Изв. Крым. астрофиз. obs. 1964. Т. 32. С. 14—25.

УДК 523.98

ВСПЫШКИ НА ПЯТНЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ. II

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

По фотографическим наблюдениям с анализатором линейной поляризации измерены поперечные магнитные поля в ближайших окрестностях двух вспышек на пятне балла 1В, а также оценена плотность вертикальных электрических токов в период импульсной фазы вспышек.

Узлы вспышек с протяженными крыльями в линии водорода H_{α} располагались в области сильного поперечного магнитного поля ($H_{\perp} = 1500 + 3500$ Гс), в местах, где азимут поля изменялся на ~ 90 и 180° . Плотность вертикальных электрических токов достигала $(8+10) \cdot 10^4$ А·км $^{-2}$, что приблизительно в 4 раза превышает значения, полученные ранее при наблюдениях с магнитографами, и ток был направлен вверх.

FLARES ABOVE SUNSPOTS AND MAGNETIC FIELDS. II, by A.N. Babin, A.N. Koval. From spectral photographic observations with linear polarization analyser the transversal magnetic fields are measured in the nearest neighbourhood of two importance 1B flares above sunspots during the impulsive phase, directions and densities of vertical electric currents are estimated.

Flare kernels with extended wings in hydrogen H_{α} — line appeared in the region of strong transversal magnetic field (~ 1500 — 3500 Gs) where vector H_{\perp} changed orientation by 90° or 180° .

We have found that the vertical electric currents are directed upwards and their densities reached $(8$ — $10) \cdot 10^4$ А·км $^{-2}$ that exceeds the formerly obtained ones by ≈ 4 times.

Введение

Еще в начале 60-х годов с помощью прямых спектральных измерений [1], а также с магнитографом [2] в активных областях на Солнце были обнаружены сильные поперечные магнитные поля (H_{\perp}) в местах возникновения вспышек. Вскоре А.Б. Северным были выявлены небольшие участки сосуществования поперечных полей различных направлений, и положение вспышек хорошо совпадало с этими особенностями поля [3].

Изменение направления вектора поля H_{\perp} на 90 — 180° на расстоянии нескольких секунд дуги [3] указывает на наличие сильных электрических токов. Была найдена тесная связь районов разгорания вспышек с местами наибольшей плотности вертикальных электрических токов [4—6].

Многие результаты, полученные по наблюдениям с магнитографом, обладают рядом недостатков, основными из которых являются: 1) низкое временное разрешение при получении записей; 2) неодновременность наблюдений магнитных полей (МП) и вспышек, достигающая в некоторых случаях десятка часов; 3) ограниченность диапазона измерений поперечных магнитных полей (например, не более 1000 Гс [3]).

Однако более поздние наблюдения вспышки балла 2В с высоким временным разрешением, выполненные на видеоманитографе, показали, что наиболее значительные изменения МП в области вспышки происходят в течение 15 мин от ее начала, причем интерпретировать их можно как изменение наклона силовых линий и их закручивание [7]. Аналогичное явление изменения наклона силовых линий во время вспышки обнаружено также в [8].

С другой стороны, наиболее сильные вспышки возникают в полутени пятен с δ -конфигурацией, а иногда и на ядрах пятен, т.е. в области сравнительно сильных магнитных полей. Это позволяет исследовать МП в окрестностях таких вспышек фотографическим методом.

При изучении структуры МП в области свечения металлов во вспышках на пятне [9] нами было показано, что эмиссия металлов расположена вблизи места смены знака поля ($\leq 3^\circ$ от линии раздела полярностей), а само поле в этом месте близко к поперечному (угол между силовыми линиями и лучом зрения, оцененный по формуле Сирса, оказался больше или равен 70°). Поэтому представляло интерес провести исследование МП по спектрограммам вспышек, полученным с анализатором линейной поляризации.

Просмотр спектров показал, что часто H_α -эмиссия, наблюдающаяся в полутени пятна или над ядром, располагается в области сильного H_\perp , азимут которого в нескольких случаях изменяется на 90° на расстоянии нескольких угловых секунд. Если такая картина видна на двух соседних разрезах вспышечного узла, это позволяет нам оценить направление и плотность вертикального электрического тока в некоторой промежуточной точке вспышки.

1. Магнитные поля

Для измерений были выбраны спектрограммы вспышек балла 1В 14.06.1982 г. и 06.06.1983 г. Обе вспышки наблюдались в сложных группах пятен с δ -конфигурациями. 14.06.1982 г. активная область находилась на значительном расстоянии от центра солнечного диска ($\rho \approx 0,82$), а 06.06.1983 г. вблизи центра диска ($\rho \approx 0,27$). Вспышки располагались в полутени пятен, а 06.06.1983 г. эмиссия частично закрывала также ядро большого пятна. Зарисовки групп пятен и положение вспышек приведены на рис. 1.

Спектры вспышек в области линии $H_\alpha \pm 8\text{ \AA}$ фотографировались в III порядке дифракционного спектрографа (дисперсия $0,59\text{ \AA}\cdot\text{мм}^{-1}$) телескопа ВСТ-2 с анализатором линейной поляризации [10] при двух положениях щели, отмеченных на рис. 1. Спектрограммы вспышки 14.06.1982 г. относятся к максимальной и послемаксимальной фазе импульсного микроволнового всплеска, а вспышки 06.06.1983 г. к начальной фазе жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного на спутнике SMM [11].

МП в окрестностях вспышек исследовались по линиям $\text{TiI } \lambda 6556,086 \text{ \AA}$ и $\text{FeI } \lambda 6569,232 \text{ \AA}$. Данные об этих линиях приведены в табл. 1.

Во вспышке 14.06.82 г. наиболее яркий узел с протяженными крыльями в линии H_α располагался в области сильного поперечного поля. Фотометрические разрезы, показывающие зеэмановское расщепление линий титана и железа в месте свечения этого узла, представлены на рис. 2. В полутени пятна в каждом из разрезов I и II (см. рис. 1, а) при переходе от северной части полутени к южной направление вектора H_\perp изменяется на 90° .

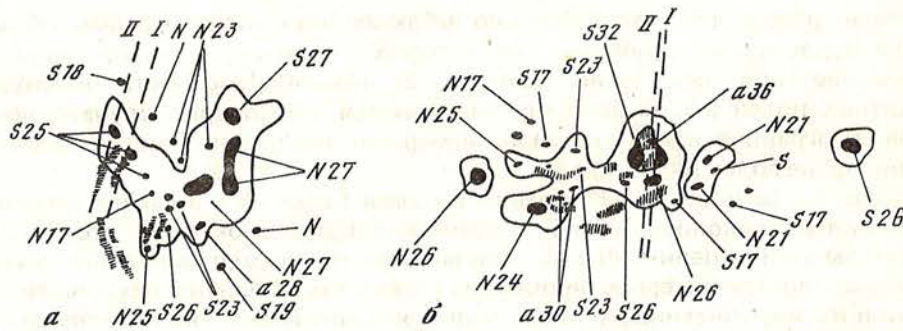


Рис. 1. Зарисовки групп пятен с отмеченными положениями вспышек (заштрихованные площади) и положениями щели спектрографа (штриховые линии)
 а — группа 14.06.1982 г., б — 06.06.1983 г. Восток слева, север наверху

Во вспышке 06.06.83 г. эмиссия, закрывающая ядро пятна, также располагалась в области сильного поперечного поля и именно в том месте, где вектор поля поворачивается на 90° . На рис. 3 приведены фотометрические разрезы линий титана и железа с двух сторон от этой вспышечной эмиссии, показывающие их зеемановское расщепление в ортогональных поляризациях.

Измерения МП проводились при помощи микроскопа Мир-12. По результатам пяти независимых визуальных наведений нити прибора на σ -компоненты определялась напряженность поля по известной формуле:

$$H = \Delta\lambda_H / (9,34 \cdot 10^{-5} g \lambda_0^2),$$

где λ_0 — длина волны линии поглощения, g — фактор Ланде, $\Delta\lambda_H$ — расстояние между центрами тяжести двух σ -компонентов зеемановского расщепления.

В табл. 2 приведены величины H_{\perp} , измеренные по возможности на минимальном расстоянии от места изменения направления вектора поля на 90° для вспышек 14.06.1982 г. и 06.06.1983 г. соответственно. В первой графе даны номера разрезов, соответствующие двум положениям щели спектрографа, во второй — время получения спектрограммы, в третьей отмечено, к какой части полутени пятна относятся измерения, в четвертой и пятой даны напряженности МП, в шестой — направление вектора H_{\perp} , в седьмой — расстояние вдоль щели между точками, в которых производились измерения МП, в восьмой — разница между значениями H_{\perp} , полученными по линиям титана и железа.

Отметим, что 6.06.1983 г. по программе Службы Солнца в $11^h 20^m$ UT в ядре пятна, на котором спустя ~ 2 ч разгорелась исследуемая вспышка, было измерено поперечное поле ~ 3600 Гс.

Как видно из табл. 2, наблюдаются некоторые различия в величинах напря-

Таблица 1

Длина волны, Å, элемент	Интенсивность		Потенциал возбуждения, эВ		$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см	Примечание
	фотосфера	пятно	нижний	верхний		
6556,086 TiI	1	5	1,45	3,34	53,7	триплет
6569,232 FeI	4	3	4,71	6,59	59,6	

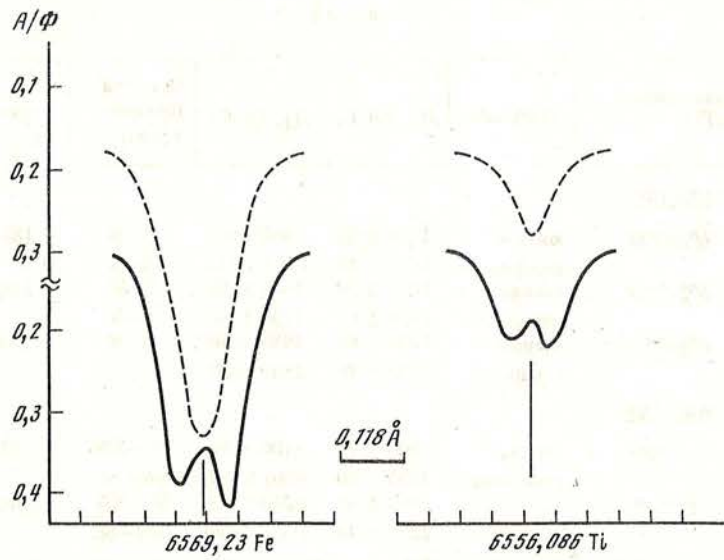


Рис. 2. Фотометрические разрезы линий $\lambda 6569,23 \text{ \AA}$ FeI и $\lambda 6556,086 \text{ \AA}$ TiI на спектрограммах в ортогональных поляризациях в месте свечения наиболее яркого вспышечного узла с протяженными крыльями в линии H_{α} 14.06.1982 г. (сплошная и штриховая линия). По оси ординат отложено пропускание (отсчет фотометра, деленный на фон)

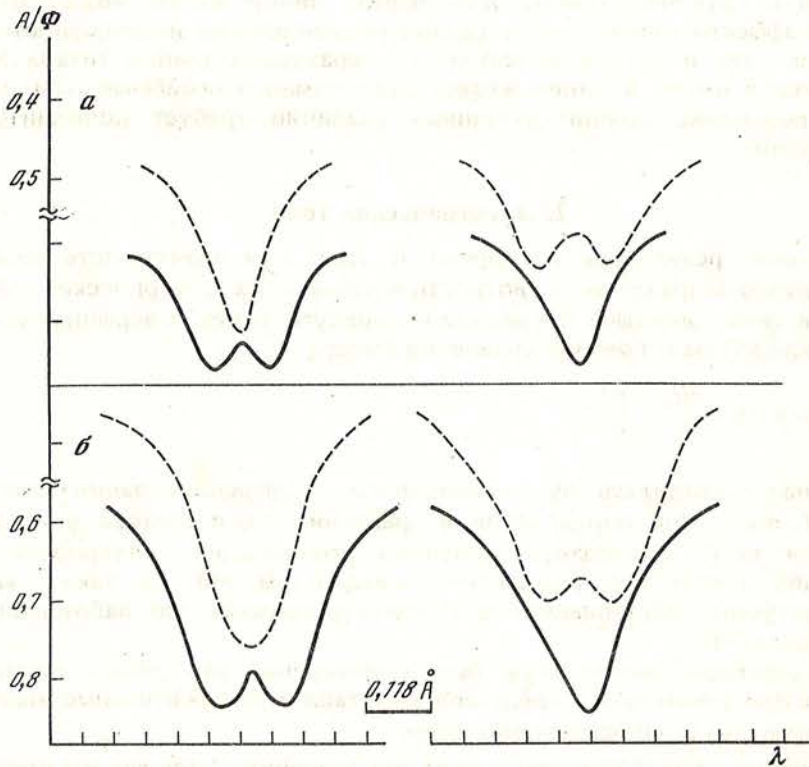


Рис. 3. Фотометрические разрезы линий а — $\lambda 6569,23 \text{ \AA}$ FeI и б — $\lambda 6556,086 \text{ \AA}$ TiI на спектрограммах в ортогональных поляризациях (сплошная и штриховая линия) с двух сторон от вспышечной эмиссии, расположенной на ядре, показывающие изменения направления вектора поперечного поля на 90° . Вспышка 6.06.1983 г.

Таблица 2

Разрез №	Дата, время (UT)	Полутень	H_{\perp} , FeI, Гс	H_{\perp} , TiI, Гс	Ориентация вектора H_{\perp}	l , км	$\Delta H = H_{\text{TiI}} - H_{\text{FeI}}$, Гс
14.06.1982 г							
I	6 ^h 26 ^m 20 ^s	южная	1730 ± 50	1800 ± 60	E—W	1800	70
II	6 ^h 27 ^m 20 ^s	северная	1480 ± 50	1790 ± 100	S—N	2400	310
		южная	1630 ± 50	1860 ± 50	E—W		230
I	6 ^h 28 ^m 50 ^s	северная	1650 ± 60	1790 ± 30	S—N	1700	140
		южная	1930 ± 60	1980 ± 50	E—W		50
		северная	1630 ± 30	1840 ± 30	S—N		210
6.06.1983							
I	13 ^h 30 ^m	южная	3000 ± 90	3100 ± 60	SE—NW	2950	100
		северная	3030 ± 80	3480 ± 110	SW—NE		450
II	13 ^h 33 ^m	южная	2660 ± 40	3260 ± 90	SE—NW	10850	600
		северная	2270 ± 40	2820 ± 140	NW—SE		550

женности поля, полученных по линиям железа и титана: поле, измеренное по линии TiI, систематически выше, чем по линии FeI, что может указывать на его изменение с глубиной. Однако для данных линий мы не можем отделить высотные эффекты (линии имеют разные роуландовские интенсивности как в фотосфере, так и в тени пятен) от температурных (линия титана заметно усиливается в пятне, а линия железа даже немного ослабевает (см. табл. 1). Поэтому выяснение причин указанных различий требует дополнительных исследований.

2. Электрические токи

Полученные результаты измерений H_{\perp} дают нам возможность оценить в каждом случае направление и плотность вертикальных электрических токов j_z в некоторой точке, лежащей посередине четырехугольника, в вершинах которого мы измеряли МП, на основании уравнения Ампера:

$$\frac{4\pi}{c} j_z = (\text{rot } H)_z = \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x}$$

Величина j_z находилась путем линейного дифференцирования компонент вектора H_{\perp} поля. При определении направления этого вектора учитывались ориентация осей анализатора линейной поляризации, полярности соответствующих пятен (по визуальным измерениям МП), а также картина тонкоструктурных образований на H_{α} -фильтрограммах (по наблюдениям на коронографе КГ-1).

Соответствующие вычисления были проведены для обеих вспышек и найденные плотности тока j_z представлены в табл. 3. Положительные значения j_z соответствуют току, направленному вверх.

Для вспышки 14.06.1982 г. приведены два значения j_z , так как мы имели два наблюдения МП примерно в одном и том же месте (разрез I) с интервалом времени 2^m30^s.

Таблица 3

Дата	$j_z, \times 10^3 \text{ А} \cdot \text{км}^{-2}$	
	FeI	III
14.06.1982 г.	83	94
	90	100
6.06.1983 г.	84	93

3. Обсуждение результатов

Как видно из табл. 3, для обеих исследуемых вспышек плотность вертикальных электрических токов в окрестностях вспышечной эмиссии, расположенной на пятне (в области сильных магнитных полей), достигает значений $\sim 10^5 \text{ А} \cdot \text{км}^{-2}$, при этом ток направлен вверх.

Выше отмечалось, что при вычислениях j_z мы брали значения МП, измеренные на минимальном расстоянии от места изменения направления вектора поля на 90 или 180° в данном разрезе. Из-за недодержек в ядрах пятен это был верхний предел указанных расстояний. Кроме того, наши измерения H_{\perp} в направлении, перпендикулярном щели, дискретны (имеются всего два разреза). Рассмотрим, как изменится результат, если сближать точки, в которых мы проводили измерения, при сохранении неизменными величины напряженности поля.

Для вспышки 14.06.1982 г. при изменении расстояния между разрезами плотность тока практически не изменяется. При уменьшении расстояния между измерениями внутри разреза во столько же раз увеличивается j_z .

Для вспышки 6.06.1983 г. при уменьшении расстояния как между разрезами, так и внутри разрезов j_z возрастает примерно во столько же раз. Следовательно, фактические значения j_z могут быть больше вычисленных, особенно для вспышки 6.06.1983 г.

Сравним плотности тока, полученные нами, с результатами других авторов.

Зверева и Северный [5] для двух мощных вспышек нашли, что максимальные величины j_z составляют $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ А} \cdot \text{км}^{-2}$. В [12] для небольшой вспышки также получили $j_z(\text{max}) \approx 2 \cdot 10^4 \text{ А} \cdot \text{км}^{-2}$. В [13] для слабых вспышек максимальный ток $j_z \approx 3 \cdot 10^4 \text{ А} \cdot \text{км}^{-2}$. Причем все эти значения получены по наблюдениям с магнитографом.

Таким образом, наши оценки плотности вертикального электрического тока примерно в 4 раза превышают значения, найденные другими авторами. Можно предложить следующее объяснение такого различия. Во-первых, наши наблюдения сделаны непосредственно во время энергичных вспышек на пятне в период их импульсной фазы и относятся к ближайшим окрестностям вспышечных узлов, показывающих протяженные крылья в линии H_{α} . Во-вторых, выполненные нами измерения поперечных магнитных полей, в отличие от магнитографических, базируются на прямых измерениях зеемановского расщепления, т.е. дают действительные значения напряженности поля.

Таким образом, мы приходим к выводу, что при специально поставленных наблюдениях фотографический метод может быть успешно использован для исследований сильных магнитных полей и электрических токов во время вспышек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Michard R., Mouradian Z., Semel M. // Ann. d'Astrophys. 1961. Vol. 24. P. 54—63.
2. Северный А.Б. // Астрон. журн. 1962. Т. 39. Вып. 6. С. 961—964.
3. Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1964. Т. 31. С. 159—199.

4. Moreton G.E., Severny A.B. // Solar Phys. 1968. Vol. 3. P. 282.
5. Зверева А.М., Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1970. Т. 41—42. С. 97—157.
6. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 151—170.
7. Такака К. // Big Bear Solar Observatory. 1977. 0168. P. 1—26.
8. Коваль А.Н., Степанян Н.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 68. С. 3—15.
9. Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1990. Т. 82. С. 129.
10. Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С. 142—153.
11. Dennis B.R., Orwig L.E., Kiplinger A.L. et al. // NASA Technical Memorandum. 4036. 1988.
12. Гопасюк С.И., Калман Б., Романов В.А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С. 171—183.
13. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Солн. дан. 1987. № 6. С. 73—79.

УДК 523.745.

К ВОПРОСУ О КРОССОВЕР-ЭФФЕКТЕ В СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН. КРОССОВЕР-ЭФФЕКТ ИЛИ ПОПЕРЕЧНОЕ ПОЛЕ? I. СПОСОБЫ ОПОЗНАНИЯ

М.Дж. Гусейнов

Предложена методика однозначного определения наличия кроссовер-эффекта в солнечных пятнах. Описываются четыре практические способа, которые позволяют в каждом конкретном случае с помощью наблюдений, проведенных по специальной программе, выяснить, к какому явлению (кроссовер-эффекту или поперечному магнитному полю) относится наблюдаемая картина расщепления простого триплета Зеемана, схожая с кроссовер-эффектом по Г. Бэбкоку.

Отмечается, что некоторые из этих способов, вероятно, могут быть применены и для изучения кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд.

TO THE QUESTION OF THE CROSS—OVER EFFECT IN THE SUNSPOTS SPECTRA. CROSS—OVER EFFECT OR TRANSVERSE MAGNETIC FIELD?

I. METHODS OF IDENTIFICATION, by M.J. Huseynov. An unambiguous methods for the identification of the crossover effect in the sunspots is presented. Four practical procedures are described allowing us to determine to what phenomenon the observed picture of Zeeman effect can be ascribed being similar to the cross—over effect according to Babcock. The procedures are based on the observations developed by a special program searching for a cross—over or a transverse magnetic field. It is noted, that the procedures might be used also for the study of cross—over effects in the spectra of magnetic stars.

В некоторых случаях при наблюдении спектров в группах пятен на Солнце с помощью анализатора круговой поляризации (пластинка $\lambda/4$ +призма Волластона или пластинка $\lambda/4$ +поляроидная, равноценно поляризационная, мозаика $P_{1,2}$ со взаимно ортогональными осями пропускания) получают спектрограммы, где картины расщепления простых триплетов Зеемана очень похожи на кроссовер-эффект в спектрах магнитных звезд. Такие случаи, как будет видно из дальнейшего обсуждения, без тщательного исследования могут быть приписаны как кроссовер-эффекту, так и просто расщеплению магнитоактивных линий спектра в поперечном магнитном поле в активных областях (пятнах) на Солнце. Установление, происходит ли кроссовер-эффект в группах пятен на Солнце, имеет важное значение в понимании магнитодинамических явлений в таких областях.

Кроссовер-эффект впервые был обнаружен Г. Бэбкоком [1] при исследовании магнитных полей звезд. Он заметил, что часто в спектрах магнитных звезд, полученных с помощью анализатора круговой поляризации (пластинка $\lambda/4$ +призма Волластона) полуширины магнитоактивных линий в одной поляризации несколько больше, чем в другой (ортогональной). Именно это наблюдаемое явление Г. Бэбкоком было названо кроссовер-эффектом. Он предполагал, что в разных долготах (полушариях) на поверхности наблюдаемой вращающейся звезды име-

ются несколько (минимум по одной области на каждом полушарии) областей с продольными (H_{\parallel}) магнитными полями с противоположной полярностью (H_N и H_S). В общем случае, из-за вращения звезды эти области будут иметь различные средние доплеровские (лучевые) скорости ($V_N - V_S = \Delta V \neq 0$). Предположим, что области с H_N и H_S полями занимают значительную площадь на поверхности звезды и разница их средних доплеровских скоростей ΔV соответствует сдвигу линии в их спектре $\Delta\lambda_c \approx 2\Delta\lambda_H$, где $\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-5} g\lambda^2 H$ является магнитным расщеплением линии. Тогда σ -компоненты линии H_N и H_S полей в спектре одной поляризации по длине волны почти совпадут, а в ортогональной они разойдутся на расстояние $\Delta\lambda = \Delta\lambda_c + 2\Delta\lambda_H$. Это и приведет к разной полуширине магнитоактивной линии в спектре магнитной звезды в ортогональных поляризациях при наблюдении анализатором круговой поляризации.

Однако не исключено наблюдение такой же картины расщепления магнитоактивных линий в случаях, когда вектор магнитного поля звезды направлен под углом, близким к 90° к лучу зрения. О такой возможности впервые было сказано Н.М. Шаховским [2]. Известно, что при поперечном магнитном поле все зеemannовские компоненты магнитоактивной линии имеют плоскую поляризацию, причем, поляризация π -компонента параллельна направлению силовых линий магнитного поля, а σ -компонентов направлена поперек поля. Пройдя через пластинку $\lambda/4$, они становятся в общем случае эллиптически поляризованными. Степень эллиптичности их зависит от ориентации плоскости поляризации π - и σ -компонентов относительно кристаллических осей четвертьволновой пластинки: в определенных случаях поляризация компонентов может превратиться в круговую, а в других останется, по-прежнему, линейной. В случаях, когда магнитное поле звезды не является полностью поперечным, степень эллиптичности π - и σ -компонентов магнитоактивных линий будет различной. Тогда после прохождения через двупреломляющий кристалл в спектре одной поляризации π -компоненты могут быть усилены по сравнению с σ -компонентами, а в спектре ортогональной поляризации — наоборот, что и приведет к кроссовер-эффекту по Бэбкоку.

Несколько позже в [3] было выдвинуто предположение о том, что кроссовер-эффект в спектре магнитных звезд может являться результатом воздействия инструментальной поляризации, связанной с отражением света от зеркал телескопа.

Следует отметить и возможное влияние эффекта Фарадея (вращение плоскости поляризации излучения при прохождении ее через среду, находящуюся в магнитном поле) на состояние поляризации компонентов расщепления магниточувствительных линий в спектрах солнечных пятен и магнитных звезд. На вероятность существования магнитного вращения плоскости поляризации в солнечных магнитных полях указывал Северный [4]. Затем Рачковский [5] показал, что в однородном магнитном поле угол поворота плоскости поляризации может дойти до 30° . Однако неоднородное поле (например, если имеет место изменение направления поля с глубиной) может вызвать сильный эффект вращения плоскости поляризации вдоль контура линии, достигающий до 90° , что фактически и наблюдалось в ряде случаев в области сильных магнитных полей на Солнце [6].

Следовательно, для выяснения вопроса о причине кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд необходимо учитывать вероятное влияние как инструментальной поляризации, так и эффекта Фарадея.

Похожая на кроссовер-эффект картина расщепления магнитоактивных линий при наблюдении вблизи края диска Солнца магнитных полей солнечных пятен анализатором круговой поляризации была известна наблюдателям Крымской астрофизической обсерватории [7]. Однако эти картинки расщепления линий они связывали с поперечным магнитным полем, но никак не с кроссовер-эффектом.

Для того чтобы получить спектры пятен, находящихся далеко от центра диска Солнца, с более четкими компонентами расщепления линий, наблюдения проводились только с помощью поляроидной мозаики (с анализатора круговой поляризации снималась пластинка $\lambda/4$).

О наблюдении в редких случаях картины кроссовер-эффекта в спектрах пятен было отмечено в [8].

В 1970 г. Григорьев и Кац [9] впервые ввели в практику солнечных явлений понятие "кроссовер-эффект" в пятнах. Ими в 1969 г. были проведены наблюдения спектров двух пятен с помощью анализатора круговой поляризации. Из 30 спектрограмм, полученных 13 и 16 июня 1969 г., в 2 спектрограммах, относящихся к небольшим областям полутени пятен, они заметили, что в спектре одной круговой поляризации присутствует только π -компонента, в другой (ортогональной) видны только обе σ -компоненты линии $\text{FeI}\lambda 5250,2\text{\AA}$ с большим магнитным расщеплением. По аналогии кроссовер-эффекту в спектрах магнитных звезд, авторы [9] это явление назвали "кроссовер-эффектом в спектре солнечных пятен". Результаты [9] в дальнейшем мы обсудим более подробно.

Затем появилась статья Головки [10], где также картинка зеemanовского расщепления линии $\lambda 5250,2\text{\AA}\text{FeI}$, схожие с картинками, полученными в [9], связываются с кроссовер-эффектом в пятнах. Предполагается, что имеются тонкоструктурные образования в пятнах с противоположными продольными (N и S полярности) магнитными полями $|H_M| \approx |H_S|$, к тому же эти образования имеют относительные доплеровские скорости величиной $\Delta\lambda_c \approx 2 \Delta\lambda_D$.

Кроссовер-эффект в спектре солнечных пятен был рассмотрен в [11], где авторы на основании изучения 377 поляризационных спектрограмм пятен, полученных на БСТ КАО в 1957—1958 гг. заключили, что в подавляющем большинстве случаев эффект появляется в пятнах вблизи лимба. Если учитывать тот факт, что такие спектры в КАО снимались без пластинки $\lambda/4$ когда пятна находились далеко от центра диска Солнца [7], то ясно, что этот результат скорее относится к поперечным магнитным полям в пятнах.

О кроссовер-эффекте упоминается в [12], где говорится и о возможном некотором влиянии приборной поляризации. Баранов [13, 14] показывает, что кроссовер-эффект в спектрах пятен вполне может быть объяснен сдвигом фаз поляризации π - и σ -компонентов линий при отражении света от металлических поверхностей зеркал телескопа.

В [15] также подробно изучается кроссовер-эффект в пятнах, где дается две интерпретации этому явлению. Первое объяснение аналогично тем, где существуют тонкоструктурные образования с противоположными (N и S) продольными магнитными полями и различием в доплеровских скоростях, соответствующим сдвигу линий $\Delta\lambda_c \approx 2\Delta\lambda_D$. Альтернативным объяснением авторов является предположение о существовании высокочастотных поперечных колебаний в полутени. Но, как сказано в [16], такие колебания пока никем не обнаружены.

Исследована инструментальная поляризация горизонтального солнечного телескопа обсерватории Одржеев [17], где автор показывает, что кроссовер-эффект в спектрах пятен может быть объяснен влиянием инструментальной поляризации.

Таким образом, в интерпретации иногда наблюдаемой с помощью анализатора круговой поляризации картины расщепления магнитоактивных линий в спектре пятен, напоминающей кроссовер-эффект в спектрах магнитных звезд, единого мнения нет. Но явно видно разделение исследователей на два лагеря: одни предполагают существование истинного кроссовер-эффекта, другие предпочитают соответствующую картину связывать с поперечным магнитным полем. Тем не менее надежное установление наличия истинного кроссовер-эффекта имеет первостепенное значение для понимания физических процессов, происходящих в активных областях на Солнце.

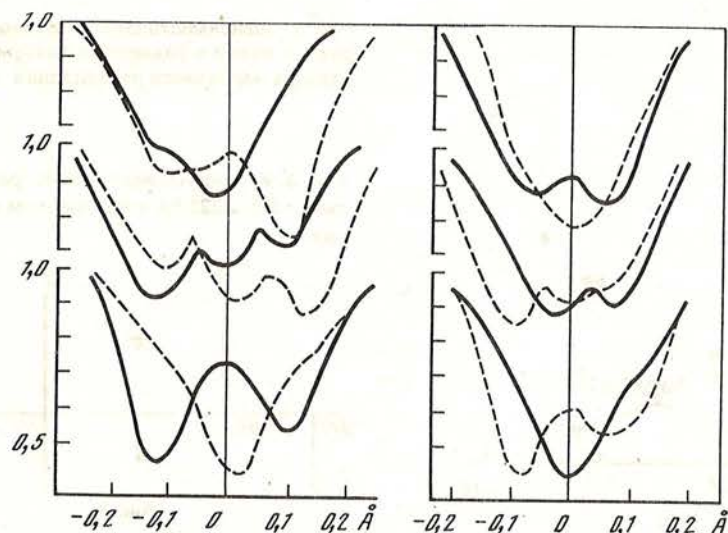


Рис. 1. Профили линии FeI $\lambda 5250,2\text{\AA}$ в спектрах пятен с лево- и правоциркулярной поляризацией

Теперь еще раз обратимся к [9] и проанализируем основные наблюдательные данные, приведенные там. Сначала рассмотрим контуры линии FeI $\lambda 5250,2\text{\AA}$ (рис. 3 в [9]), относящиеся к тем местам пятен, где по мнению авторов, осуществляется кроссовер-эффект. Для удобства эти контуры мы воспроизводим на рис. 1, где посередине контуры линий в ядре пятен, а верхние и нижние соответствуют малым областям в северной и южной частях полутени; пунктирные и сплошные линии соответствуют контурам в лево- и правокруговой поляризации. Напомним, что если бы контуры, относящиеся к полутени, были связаны с истинным кроссовер-эффектом, то интенсивность центральной составляющей расщепления в спектре одной поляризации должна быть равна сумме интенсивностей крайних компонентов другой поляризации. Как хорошо видно из рис. 1, такое обязательное условие не выполняется. Это является первым аргументом, говорящим о том, что в данных местах кроссовер-эффекта нет. По-видимому, эта картина все-таки связана с присутствием значительной составляющей поперечного магнитного поля.

Далее, авторы [9] ввели параметр $\beta = (\Delta\lambda_l - \Delta\lambda_r) / (\Delta\lambda_l + \Delta\lambda_r)$, где $\Delta\lambda_l$ и $\Delta\lambda_r$ — ширина линии на уровне 0,7 от центральной глубины в спектре лево- и правокруговой поляризации соответственно, что характеризует различия ширин линий в разных поляризациях. Величина параметра β авторами была определена для семи спектральных линий с различными картинками расщепления Зеемана и разными факторами Ланде; данные приведены в таблице [9]. Затем была построена

Линия	$-\beta$	$-q_\sigma$	$-q_\pi$	Δg	Эффект Зеемана
FeI 5225,5 \AA	0,04	2,25	1,50	0,75	Сложный эффект
FeII 5234,6 \AA	0,11	1,09	0,09	1,00	Сложный эффект
ScII 5236,8 \AA	0,13	1,00	0,00	1,00	норм. триплет
FeI 5247,1 \AA	0,23	2,12	0,20	1,92	сложный эффект
CrI 5247,6 \AA	0,28	2,51	0,00	2,51	простой триплет
FeI 5250,2 \AA	0,44	3,00	0,00	3,00	простой триплет
FeI 5250,7 \AA	0,15	1,48	0,14	1,34	сложный эффект

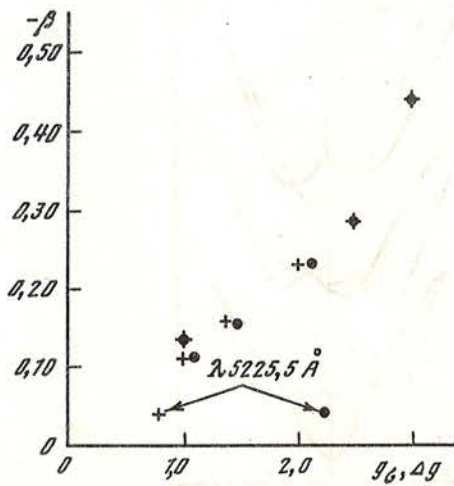


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость относительной ширины разных линий в различных поляризациях от фактора магнитного расщепления

Рис. 3. Картина зеемановского расщепления линии Fe I λ5225,5 Å в поперечном магнитном поле

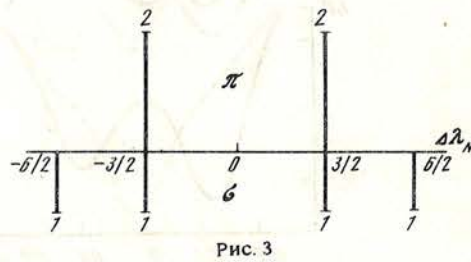


Рис. 3

зависимость параметра β от факторов Ланде линий (рис. 4 в [9]). Для наглядности мы этот график воспроизводим на рис. 2, где точки соответствуют данным [9]. Сразу видно, что точка, которая относится к линии Fe I $\lambda 5225,5 \text{ \AA}$, сильно отличается от распределения значений по фактору Ланде, что отмечается авторами [9]. Они полагают, что это, возможно, связано с картиной расщепления линии. Скорее всего так и есть, но только при одном важном условии: если имеет место поперечное поле. Но в [9] об этом не говорится. Посмотрим зеемановскую картину расщепления линии Fe I $\lambda 5225,5 \text{ \AA}$ (рис. 3) в случае поперечного поля. Хорошо видно, что и π -компоненты этой линии имеют значительное расщепление (фактор Ланде для π -компонентов этой линии равен $q_\pi = 1,5$). Ясно, что если бы имел место чистый кроссовер-эффект, тогда вследствие $H_\perp = 0$ отсутствовали бы π -компоненты и параметр для данной линии должен был соответствовать общей закономерности соотношения между β и q . Только присутствие π -компонентов, следовательно, наличие поперечного поля могло так снизить значение параметра β для линии Fe I $\lambda 5225,5 \text{ \AA}$. После учета влияния расщепления π -компонента линии соответствующая точка сдвинулась на графике далеко влево и пришла в согласие с основной закономерностью. Отметим, что для всех линий со сложным эффектом Зеемана мы рассчитали факторы магнитного расщепления π -компонентов и определили $\Delta q = q_\sigma - q_\pi$. Эти данные приведены в таблице, где β и q_σ взяты из [9], а q_π и Δq рассчитаны нами.

Предполагая, что имело место поперечное поле, мы построили зависимость между параметрами β и Δq (рис. 2, крестики). Таким образом, и этот факт указывает на то, что приведенные в [9] случаи лучше объясняются наличием поперечного поля в данных местах полутени пятен. Следовательно, предположение в [9] о существовании кроссовер-эффекта в пятнах не подтверждается.

В связи со всем вышеизложенным для выяснения вопроса, осуществляется ли кроссовер-эффект в активных областях Солнца, нами была разработана специальная программа наблюдений и способы их анализа. Первые наблюдения по этой программе были проведены в 1972 г. Результаты исследования материала наблюдений мы дадим во II части статьи. Здесь мы опишем способы различения кроссовер-эффекта и поперечного поля в случаях, когда при наблюдении с анализатором круговой поляризации в спектрах пятен обнаруживается расщепление линий, похожее на кроссовер-эффект.

С п о с о б 1. Спектры соответствующих мест в активной области нужно снимать как с полным анализатором круговой поляризации ($\lambda/4$ + поляроидная мо-

заика), так и без пластинки $\lambda/4$, т.е. только через поляроидную мозаику, желательно, в спектральных областях около простых триплетов Зеемана FeI $\lambda 6302,5\text{\AA}$, $\lambda 6173,3\text{\AA}$ или $\lambda 5250,2\text{\AA}$ с наибольшими магнитными расщеплениями. Сравнение интенсивностей π - и σ -компонентов в разных спектрах даст возможность говорить о природе явления. Однако желательно и снимать спектры с помощью $\lambda/2$ + поляридная мозаика, тем более, что вращая пластинку в $\lambda/2$, можно добиваться наиболее четкой видимости π - и σ -компонентов в спектрах ортогональной поляризации.

С п о с о б 2. Снимать спектры подозреваемых мест активной области и невозмущенной фотосферы в спектральных участках, содержащих немагнитные линии (фактор Ланде $g = 0$). Сравнение полуширин линий с $g = 0$ в спектрах разных мест должно свидетельствовать о наличии или отсутствии кроссовер-эффекта. В случаях наличия кроссовер-эффекта ($\Delta\lambda_c = 2 \Delta\lambda_H$) немагнитные линии в спектре таких мест должны расширяться (или даже удваиваться) в зависимости от длины волны линий и величины разности доплеровских скоростей ΔV областей с H_N и H_S полями. Это отмечается и в [16]. В случае же поперечного поля полуширины таких линий в спектрах подозреваемых мест и невозмущенной фотосферы должны быть примерно одинаковы (конечно, если допустить, что полуширины выбранных линий существенно не меняются из-за возможного изменения других физических условий).

С п о с о б 3. Нужно снимать поляризационные спектрограммы подозреваемых мест активной области как с анализатором круговой поляризации, так и только с поляризационной мозаикой $P_{1,2}$ (без пластинки $\lambda/4$) в части спектра, содержащей линии FeI $\lambda 5250,2\text{\AA}$, где имеются еще несколько простых триплетов Зеемана с различными факторами Ланде. Измерив в лучших спектрограммах полное расстояние $\Delta\lambda$ между крайними компонентами расщепления для выбранных линий и определив напряженности магнитного поля H в разных предположениях (кроссовер-эффект или поперечное поле) можно построить график зависимости $\Delta\lambda$ и H от фактора $q\lambda^2$ (рис. 4). Мы будем исходить из того, что если осуществляется кроссовер-эффект, то условие $\Delta\lambda_c = 2 \Delta\lambda_H$ выполняется для линии FeI $\lambda 5250,2\text{\AA}$, у которой $q\lambda^2 = 83 \cdot 10^{-10} \text{ (см}^2\text{)}$.

В случаях, когда нет кроссовер-эффекта ($\Delta\lambda_c = 0$), а имеется поперечное магнитное поле, например, с $H_{\perp} = 2000$ Гс, мы получим прямую 1 зависимости H от $q\lambda^2$, где $H_{\perp} = \text{const} = 2000$ Гс (отличия H_{\perp} в разных линиях могут быть связаны с различием их глубин образования) и прямую 2 зависимости $\Delta\lambda$ до $q\lambda^2$, проходящую через 0 шкалы $\Delta\lambda/\Delta\lambda_H$ (рис. 4).

При наличии кроссовер-эффекта мы получим прямую 3 зависимости $\Delta\lambda$ от $q\lambda^2$. Как видно из рис. 4, в отличие от случая поперечного поля, при кроссовер-эффекте зависимость $\Delta\lambda$ от $q\lambda^2$ проходит не через 0, а через $\Delta\lambda_c = 2\Delta\lambda_H$. Теперь, если попытаться построить зависимость между H и $q\lambda^2$, полагая, что $\Delta\lambda$ полностью определяется магнитным расщеплением ($\Delta\lambda_c = 0$), получим кривую 4, согласно которой, во-первых, напряженность поля H в разных линиях сильно различается, во-вторых, для линий с малыми $q\lambda^2$ величины H невероятно большие. Это опровергает предположение о том, что $\Delta\lambda_c = 0$ в данном конкретном случае. Следовательно, и кривая 4 (рис. 4) говорит о наличии кроссовер-эффекта.

С п о с о б 4. Недалеко от известной магниточувствительной линии FeI $\lambda 6173,3\text{\AA}$ имеется линия FeII $\lambda 6149,2\text{\AA}$ со специфическим расщеплением в поперечном магнитном поле (рис. 5): как видно, она расщепляется на два π -компонента в одной поляризации и на два σ -компонента в ортогональной поляризации, причем расстояния между π - и σ -компонентами одинаковы и определяются $2\Delta\lambda_H = 9,34 \cdot 10^{-5} \cdot q\lambda^2 H$. В случае чисто поперечного магнитного поля интенсивности всех π - и σ -компонентов равны. Теперь ясно, что если мы снимем поляризацион-

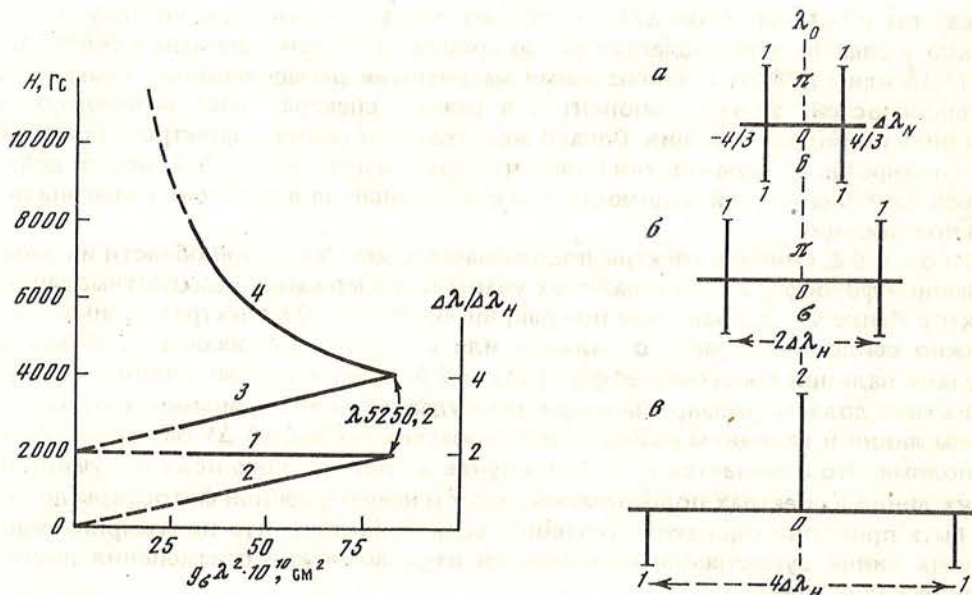


Рис. 4. Зависимость полного расщепления линий $\Delta\lambda$ и напряженности H магнитных полей в разных линиях от фактора магнитного расщепления $(g\lambda^2)$ линий

Рис. 5. Картины магнитного расщепления линии FeII $\lambda 6149,2\text{\AA}$ в поперечном магнитном поле и вид линии в ортогональных поляризациях при наличии кроссовер-эффекта

ные спектрограммы подозреваемых мест активной области в соответствующем спектральном диапазоне, только по виду расщепления линии FeII $\lambda 6149,2\text{\AA}$ в спектрах с ортогональной поляризацией можем судить, имеет ли место кроссовер-эффект или поперечное магнитное поле: а) в случае поперечного поля мы в каждом спектре на одних и тех же расстояниях $2\Delta\lambda_H$ друг от друга увидим два крайние компонента (рис. 5, б), но в одной поляризации это будут π -компоненты, а в другой σ -компоненты (их интенсивности будут примерно одинаковы, если не влияют магнитооптические эффекты); б) в случаях наличия кроссовер-эффекта, мы как и в простых триплетях Зеемана, в одной поляризации должны видеть два крайние компонента, а в ортогональной поляризации только центральный компонент, интенсивность которого будет равна сумме интенсивностей крайних компонентов (рис. 5, в). Кроме того, в этом случае расстояние между крайними компонентами будет определяться $\Delta\lambda = 4\Delta\lambda_H$, так как $\Delta\lambda_c = 2\Delta\lambda_H$ и $\Delta\lambda = \Delta\lambda_c + 2\Delta\lambda_H = 4\Delta\lambda_H$.

К сожалению, линия FeII $\lambda 6149,2\text{\AA}$ в спектре ядра больших пятен очень сильно ослабевает или вовсе исчезает. Поэтому она хороша для исследования кроссовер-эффекта в малых ядрах или полутени пятен. Для изучения этого возможного явления в спектрах больших ядер пятен требуется выбор других линий поглощения. Отметим, что в этих целях достаточно удобна линия FeI $\lambda 5225,5\text{\AA}$, картина расщепления которой приведена на рис. 3. Мы пока нашли еще две более-менее удобные линии: FeI $\lambda 6082,7\text{\AA}$ и $\lambda 6213,4\text{\AA}$. У этих линий зеемановское расщепление в принципе такое же, как линии $\lambda 5225,5\text{\AA}$, хотя факторы Ланде и для π - и для σ -компонентов несколько меньше ($q_\pi = 1,0$; $q_\sigma = 2,0$).

Нужно заметить, что способы 1, 3 и 4, по-видимому, могут быть применены для исследования кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд.

Учитывая все вышеизложенное, можно заключить:

1. В исследованиях кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд и активных областей Солнца необходимо учитывать вероятное влияние на поляризацию компонентов расщепления магнитоактивных линий как инструментальной поляризации, так и эффекта Фарадея.

2. Предложенные здесь четыре способа дают возможность в каждом конкретном случае однозначно определить имеет ли место кроссовер-эффект или попереочное магнитное поле в активных областях Солнца.

3. По-видимому, некоторые из этих способов могут быть применены к изучению кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд.

В заключение выражаю глубокую благодарность всем сотрудникам лаборатории физики Солнца, а также Н.М. Шаховскому за обсуждение результатов, П.П. Добронравину за ценные советы и помощь при оформлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Vabcock H.W.* // *Astrophys.J.* 1951. Vol. 114. P. 1.
2. *Шаховской Н.М.* Проблемы магнитной гидродинамики и космической газодинамики. Вопросы космогонии. Т. 10, М.: Наука, 1964, С. 18—19.
3. *Jager F.M., Oetken L.* // *Publ. Astrophys. Obs. Potsdam.* 1968. Vol. 31. p. 5.
4. *Северный А.Б.* // *Астрон. журн.* 1959. Т. 36. С. 208.
5. *Рачковский Д.Н.* // *Изв. Крым. Астрофиз. обс.* 1962. Т. 27. С. 148—161. Т. 28. С. 259—270.
6. *Северный А.Б.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1964, Т. 31, С. 126—158.
7. *Северный А.Б., Степанов В.Е.* // Там же. 1956, Т. 16, С. 3—11.
8. *Kjeldseth Moe O.* // *Structure and Development of Solar Active Regions IAU Symp.* 35. 1967. P. 202.
9. *Григорьев В.М., Кац И.М.* // *Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.* 1970. Вып. 15. С. 37—46.
10. *Головко А.А.* // Там же. 1974, в. 31, С. 24—32.
11. *Голубев В.А., Чистяков В.Ф.* // *Астрон. циркуляр.* 1972, № 670, С. 1—3.
12. *Лазарева Л.Ф., Могилевский Э.И.* // *Солн. данные.* 1972, № 2, С. 97—103.
13. *Баранов А.В.* // Там же 1975. № 5, С. 77.
14. *Баранов А.В.* // *Динамические процессы на Солнце.* Владивосток. 1978, С. 97—107.
15. *Демкина Л.Б., Обридко В.Н.* // *Физика солнечных пятен.* Труды VIII консультативного совещания Академии Наук соц. стран по физике Солнца. М.: Наука, 1976. С. 58—62.
16. *Обридко В.Н.* *Солнечные пятна и комплексы активности.* М.: Наука, 1985.
17. *Macak P.* // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 1979. Vol. 30. N. 3. P. 174—179.

УДК 520.82/87+520.3/6+523.9

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ МЕТОДОМ НАЛОЖЕННЫХ ЭПОХ

Д.Н. Рачковский

Показано, что при нахождении спектра мощности временного ряда методом наложенных эпох возникает ряд спутников сильных линий. Спутники расположены эквидистантно в частотной области. Амплитуды и ширины спутников в k раз (где k —число бин метода наложенных эпох) менее соответственно амплитуды и ширины инициирующей спутники линии. Приводятся аналитические формулы для частот спутников.

SOME PECULIARITIES OF DIGITAL DATA SET TREATMENT BY SUPERPOSED EPOCH ANALYSIS, by *D.N. Rachkovsky*. It is shown, that while searching for a power spectrum of digital data set by the method of superposed epoch analysis a number of satellites of strong lines appear. These satellites are located equidistant in the frequency region. The amplitudes and the widths of satellites are lower than those of the initiation line by k times, where k is the number of bins in the superposed epoch analysis. The analogous formulae for satellite frequencies are given.

Метод наложенных эпох (МНЭ) часто применяется для поиска периодичностей во временных рядах. Основной его особенностью является селекция данных по фазовым ячейкам (бинам), соответствующим пробному периоду. Далее речь пойдет о той разновидности МНЭ, когда распределение по бинам умножается на $\cos\varphi$ и $\sin\varphi$ соответствующей фазы, хотя выводы, которые будут сделаны, имеют более общий характер.

Как показано в [1], рассматриваемый вариант МНЭ эквивалентен преобразованию Фурье (ПФ). МНЭ работает значительно быстрее ПФ. Быстродействие МНЭ объясняется заменой значительного числа умножений на операции сложения, а также тем, что функции $\cos\varphi$ и $\sin\varphi$ ищутся в фиксированных точках. Быстродействие МНЭ можно еще более увеличить, составив простую процедуру распределения по бинам на языке Ассемблер.

Быстрое преобразование Фурье (БПФ) работает в среднем несколько быстрее МНЭ. Однако учитывая, что БПФ автоматически рассчитывает все независимые частоты ряда данных, а в МНЭ можно ограничиться только необходимыми, можно сказать, что времена обработки сравнимы. Преимущество МНЭ перед БПФ состоит в возможности обработки неравномерно распределенных рядов чисел, а также в том, что пропуски в данных нет необходимости заполнять нулями, что экономит время обработки и оперативную память ЭВМ.

В КАО с 1974 г. ведутся регулярные наблюдения 160-минутных пульсаций Солнца [2]. Общая длительность ряда превышает $1,5 \cdot 10^6$ пар чисел. Естественно, что обработка такого длинного ряда ведется в основном МНЭ. Вычисления более коротких рядов велись также и с помощью ПФ, результаты, полученные по МНЭ и ПФ, всегда совпадали.

В 1988 г. с помощью космического аппарата "Фобос" в совместном Франко-Швейцарско-Советском эксперименте "ИФИР" был получен ряд измерений яркости Солнца [3]. Длина практически непрерывного ряда достигает $2,5 \cdot 10^5$ точек. Целью эксперимента являлось изучение колебаний яркости Солнца, в частности, 5-минутных и 160-минутных вариаций. Поскольку ряд оказался достаточно длинным, был применен МНЭ. В результате найдено, что даже после определенной фильтрации данных в области 5 мин было обнаружено много ложных частот, полностью маскирующих солнечный спектр. ПФ дало значительно лучшие результаты, поэтому было принято решение отказаться от МНЭ и применять ПФ. Последовательное улучшение фильтрации позволило получить устойчивый спектр, соответствующий солнечным колебаниям. Интересно, что когда мы применили к окончательно отфильтрованным данным МНЭ, результаты совпали с теми, которые были получены ПФ.

С целью выяснить возможные погрешности МНЭ были проведены численные эксперименты. В ряд данных вводилась функция $\cos\varphi(2\pi t/T)$, где T — период колебаний. В результате было выяснено, что низкочастотные колебания дают духи в области высоких частот и наоборот высокочастотные колебания дают ложные духи в области более низких частот. Эффект этот довольно мал, амплитуда ложных линий в $\sim k$ (k — число бин) раз менее по величине, чем иницирующая линия.

В первом из рассмотренных выше временных рядов данные практически шумовые, спектр равномерен и ложные линии рассматриваемого типа не могут быть обнаружены.

Во втором временном ряду имеются большие низкочастотные вариации, на 3—4 порядка превышающие ожидаемую амплитуду солнечных 5-минутных колебаний. Небольшой отрезок этих данных приведен в [3]. Естественно, что ложные линии будут более чем на порядок интенсивнее солнечных. Несколько таких линий как раз и попадает в область 5 мин.

Рассмотрим качественно процесс проникновения в МНЭ линии с низкой

частотой в область более высоких частот. Для того чтобы при пробном периоде P осуществлялся некий максимум, необходимо, чтобы отсутствовал дрейф точек ряда по фазам. Пусть для двух значений временной координаты t, t_1, t_2 , получаем одинаковую фазу

$$t_1 k/P = kl_1 + mn, \quad t_2 k/P = kl_2 + m.n.$$

Здесь k — число бин, l_1, l_2, m — некоторые целые числа, $.n$ — десятичная дробь (фаза). Отсюда имеем

$$P = (t_2 - t_1)/(l_2 - l_1).$$

Без ограничения общности можно считать t целыми числами. Таким образом, период возможного ложного максимума должен выражаться отношением целых чисел. На рис. 1 приведен ложный спектр мощности временного ряда, обработанного МНЭ

$$t_i = i, \quad y_i = \cos(2\pi i/T), \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

где $N = 1120, k = 16, T = N/3$.

Если рассматривать только линии с амплитудой $\sim 1/k$, то для частот ложных линий можно получить

$$\nu_n = n/(k + 1), \quad n = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Заметим, что в (1) не входит частота возбуждающей линии, т.е. при любом T спектр будет одинаков.

Рассмотрим теперь другой процесс, а именно проникновение высоких частот в область низких. Пусть пробный период равен P, k — число бин. Если во временном ряду присутствует колебание с амплитудой A_T и периодом

$$T = P/(nk \pm 1), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2)$$

то после распределения данных по k ячейкам nk колебаний погасятся и останется только одно колебание, которое мы и зарегистрируем уже не с периодом T , а с периодом P и амплитудой

$$A_P = A/(nk \pm 1)$$

Рис.2 иллюстрирует вид спектра мощности, полученный обработкой МНЭ ряда

$$t_i = i, \quad y_i = \cos(2\pi i/T), \quad i = 1, 2, \dots, N$$

при $k = 16, T = 5,16, N = 1120$.

Полагая $n = 1$ и $T = 5,16$ в (2), получаем два значения P ложных линий $P_1 = 87,7, P_2 = 77,4$, которые и обнаруживаем на рис. 2

Ограничиваясь рассмотрением только линий с амплитудой $\sim 1/k$, можно получить общую формулу для частот ν_n ложных линий этого типа:

$$\nu_n = n \pm \nu_T / (k \pm 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

Полагая в (3) $n = 0$, получаем выражение (2). В (3) знаки в числителе и знаменателе независимы.

Рассмотренные выше два типа ложных линий МНЭ уже обычных Фурье-линий в k раз, поэтому их легко отличить. Скважность данных приводит к их расщеплению, как и обычных Фурье-линий, однако расстояние между компонентами, вызванными скважностью данных, уже в k раз.

Обычно считается, что в МНЭ лучше выбирать не разлагающееся на множители число бин. В проведенных нами численных экспериментах простые числа бин не обладали никакими преимуществами.

В заключение можно сделать вывод, что несмотря на наличие ложных линий,

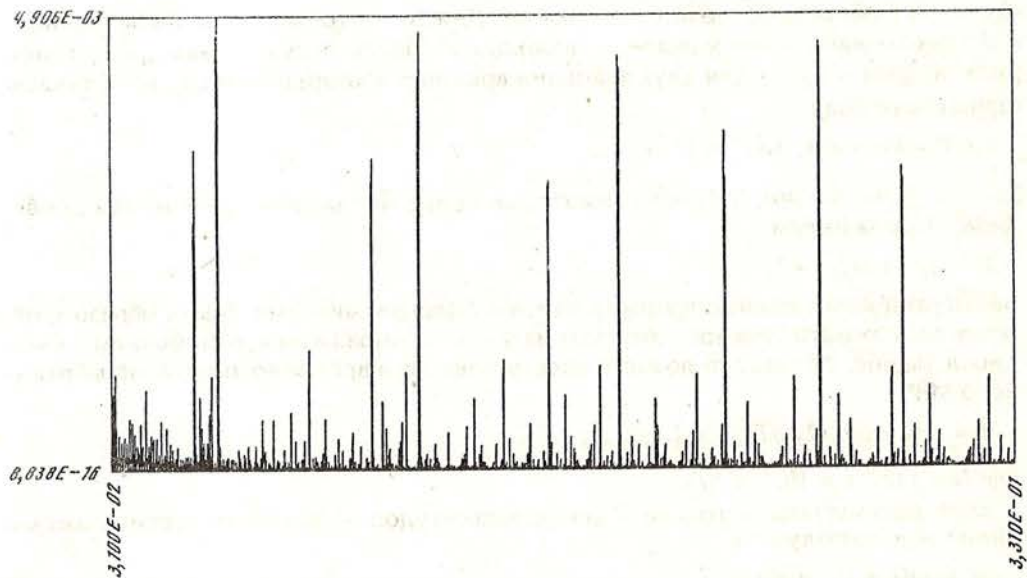


Рис. 1. Спектр мощности дискретного ряда $X_i = i$, $Y_i = \cos(2\pi i / T)$, обработанного методом наложенных эпох при числе бин $k = 16$
 Здесь принято $i = 1 \dots N$, $N = 1120$, $T = N / 3$. По оси абсцисс отложены частоты, по оси ординат квадрат интенсивности

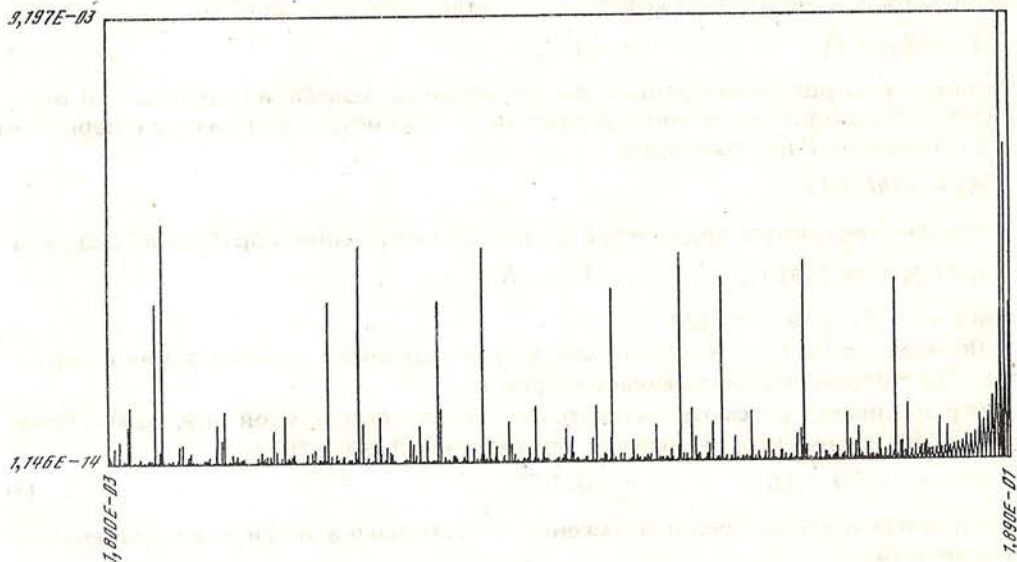


Рис. 2. Спектр мощности. Обозначения и величины те же, что и на рис. 1, кроме значения $T = 5,16$

присущих МНЭ и не имеющихся в ПФ, МНЭ при надлежащей осторожности расчетов, т.е. хорошей фильтрации данных и сравнении результатов, полученных при разном числе бин, с успехом может заменять ПФ, поскольку более быстродейственен. По сравнению с БПФ он имеет то преимущество, что позволяет обрабатывать неравномерные и разрывные ряды данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко В.И., Рачковский Д.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 71—76.
2. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 3—71.
3. Фрелих К., Боннэ Р.М., Брунс А.В. и др. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1991. Т. 83.

УДК 523.9—1/8

БЫСТРЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

В.А. Котов, М.Л. Демидов*, В.М. Григорьев*,
В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап

Новая серия измерений общего магнитного поля (ОМП) Солнца, полученная в 1987—1988 гг. в Крымской и Саянской обсерваториях, дает сильное свидетельство в пользу 160-минутной периодичности со средней гармонической амплитудой около 1,2 мкТ. Результирующая синусоидальная волна находится в фазе с волной, полученной на основе наблюдений, выполненных в КАО и обсерватории Маунт Вилсон в 1975—1978 гг.

Наиболее поразительна долговременная фазовая когерентность магнитной 160-минутной осцилляции: она оказывается независимой от полярности магнитного поля. Выдвинуто несколько предположений для объяснения этого свойства ОМП Солнца, рассматриваемого как звезда.

Исходя из факта 160-минутных осцилляций ОМП, найдено новое, неожиданное свидетельство в пользу существования тонких (размером ~50 км) магнитных элементов в фотосфере Солнца.

FAST PERIODIC FLUCTUATIONS OF THE GLOBAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN, by V.A. Kotov, M.L. Demidov, V.M. Grigoryev, V.I. Haneychuk and T.T. Tsap. New series of measurements of the mean magnetic field (MMF) of the Sun carried out in 1987—1988 in the Crimean and Sayan observatories gives strong evidence of the 160-min periodicity with an average harmonic amplitude of about 1.2 mкТ. The resultant sinusoidal wave is found to be in a good phase agreement with that obtained from the previous, 1975—1978, Crimean and Mount Wilson observations.

The most surprising is a long-time phase coherency of the magnetic 160-min oscillation: it appears to be paradoxically independent of the magnetic field polarity. Several suggestions are advanced for a tentative explanation of this strange property of the MMF of the Sun seen as a star.

On the basis of the observed 160-min MMF oscillation we unexpectedly find new evidence in favour of the existence of fine (with the size ~50 km) magnetic flux tubes in the Sun's photosphere.

1. Введение

Прямые измерения магнитного поля (МП) на Солнце по эффекту Зеемана возможны только для фотосферы и хромосферы, а также в протуберанцах. Сведения о МП в короне, а тем более под конвективной зоной получены косвенным образом. Распределение же МП в наиболее глубоких недрах Солнца, вплоть до энерговыделяющего ядра, до сих пор остается загадкой.

Сейчас общепринято считать, что МП под конвективной зоной образовалось или в результате космогонического процесса (сжатия протосолнечного облака), или как следствие гидромагнитного динамо в конвективной зоне. Многие авторы при этом предполагают, что внутри Солнца сконцентрировано сильное МП, достигающее $\sim 10^6 + 10^8$ Гс. Наличие МП с напряженностью $H \geq 10^8$ Гс привлекалось, например, для уменьшения температуры и газового давления в ядре для решения проблемы дефицита нейтрино [1].

Согласно Пиддингтону [2], однако, даже среднее по напряженности МП $\sim 10^2$ Гс должно из-за эффекта плавучести всплывать и диссипировать слишком быстро и, чтобы этого не происходило, МП должно проникать к центральному ядру Солнца.

* СибизМИР СО АН СССР, Иркутск.

ца. В то же время Паркер [3], например, утверждает, что очень сильное поле в ядре, $\sim 5 \cdot 10^8$ Гс, должно всплывать и "теряться" за время, малое по сравнению с возрастом Солнца.

В ряде теоретических работ дефицит лития в солнечной атмосфере объясняется существованием под конвективной зоной вертикальных трубок с концентрированным МП $H \sim 10^5$ Гс.

Достаточно сильное МП в глубине способно приводить к расщеплению частот акустических осцилляций. Согласно Джембовскому и Гуде [4], наблюдаемое расщепление свидетельствует о полях $\sim 10^6$ Гс под конвективной зоной.

Авторы [5], исходя из эволюции и образования Солнца, также делают вывод о неизбежном присутствии МП, $\sim 10^4 + 10^6$ Гс, в области лучистого переноса. Вблизи ядра (расстояние от центра $r = 0,2 R_{\odot}$, где R_{\odot} — радиус Солнца) азимутальное поле может составлять $\sim 10^7$ Гс; подчеркивается также [5], что вообще отсутствуют принципиальные возражения против азимутального поля $\sim 10^8$ Гс в ядре. Дике [6] также полагает, что (если ядро вращается вдвое быстрее, чем поверхность) напряженность тороидального поля в ядре может составлять $\sim 1,4 \cdot 10^8$ Гс.

Проверка теорий солнечного магнитного цикла должна опираться на надежную информацию о крупномасштабных конвективных потоках в оболочке Солнца, о внутреннем вращении и внутреннем МП. Такие данные может предоставить гелиосейсмология. Она позволит в будущем более уверенно говорить не только о распределении с глубиной МП, но также о параметрах центрального ядра Солнца. От того, как последнее устроено, зависит решение проблемы дефицита нейтрино; это решение может состоять, например, в улучшении модели Солнца, или в изменении уравнения состояния вещества, или в лучшем понимании физики элементарных частиц.

Важную информацию о внутреннем строении и МП в глубине Солнца могут дать наблюдения периодических колебаний МП в фотосфере, особенно возможных периодических колебаний глобального МП Солнца. Такие наблюдения могут быть гораздо более информативными, чем наблюдения вариаций лучевой скорости и яркости, так как МП обладает полярностью.

Не исключено, что малые периодические флуктуации H вблизи ядра, связанные с нерадиальными пульсациями Солнца, могут посредством гидромагнитных волн вызывать периодические флуктуации поверхностного МП. Это касается, в частности, известных и до сих пор необъясненных колебаний с периодом $P_{\odot} = 160,0101$ мин [7].

2. Данные наблюдений

Измерения общего магнитного поля (ОМП) Солнца как звезды на предмет изучения быстрых, с периодом $\approx 160^m$, флуктуаций средней напряженности продольного поля H впервые были выполнены в КАО в 1975—1978 гг. [8]. Регистрировалось продольное МП в свете от всей видимой полусферы Солнца по магниточувствительной спектральной линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Выходной сигнал солнечного магнитографа интегрировался в течение каждого 5-минутного интервала; медленный дневной тренд исключался с помощью полинома второй степени. Измерения показали наличие 160^m -периодичности со средней гармонической амплитудой $A_h \approx 1$ мкТ. Результат был подтвержден обработкой независимых измерений, выполненных в обсерватории Маунт-Вилсон (США) в 1976 г. [8], а также в Саянской обсерватории в 1987 г. [9].

Новые наблюдения ОМП выполнены в 1988 г. в КАО и в Саянах, что дает повод более тщательно рассмотреть вопрос о достоверности колебаний ОМП, а также попытаться интерпретировать явление.

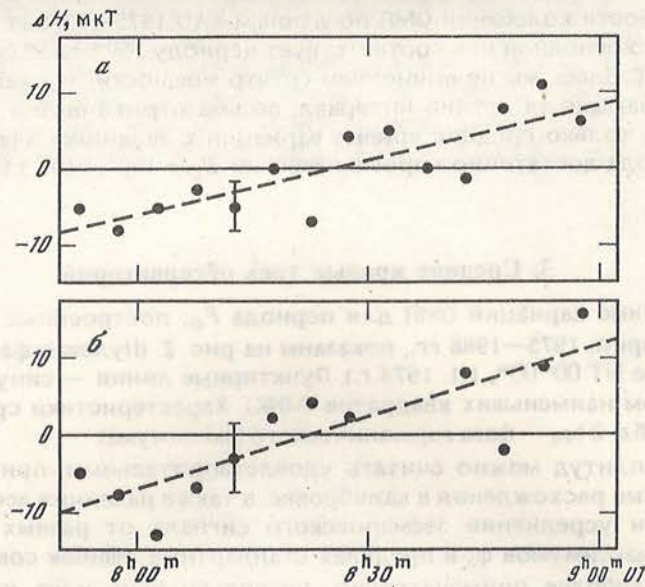


Рис. 1. Одновременные наблюдения вариаций общего магнитного поля Солнца, выполненные 25.08.1988 г. в Саянах (а) и в Крыму (б). По горизонтали — всемирное время (UT)

Измерения во всех обсерваториях сделаны по линии $\text{FeIX}5250 \text{ \AA}$; в КАО и Маунт-Вилсон — в свете от всего диска Солнца, в Саянах — для центральной зоны диска радиусом $R_{\odot}/2$ (подробнее о методике измерений ОМП см. [10, 11]). Медленные тренды всюду фильтровались с помощью парабол; анализировались остатки "измерения минус парабола". Время интегрирования — 5 мин; обработке подвергались только те непрерывные записи, длительность которых была не меньше, чем 2,33 ч. Знак "+" всюду соответствует N-полярности МП.

В 1988 г. небольшая часть данных получена одновременно в двух обсерваториях — в Крыму и Саянах. Эти измерения, сделанные 25.8 в течение 70 мин, показаны на рис. 1; точки соответствуют отклонениям поля от некоторого среднего для данной записи уровня ОМП. Видно, что обе обсерватории зарегистрировали практически одинаковое и синхронное изменение ОМП на величину $\Delta H \approx 18 \text{ мкТ}$, что говорит в пользу реальности быстрых, в течение дня, вариаций ОМП.

В табл. 1 приведены данные о всех имеющихся к настоящему времени измерениях ОМП, выполненных с целью изучения быстрых — с периодами 1–3 ч — вариаций (часть данных анализировалась в [8, 9]); Δ — стандартное отклонение временного ряда.

Т а б л и ц а 1
Данные наблюдений ОМП Солнца

Обсерватория	Интервал наблюдений (гг.)	число		Δ , мкТ
		дней	5 ^м -точек	
Крым	1975–1978	24	1620	10,5
Маунт-Вилсон	1976	10	876	14,7
Саяны	1987–1988	4	367	6,9
Крым	1988	7	614	12,6
Три обсерватории вместе	1975–1988	45	3477	11,8

Пр и м е ч а н и е. Суммарное число точек с 5-минутным усреднением $N = 3477$.

Спектр мощности колебаний ОМП по данным КАО 1975—1978 гг. вычислялся в [9]; найдено, что основной пик соответствует периоду $159^m \pm 13^m$ со средней амплитудой ≈ 1 мкТ. Здесь мы не вычисляем спектр мощности, так как данные измерений, охватывающие 14-летний интервал, весьма отрывочные и позволяют надежно строить только средние кривые вариаций с заданным а priori периодом. Значение периода достаточно хорошо известно: $P_0 = 160^m, 0101 \pm 0^m, 0001$ [7].

3. Средние кривые трех обсерваторий

Средние кривые вариаций ОМП для периода P_0 , построенные отдельно для трех обсерваторий, 1975—1988 гг., показаны на рис. 2. (Нулевая фаза всюду соответствует эпохе УТ $00^h 00^m$, 1.1. 1974 г.). Пунктирные линии — синусоиды, вычисленные методом наименьших квадратов (МНК). Характеристики средних кривых приведены в табл. 2 (φ_h — фаза гармонического максимума).

Согласие амплитуд можно считать удовлетворительным, принимая во внимание возможные расхождения в калибровке, а также различия весовых функций телескопов при усреднении зеемановского сигнала от разных частей диска Солнца. Фазы максимумов φ_h в пределах стандартных ошибок совпадают друг с другом, что наиболее примечательно, поскольку речь идет о наблюдениях, разделенных более чем десятилетием.

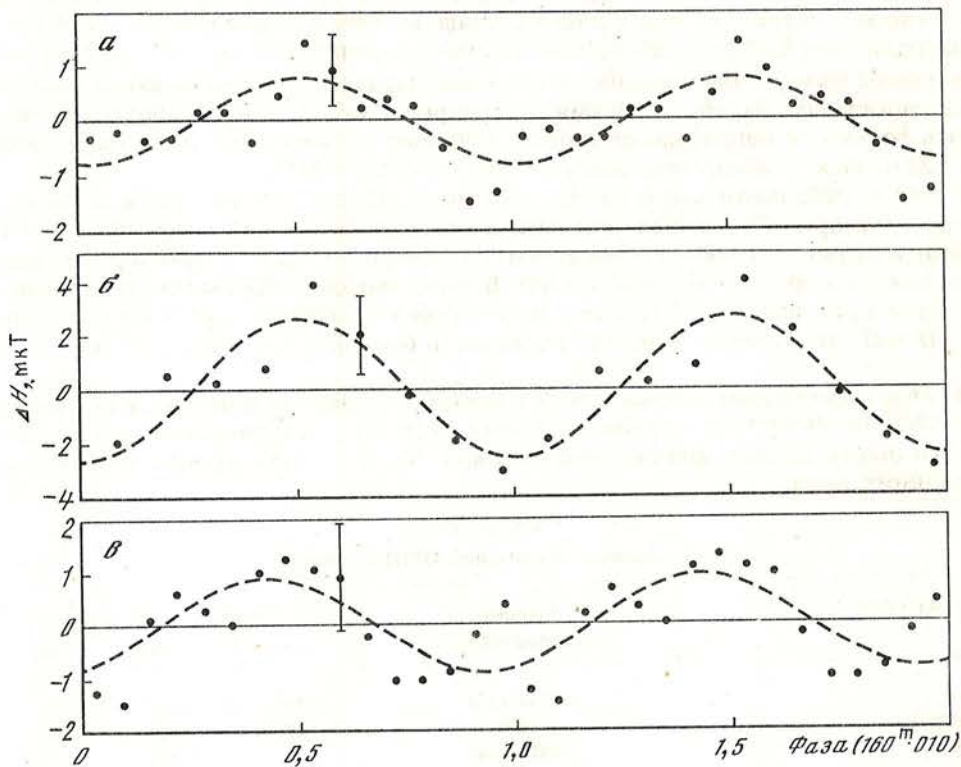


Рис. 2. Средние кривые изменения ОМП с периодом P_0 по данным трех обсерваторий

Крым (а; 1975—1988 гг.), М. Вилсон (б; 1976 г.) и Саяны (в; 1987—1988 гг.). Точки — средние значения вариаций ОМП в фазовом интервале $\Delta t = 20^m$ (а, в) и 18^m (б).

Таблица 2
Средние кривые ОМП

Обсерватория	Интервал (гг.)	Δh , (мкТ)	φ_h
Крым	1975—1988	$0,8 \pm 0,3$	$0,52 \pm 0,07$
Маунт-Вилсон	1976	$2,6 \pm 0,6$	$0,51 \pm 0,04$
Саяны	1987—1988	$0,9 \pm 0,4$	$0,43 \pm 0,07$

4. Кривые ОМП, скорости и яркости

Измерения дифференциальной (центр—край) лучевой скорости и дифференциальной яркости фотосферы сделаны в КАО в 1974—1988 гг. и в 1976—1987 гг. соответственно и опубликованы [7, 12]. На рис. 3 а, в мы приводим средние кривые изменения дифференциальной скорости и дифференциальной яркости; суммарное число 5^m -точек для двух временных последовательностей $N = 74359$ и 31925 соответственно. На рис. 3, б показана средняя кривая изменения ОМП согласно

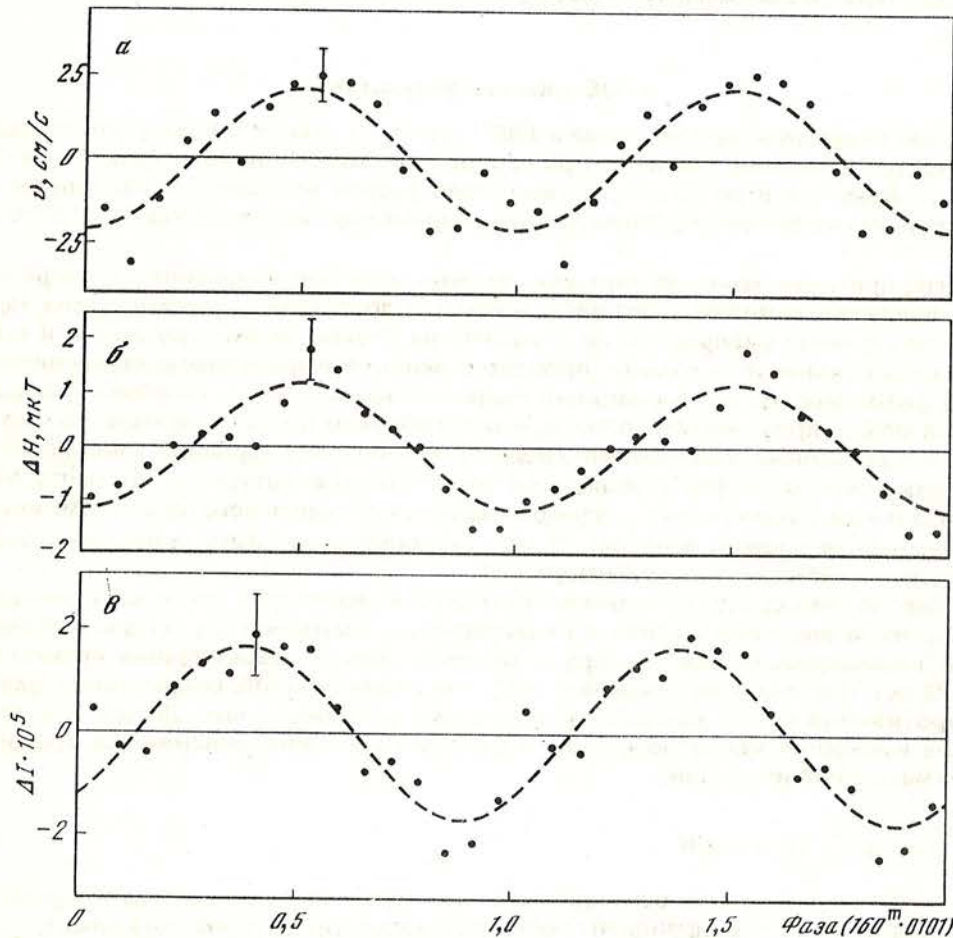


Рис. 3. Средние кривые скорости (а; 1974—1988 гг., $N = 74359$), ОМП (б; 1975—1988 гг., $N = 3477$) и яркости (в; 1976—1987 гг., $N = 31925$). Пунктирные линии — синусоиды, вычисленные МНК; вертикальные черточки — стандартные ошибки ($\pm\sigma$) средних значений. Интервал усреднения по фазе равен 10 мин (а, в) и 20 мин (б)

Т а б л и ц а 3
Средние кривые скорости, ОМП и яркости Солнца
для периода 160^m, 0101

Вид измерений и интервал (гг.)	Число		A_h	Φ_h
	дней	5 ^m -точек		
Скорость, 1974—1988	987	74359	21 ± 4 (см/с)	$0,50 \pm 0,03$
ОМП, 1975—1988	45	3477	$1,2 \pm 0,3$ (мкТ)	$0,51 \pm 0,04$
Яркость, 1976—1987	487	31925	$-(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$	$0,38 \pm 0,03$

измерениям трех обсерваторий за 1975—1988 гг. ($N = 3477$). Характеристики средних гармонических кривых даются в табл. 3. Видно, что в среднем за 12—15 лет фазы Φ_h для трех видов измерений близки друг к другу; максимум яркости опережает максимумы скорости и ОМП примерно на 20 ± 8 мин. (Положительная скорость соответствует приближению центральной части солнечного диска к наблюдателю.) Фазы максимума скорости и ОМП в пределах ошибок совпадают.

5. Обсуждение результатов

Новые измерения, выполненные в 1987—1988 гг. в Саянах и Крыму, полностью подтвердили наличие 160-минутной периодичности ОМП, причем практически в той же фазе, что и по более ранним (около десяти лет назад) наблюдениям в Крыму и Маунт-Вилсон. Средняя за 14 лет гармоническая амплитуда $A_h = 1,2 \pm 0,3$ мкТ.

Интерпретация вариаций сигнала магнитографа при измерениях интегрального эффекта Зеемана от всего диска Солнца — достаточно сложная задача. Неизвестны точное распределение V -параметра Стокса по контуру линии и его вариации, связанные не только с пространственными и временными изменениями МП в фотосфере, но и с вариациями скорости, яркости и т.д. Из общих соображений можно предполагать, однако, что эти эффекты достаточно малы по сравнению с реальными изменениями среднего МП. Поэтому вариации измеряемого сигнала будем относить к вариациям среднего по апертуре инструмента МП Солнца и в дискуссионном порядке постараемся обсудить некоторые возможные физические механизмы в недрах Солнца, которые могут быть привлечены для объяснения наблюдаемых пульсаций ОМП.

Известно, что средняя напряженность ОМП изменяется в течение 11-летнего цикла; из-за вращения Солнца и существования секторной структуры среднее поле квазипериодически варьирует (изменяя знак) с характерным временем 27—28 сут. Поэтому существование 160^m — осцилляций ОМП, сохраняющих фазу на протяжении 14 лет, представляется весьма парадоксальным. Дело в том, что любые изменения магнитного поля в фотосфере должны описываться уравнением магнитной индукции

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \text{rot}[v \times H] + v_m \Delta H \quad (1)$$

(v — гидромагнитная скорость плазмы (в пренебрежении скоростью амбиполярной диффузии), v_m — коэффициент магнитной вязкости), которое показывает, что с изменением знака МП должен изменяться знак $\partial H / \partial t$. Следовательно, фаза 160^m-осцилляции должна меняться на противоположную при смене полярности ОМП, как в течение цикла, так и при вариациях из-за вращения. А это, как следует

из сказанного, противоречит наблюдениям. Нужно отметить, что наличие 160^m -вариации в длинных рядах измерений, когда постоянная часть ОМП имела то положительный, то отрицательный знак, может означать преобладание магнитного потока одной полярности. Например, существование в структуре ОМП квадрупольной компоненты поля с осью, параллельной оси вращения Солнца, дает в экваториальной зоне магнитный поток одной полярности в течение всего оборота Солнца, а именно экваториальная зона обеспечивает основной вклад в сигнал магнитографа. Этот пример лишь показывает, что для детального анализа факта независимости фазы колебаний от полярности ОМП нужно привлекать структурные модели ОМП. Тем не менее, сохранение фазы 160^m -колебаний на длительном промежутке времени оправдывает, по-видимому, поиск источника колебаний в глубинных слоях Солнца.

Предположим, что источник колебаний находится в конвективной зоне. Может ли тогда сохраняться фаза при распространении волны к фотосфере? Альвеновская скорость

$$v_A = H/(4\pi\rho)^{1/2}, \quad (2)$$

и для поля $H \sim 10^2$ Гс в конвективной зоне на глубине $h \sim 3,5 \cdot 10^4$ км при средней плотности $\rho \sim 4 \cdot 10^{-4}$ г · см⁻³ время распространения возмущения $\tau \sim h/v_A \sim 30$ сут. При таком большом времени распространения, $\tau \gg 160^m$, должно происходить сильное рассеивание фазы поверхностных колебаний. Чтобы обеспечить время распространения возмущений, сравнимое с периодом колебаний, эффективное МП в конвективной зоне и фотосфере должно быть $\geq 3 \cdot 10^4$ Гс.

Выход из ситуации можно видеть в существовании в пределах конвективной зоны силовых трубок малого поперечного сечения и высокой концентрации магнитного поля. В фотосфере тогда могут, по-видимому, присутствовать "сверхтонкие" магнитные элементы с напряженностью ≈ 2 кГс, о чем говорится во множестве работ 70—80-х годов, посвященных тонкой структуре фотосферного МП (см., например, [13, 14]).

Измеряемая амплитуда 160^m -флуктуаций ОМП представляется удивительно большой: $A_h/\bar{H} \approx 0,02$, тогда как относительные изменения радиуса Солнца и яркости фотосферы, в среднем, $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ [7] ($H \approx 0,5$ Гс — средняя напряженность ОМП Солнца как звезды). Объяснить наблюдаемые флуктуации, по-видимому, весьма трудно, причем независимо от той или иной модели тонких трубок с сильным магнитным полем (если даже учитывать такие эффекты, как насыщение сигнала магнитографа при сильном МП, влияние колебаний яркости (температуры) и скорости).

В то же время, модель "сверхтонких" трубок весьма пригодна с количественной точки зрения. Подставляя в (1) $v \approx 50$ см · с⁻¹, $H \approx 0,5$ Гс, $\partial H/\partial t \approx 4 A_h/P_O \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Гс · с⁻¹ и пренебрегая магнитной вязкостью, для характерного размера "осциллирующих" магнитных элементов получаем, по порядку величины, $l \sim 50$ км, что согласуется с предполагаемыми размерами элементов концентрированного МП в фотосфере [13]. Проблема полярности (и постоянства фазы вариаций ОМП), однако, остается по-прежнему открытой.

Предположим теперь, что источник колебаний находится в центральном ядре Солнца или вблизи него, например, на расстоянии $r \approx 0,1 R_\odot$ от центра. Время распространения волны (в секундах) к поверхности для стандартной модели Солнца

$$\tau = \int_{0,1}^1 \frac{dx}{v_A} \sim 5 \cdot 10^{11} \cdot H_0^{-1}, \quad (3)$$

где $x = r/R_\odot$, H_0 — некоторая "эффективная" напряженность МП. Чтобы обеспечить время распространения возмущений $\tau \ll 160^m$, "эффективное" МП должно иметь

напряженность $H_0 \geq 5 \cdot 10^7$ Гс, и мы снова приходим к идее сильного поля внутри Солнца.

Такую идею разделяют многие астрофизики (см., например, раздел 1). Если МП Солнца — реликтовое, то при средней напряженности МП межзвездной среды $H_1 \sim 10^{-6}$ Гс и плотности $\rho_0 \sim 10^{-24}$ г · см⁻³ при сжатии первичного облака поле внутри Солнца могло достичь величины (в случае полной вмороженности магнитных силовых линий) [1]

$$H \sim H_1 (\rho_\odot / \rho_0)^{2/3} \sim 10^{10} \text{ (Гс)}, \quad (4)$$

где ρ_\odot — средняя плотность Солнца. В результате эволюции, с учетом граничных условий и проводимости среды поле понижается до $\sim 10^8 \div 10^9$ Гс [1].

Дике [6] полагает, что в процессе образования Солнца, из-за возникшего при сжатии быстрого вращения ядра, в глубоких недрах должно генерироваться торoidalное поле $\sim 10^8$ Гс. Такое поле в ядре должно способствовать перемешиванию вещества внутри звезды (некоторые авторы полагают, что перемешивание, в свою очередь, может объяснить дефицит нейтрино от Солнца). Подчеркивается при этом, что звезда с таким сильным осесимметричным полем должна быть устойчива на динамической шкале времени, поскольку быстрое вращение ядра при сильном поле стабилизирует звезду [6].

Сильное поле внутри Солнца и большая относительная амплитуда ($\approx 2\%$) вариаций ОМП приводят к заманчивой возможности поставить вопрос о том, не являются ли колебания радиуса (доплеровской скорости) и яркости фотосферы вторичными, а колебания магнитного поля — первичными? Но какова может быть причина вариаций МП — когерентных по фазе на протяжении многих лет?

В качестве гипотезы можно допустить, что центральное (быстровращающееся?) ядро Солнца представляет собой магнитный диполь с сильным, $\sim 10^7 \div 10^9$ Гс, МП и подобный, например, пульсару. Вдоль оси диполя происходят преимущественные, дипольного типа ($l = 1$), колебания с периодом 160^m , которые приводят к периодическим вариациям положительного поля вблизи N -полюса диполя и антисинхронным с ними вариациям отрицательного поля — вблизи S -полюса. Отсюда следует, что колебания H будут синхронными на обоих полюсах (независимо от полярности полюса), но с таким перераспределением (в процессе колебаний) магнитного потока по поверхности "ядра", чтобы выполнялось условие $\text{div} H = 0$. По существу, предлагается допустить, что в центре Солнца находится компактное релятивистское ядро с неясным для нас уравнением состояния вещества. (Может быть, в центре находится "черная дыра"? Такая гипотеза выдвигалась более 10 лет назад в связи с открытием 160^m -пульсации Солнца.)

Что касается быстрого (и даже сверхбыстрого, с периодом $\sim 1+3$ ч) вращения ядра, то вопрос о такой возможности, в частности, в связи с данными гелиосейсмологии, неоднократно обсуждался [15—20], и есть немало свидетельств в пользу именно быстрого вращения. Быстрое вращение не противоречит некоторым теоретическим моделям, описывающим эволюцию Солнца [20], хотя остается не вполне ясным, каким механизмом может поддерживаться быстрое вращение ядра. Авторы [19] предполагают, что быстрое вращение может поддерживаться за счет нелинейного механизма обмена энергией между вращением и глобальными осцилляциями Солнца, особенно в случае тесного резонанса частот.

Проблема 160^m -колебаний ОМП и связанное с этим предположение о ядре с сильным магнитным полем и его колебаниях требует, безусловно, большой осторожности в выдвижении гипотез и, основное, делает необходимыми новые измерения временных вариаций ОМП.

Авторы выражают искреннюю признательность С.А. Бондаренко и Н.Г. Сунице за помощь в обработке наблюдательного материала.

Измерения ОМП в обсерватории М. Вилсон (США) в 1976 г. выполнены Р. Говардом и мы ему очень благодарны за предоставление этого материала для анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahcall J.N., Ulrich R.K. // *Astrophys. J.* 1971. Vol. 170. P. 593—603.
2. Piddington J.H. // *Solar Phys.* 1972. Vol. 22. P. 3—19.
3. Parker E.N. // *Astrophys. Space Sci.* 1974. Vol. 31. P. 261—266.
4. Dziembowski W.A., Goode P.R. // *Inside the Sun. List of abstracts IAU Coll. N 121. Versailles. 1989.* P. 67.
5. Дудоров А.Е., Криводубский В.Н., Рузмайкина Т.В., Рузмайкин А.А. // *Астрон. журн.* 1989 Т. 66 С. 809—821.
6. Dicke R.H. // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 228. P. 898—902.
7. Kotov V.A., Tsap T.T. // *Solar Phys.* 1990. Vol. 128. P. 269—280.
8. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1983. Т. 66. с. 3—71.
9. Демидов М.Л., Котов В.А., Григорьев В.М. // *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 1989. Т. 82. С. 147—153.
10. Scherrer P.H., Wilcox J.M., Kotov V. et al. // *Solar Phys.* 1977. Vol. 52. P. 3—12.
11. Григорьев В.М., Демидов М.Л., Осак Б.Ф. // *Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца* 1983. Вып. 65. С. 13—22.
12. Котов В.А., Дидковский Л.В., Ханейчук В.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1989. Т. 83. С. 000—000.
13. Stenflo J.O. // *Solar Phys.* 1973. Vol. 32. P. 41—63.
14. Stenflo J.O., Solanki S.K., Harvey J.W. // *Astron. and Astrophys.* 1987. Vol. 173. P. 167—179.
15. Roxburgh I.W. // *Nature.* 1974. Vol. 248. P. 209—211.
16. Dicke R.H. // *Science.* 1974. Vol. 184. P. 419—429.
17. Hill H.A., Yakowitz D.S., Rosenwald R.D., Campbell W. // *The hydromagnetics of the Sun. Proc. 4th European meeting on solar physics.* 1984. ESA SP-220. P. 187—188.
18. Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Toomre J. // *Science.* 1985. Vol. 229. P. 923—931.
19. Котов В.А., Левицкий Л.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1987. Т. 77. С. 51—72.
20. Pinsonneault M.H., Kawaler S.D., Sofia S., Demarque P. // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 338. P. 424—452.

УДК 523

ТРОПОСФЕРНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И МИЛЛИСЕКУНДНАЯ СТРУКТУРА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ 3 ГГц

Ю.Ф. Юровский

Путем наблюдений на двух радиотелескопах в диапазоне 3 ГГц показано, что флуктуации излучения Солнца тропосферного происхождения не препятствуют изучению солнечных процессов длительностью 0,4 с и менее. Выяснено, что одним из типов тонкой временной структуры радиоизлучения Солнца является увеличение шумов во время всплесков. Морфологические особенности и ход распределения плотности вероятности этих шумов в зависимости от фазы события свидетельствуют в пользу гипотезы их происхождения за счет рассеяния радиоволн на трехмерной турбулентной структуре неоднородностей солнечной плазмы.

TROPOSPHERIC FLUCTUATIONS AND MILLISECOND STRUCTURE OF RADIOEMISSION OF THE SUN IN THE RANGE 3 GHz, by Yu. F. Yurovsky. Using the observations on two radiotelescopes in the range 3 GHz we show, that the fluctuations of tropospheric origin do not affect the investigation of solar events with duration 0.4 s and less. It has been found, that one of the types of fine time structure of the solar radioemission is the increase of noise during radiobursts. Morphological peculiarities and density distribution of the noise versus the phase of the event speak in favour of the hypothesis, that it originates due to radiowave scatter on three—dimension turbulent structure of inhomogeneous solar plasma.

Введение

Изучение миллисекундных вариаций плотности потока, происходящих во время всплесков радиоизлучения Солнца (МС событий), позволяет уточнить физические условия в районе вспышки. Наблюдаемые характеристики МС событий довольно разнообразны [1, 2]. По аналогии со всплесками радиоизлучения раз-

личных спектральных типов можно, по-видимому, предположить, что в зависимости от конкретных свойств МС событий существуют различные механизмы их образования. Ниже мы рассмотрим лишь один тип МС событий, проявляющийся в виде увеличения шумов на некоторой стадии развития вспыхивающего всплеска радиоизлучения.

Из других известных типов спорадического радиоизлучения Солнца по временным параметрам к МС событиям ближе всего шумовые бури (ШБ) I типа, происходящие в метровом диапазоне волн. Если формально экстраполировать в область сантиметровых волн зависимость длительности всплесков I типа от частоты [3], то ожидаемая длительность окажется в диапазоне миллисекунд. Ширина спектра, занимаемая "отдельным" всплеском I типа на частоте 300 МГц, составляет 6—10 МГц [3]. В результате экстраполяции в диапазон 3000 МГц получим ширину спектра порядка 60—100 МГц. Примечательно, что как раз такими свойствами обладают МС события [1, 2]. Отметим также присущую всплесковой компоненте ШБ и МС событиям высокую степень круговой поляризации излучения. Кроме того, как и ШБ, источники МС событий имеют тенденцию группироваться вблизи центрального меридиана Солнца [2]. Еще одним общим свойством МС событий и ШБ является их "второстепенность" (присутствие группы пятен не является достаточным условием для генерации ШБ, так же как и появление всплеска еще не означает обязательного возникновения МС событий). Наличие общих свойств наводит на мысль о возможности единой природы происхождения этих типов спорадического радиоизлучения Солнца.

Большинство наблюдаемых свойств ШБ объясняется как результат рассеяния (мерцаний) радиоизлучения на трехмерной турбулентной структуре неоднородностей солнечной короны [4]. Рассмотрим возможность возникновения МС событий на основе действия этого механизма.

Для возникновения мерцаний в первую очередь необходимо, чтобы первичный квазипостоянный источник излучения отвечал условиям точечности. В первом приближении это означает, что его угловые размеры должны быть меньше угловых размеров неоднородностей среды распространения. Из наблюдений известно, что видимые размеры источников ШБ на метровых волнах и общие размеры источников S-компоненты на сантиметровых волнах имеют сравнимую величину порядка 3' [3, 5]. По мере уменьшения длины волны, на которой ведутся наблюдения, прозрачность короны возрастает, в результате чего протяженность эффективно рефрагирующего слоя короны и ее структур сокращается. Относительное изменение масштабов, более медленное у источника и быстрое — у среды, приводит к тому, что на волнах дециметрового диапазона первичный источник излучения уже не отвечает условиям точечности и перестает мерцать (по сходной причине звезды мерцают, а планеты — не мерцают). Вероятно поэтому продолжительные ШБ не наблюдаются на сантиметровых волнах несмотря на существование долгоживущих источников S-компоненты.

Во время импульсной фазы всплесков источник излучения на сантиметровых волнах имеет очень малые размеры, порядка 0,07" [6]. Вполне вероятно, что при этом выполняются условия точечности и источник излучения начинает мерцать, что проявляется в виде МС структуры всплеска.

Рассмотрим характерные особенности в ожидаемых свойствах МС событий при таком механизме их образования. Физическая сущность мерцаний заключается в сложении множества колебаний со случайными фазами, пришедших в точку наблюдений по различным траекториям из-за хаотической рефракции на неоднородностях среды. Плотность вероятности интенсивности результирующего колебания в этом случае распределена по экспоненциальному закону [7], т.е. запись МС событий должна иметь односторонний импульсный характер, присущий, например, ШБ метрового диапазона. Если источник излучения перестает быть точечным в результате расширения излучающей области в процессе ее эволюции,

то в точке наблюдений происходит сложение мерцаний от отдельных его участков. Распределение плотности вероятности при этом становится более симметричным, переходя в пределе в гауссовское, а дисперсия уменьшается [7], что соответствует исчезновению мерцаний. Следовательно, существует возможность проверки по результатам наблюдений гипотезы образования МС событий за счет рассеяния путем изучения распределения плотности вероятности и дисперсии принимаемого сигнала.

Учтем также следующие обстоятельства. Из наблюдений на интерферометрах [8] и во время затмений [9] известно, что источники S-компоненты имеют мелкие детали размеров около 15" с яркостной температурой $T_{\text{я}} = (1 \div 5) \cdot 10^6 \text{К}$. Можно предположить, что излучение ярких деталей также мерцает на неоднородностях короны. Однако возможность наблюдения тонкой структуры солнечного радиоизлучения осложняется тем, что на пути распространения радиоволн находится земная атмосфера, приводящая к флуктуациям сигнала тропосферного происхождения [10]. Очевидно, что в первую очередь необходимо оценить степень влияния этих флуктуаций на наблюдения МС событий.

Для решения задач, вытекающих из изложенного выше, в лаборатории радиоастрономии КАО АН СССР было сделано следующее.

1. Изготовлен второй мобильный комплект аппаратуры для наблюдений радиоизлучения Солнца с миллисекундным разрешением по времени.

2. Разработано программное обеспечение для проведения наблюдений и обработки результатов.

3. Проведен полугодовой цикл наблюдений МС событий. Полученные результаты излагаются ниже.

1. Аппаратура и методика наблюдений МС событий

Аппаратура состояла из двух радиотелескопов. Базовый радиотелескоп имел антенну диаметром 3 м, установленную на параллактической монтировке в радиопрозрачном куполе для защиты от метеорологических воздействий. Радиометр представлял собой приемник прямого усиления, настроенный на фиксированную частоту 2,85 ГГц, с регистрацией сигнала как на обычный самописец с постоянной времени 0,25 с, так и на магнитную ленту с постоянной времени 0,008 с [11].

Второй радиометр был изготовлен на основе супергетеродинного измерителя параметров антенн ПК7-18. Его антенной служила либо антенна базового радиотелескопа, имевшая совмещенный облучатель, либо отдельная антенна размером 3×7 м, удаленная от базовой на 30 м. Частоту настройки второго радиометра можно было выбирать произвольно в пределах диапазона 2—4 ГГц. Поляризация принимаемого сигнала обоих радиотелескопов — линейная. Ориентация электрического вектора облучателя базового радиотелескопа — перпендикулярно небесному экватору, второго радиотелескопа — параллельно экватору.

Для регистрации сигналов в цифровом виде оба комплекта аппаратуры содержали измерительно-вычислительные комплексы (ИВК) Искра-1256. Регистрация могла производиться или на любом одном ИВК, или автономно на двух ИВК с привязкой данных по времени. Синхронность данных обеспечивалась когерентностью частоты модуляции обоих радиометров. Для повышения точности регистрации флуктуаций сигнала применялся квазиулевой метод наблюдений, при котором приращение антенной температуры от действия излучения Солнца компенсировалось выбором соответствующей температуры опорного канала, что позволяло реализовать десятикратное "растяжение" шкалы [12].

Полученные в результате наблюдений цифровые массивы данных обрабатывались с помощью тех же ИВК Искра-1256. Предварительная подготовка массивов заключалась в выборе необходимой длины реализации изучаемого процесса и

частоты дискретизации в соответствии с рекомендациями [13], цитированными нами в [14]. При этом на выбранной реализации могло уместиться достаточно много флуктуаций изучаемой длительности, а частота отсчетов превосходила частоту Найквиста. Стационаризация (исключение тренда) массива производилась путем вычитания скользящего среднего, интервал которого выбирался больше длительности интересующих нас флуктуаций. При обсуждении результатов обработки мы будем иметь в виду, что эти вынужденные операции приводят к сокращению ширины спектра первоначального массива данных и к нормализации распределения его плотности вероятности.

Коэффициент асимметрии распределения плотности вероятности вычислялся с помощью известного выражения [7]:

$$K = M_3 / \sqrt{M_2^3}$$

где M_2 (дисперсия) и M_3 — центральные моменты распределения второго и третьего порядков, найденные по данным наблюдений по формуле

$$M_k = \sum_{r=1}^N (x_r - m_1)^k p_r$$

с учетом того, что m_1 — среднее значение наблюдаемой величины, x_r — ее текущее значение, p_r — вероятность появления этого значения.

2. Оценка влияния флуктуаций сигнала тропосферного происхождения на наблюдения МС событий

Из многолетних наблюдений радиоизлучения Солнца в диапазоне 3 ГГц нам было известно, что флуктуации потока зависят от высоты Солнца над горизонтом [10]. Эта зависимость однозначно указывает на тропосферное происхождение таких флуктуаций. На рис. 1 приведены копии участков записей, полученных 05.09.89 г. с помощью базового радиотелескопа на частоте 2,85 ГГц в различные интервалы времени. Запись излучения шумового генератора (рис. 1, а), температура которого была установлена равной эквивалентной температуре антенны при ее наведении на Солнце в этот день, даже без специального анализа достаточно ясно свидетельствует о том, что собственные шумы радиотелескопа вносят несущественный вклад в величину флуктуаций радиоизлучения Солнца, показанных на рис. 1б, в.

Флуктуации, подобные изображенным на рис. 1б, наблюдаются практически ежедневно при максимальной высоте Солнца над горизонтом (кроме периода минимума 11-летнего цикла солнечной активности). Однако если часовой угол Солнца превосходит $\pm 3^h$, то довольно часто (но не всегда) амплитуда флуктуаций существенно возрастает, достигая 7—10% от наблюдаемой величины потока (рис. 1, в). Поскольку МС события солнечного излучения во многих случаях также составляют несколько процентов от величины наблюдаемого потока [1], то становится совершенно ясно, что необходимо определить степень влияния тропосферных флуктуаций на наблюдаемые свойства МС событий.

Природа происхождения тропосферных флуктуаций радиосигнала известна. Это мерцание радиоисточника за счет рассеяния радиоволн на неоднородностях диэлектрической проницаемости земной атмосферы. Достаточно ясно и способ их изучения: флуктуации будут коррелированными при наблюдениях из одного пункта, а при наблюдениях из двух разнесенных пунктов корреляция исчезнет, так как над каждым радиотелескопом окажется свой слой атмосферы с независимыми случайными неоднородностями.

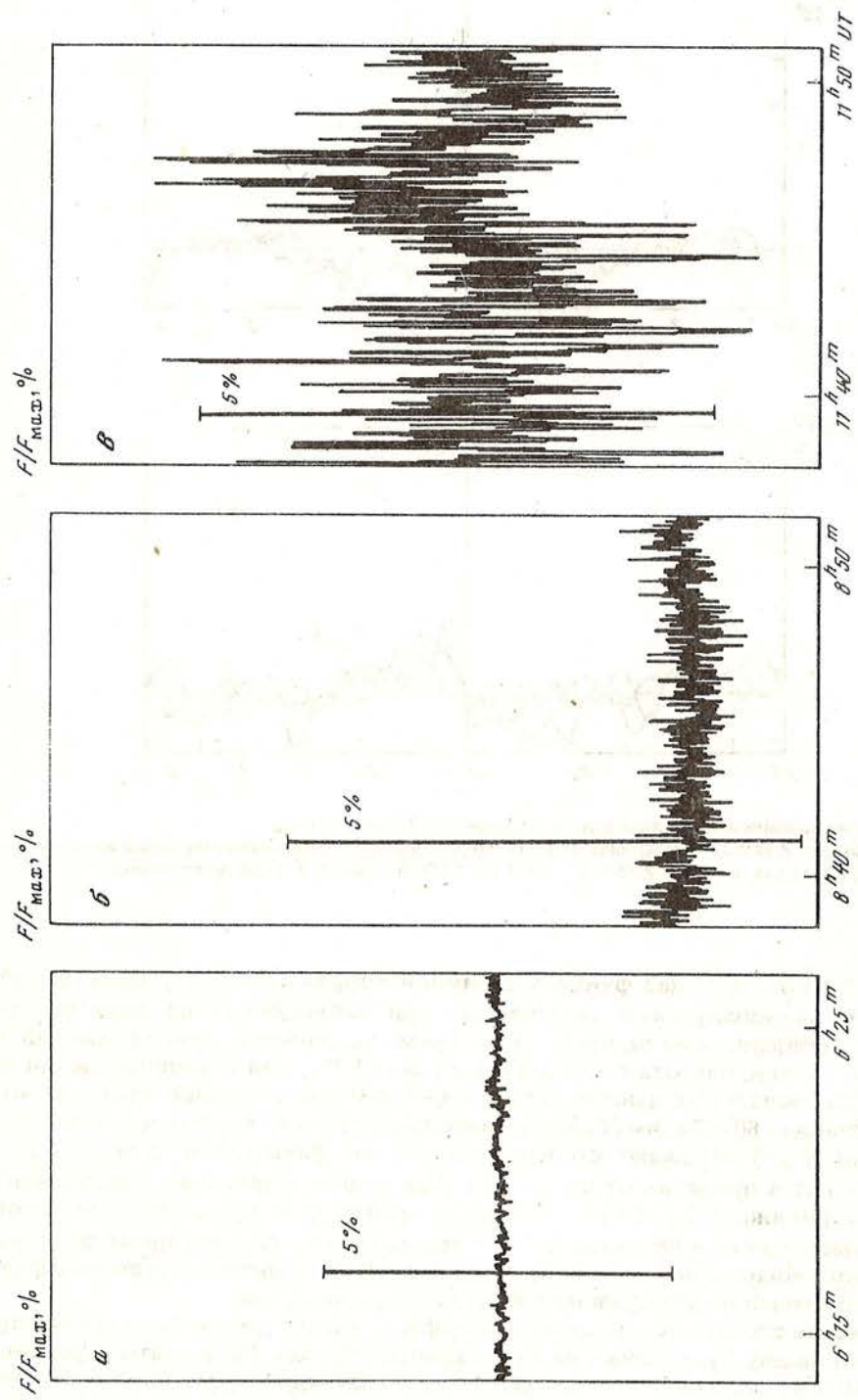


Рис. 1. Фрагменты записей на частоте 2,85 ГГц шумового генератора (а), радиоизлучения Солнца с обычными (б) и повышенными (в) флуктуациями (в)

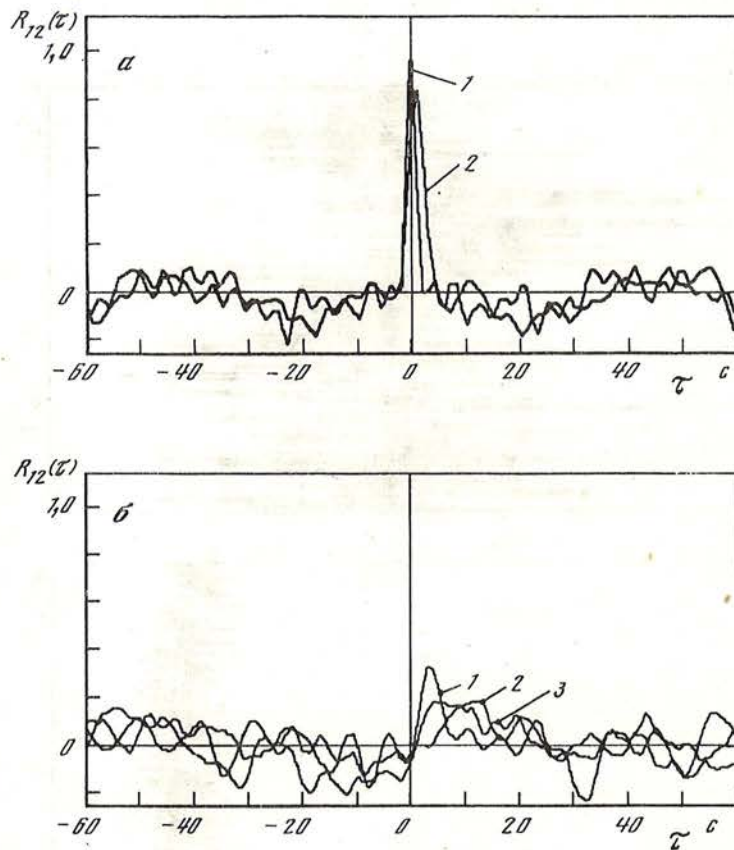


Рис. 2. Функции взаимной корреляции записей радионизлучения Солнца
 а — на частотах 2,85 и 2,5 ГГц (кривая 1); 3,8 ГГц (кривая 2) при наблюдениях на одной антенне, б — на удаленных антенных частотах 2,85 ГГц и 2,5; 2,8; 3,5 ГГц (кривые 1, 2, 3 соответственно)

На рис. 2,а показаны две функции взаимной корреляции $R_{12}(\tau)$ флуктуаций солнечного радионизлучения, полученные при наблюдениях на двух радиометрах, установленных на одной антенне. Время усреднения (длина реализации) составляло 10 мин, частота отсчетов была равна 5 Гц. Для стационаризации из массива первоначальных данных вычиталось скользящее среднее, интервал которого составлял 60 с. Таким образом, приведенные на рис. 2,а функции взаимной корреляции $R_{12}(\tau)$ отражают степень корреляции флуктуаций, длительность которых лежит в пределах от 0,4 до 60 с. Как видно из рис. 2,а, коэффициент взаимной корреляции $R_{12}(0)$ при $\tau = 0$ достигает 0,95 даже при изменении одной из частот наблюдений в пределах 1 ГГц. Следовательно, тропосферные флуктуации широкополосны и исключить их из данных об МС событиях путем наблюдений из одной точки на двух разных частотах затруднительно.

Для поисков способа исключения тропосферных флуктуаций были проведены наблюдения на двух удаленных на 30 м радиотелескопах. Результаты представлены на рис. 2,б в виде наложенных друг на друга функций $R_{12}(\tau)$, полученных по записям радионизлучения Солнца в различные дни и на различных частотах. Как видно на рис. 2,б, корреляция существенно меньше, чем при наблюдениях на одной антенне, и при $\tau = 0$ практически отсутствует, несмотря на то, что одна из

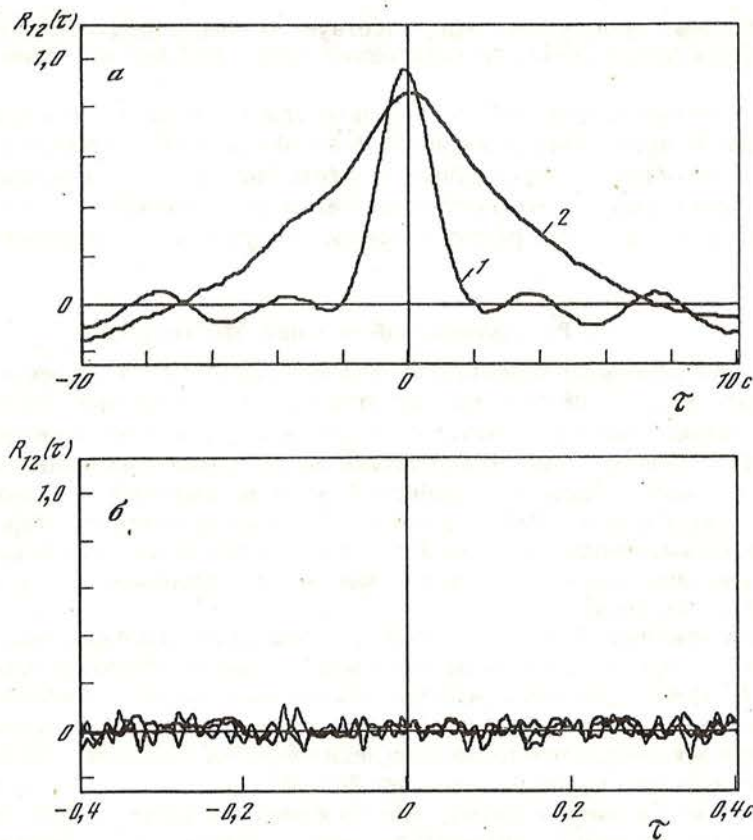


Рис. 3. Функции взаимной корреляции различных участков спектра (а, б) записей радионизлучения Солнца при наблюдениях на одной антенне (1 — 03.08.89 г., 2 — 04.08.89 г.) на частотах 2,85 и 2,5 ГГц

кривых получена при настройке радиометров на одну и ту же частоту. Отсутствие корреляции свидетельствует о возможности исключения тропосферных флуктуаций путем наблюдения МС событий на двух радиотелескопах. Коррелированная составляющая будет представлять собой события солнечного происхождения.

Для изучения спектра тропосферных флуктуаций в течение периода с 05.08.89 г. по 12.08.89 г. проводилось непрерывное измерение на одной антенне текущего $R_{12}(0)$ на частотах 2,85 и 2,5 ГГц. Было выяснено, что $R_{12}(0)$ постоянно находится в пределах 0,7—0,9 независимо от амплитуды флуктуаций, изменяющейся в течение дня. Не было выявлено также определенной связи величины $R_{12}(0)$ со всплесками радионизлучения, происходившими в этот период. Время корреляции (значение τ , при котором функция взаимной корреляции $R_{12}(\tau)$ уменьшается до 0,1 от максимального значения) в наших измерениях в различные дни колебалась от 2 до 10 с. На рис. 3,а приведены центральные участки двух функций $R_{12}(\tau)$. Их вид свидетельствует о том, что спектр флуктуаций обрывается в диапазоне частот около 0,5 Гц (наличие "линии" на частоте 0,25 Гц нас не интересовало). Для проверки этого заключения были построены функции взаимной корреляции участков записей, содержавших после предварительной подготовки массивов лишь флуктуации длительностью от 0,016 до 0,4 с. На рис. 3,б приведены для примера три наложенные друг на друга функции $R_{12}(\tau)$. Полученная при этом

слабая степень корреляции свидетельствует о том, что длительность тропосферных флуктуаций действительно лежит лишь в области значений, превышающих 0,4 с.

Из приведенных данных наблюдений и их анализа следует, что тропосферные флуктуации не препятствуют изучению в диапазоне 3 ГГц солнечных процессов, состоящих из событий с характерной длительностью от 0,4 с и менее, в то время как флуктуации солнечного потока длительностью порядка 1 с и более, зарегистрированные на одном радиотелескопе, могут иметь тропосферное происхождение.

3. Результаты наблюдений МС событий

На рис. 4,а,б приведен характерный вид микроволнового всплеска, зарегистрированного нами 21.06.89 г. на частотах 2,85 и 3,1 ГГц при наблюдениях на разных антеннах. Частота отсчетов составляла 125 Гц, постоянная времени была равна 0,008 с. Общим свойством всплеска на двух частотах являются быстрые флуктуации, проявившиеся на записи в виде расширения шумовой дорожки начиная с момента $11^h37^m53^s UT$. Различие в деталях временного хода интенсивности продолжительностью более 1 с в данном случае могло быть связано либо со спектральными особенностями излучения, либо возникло в результате влияния земной атмосферы.

Интервал времени $11^h37^m53^s - 11^h38^m13^s UT$ был разбит на 4 фрагмента длительностью по 5 с и для каждого из них была построена функция взаимной корреляции $R_{12}(\tau)$. Полученные $R_{12}(\tau)$ показаны на рис. 5 в виде наложения кривых. Отмечается устойчивая корреляция шумов на всех фрагментах в районе $\tau = 0$. Из этого можно заключить, что наблюдавшиеся шумы были солнечного происхождения и занимали полосу частот не менее 200 МГц. Время корреляции составляло около 16 мс, что в данном случае близко к пределу разрешающей способности аппаратуры по времени. Таким образом, увеличение шумов во время всплеска мы склонны рассматривать как одно из проявлений МС структуры солнечного радиоизлучения.

Такая структура может возникать на некоторой стадии развития всплеска и исчезать либо вместе с уменьшением интенсивности всплеска, либо в любой фазе его развития. Нас интересует динамика временного хода плотности вероятности, дисперсии и коэффициента асимметрии таких событий.

Рассмотрим всплеск радиоизлучения, происшедший 1.09.89 г. в интервале $5^h18^m - 7^h40^m UT$. МС пульсации на частоте 2,85 ГГц возникли в $6^h10^m UT$ на стадии возрастания потока. Наше внимание привлек интервал времени $6^h17^m - 6^h19^m UT$. Связано это с тем, что в течение указанного интервала скорость нарастания потока замедлилась и это упростило процедуру стационаризации исходного массива данных. Кроме того, на этом интервале пульсации сперва достигли максимума в $6^h17^m15^s UT$, затем к $6^h18^m UT$ постепенно практически исчезли.

Амплитуда МС пульсаций в фазе максимума была величиной 250—300 солнечных единиц потока (СЕП; $1 \text{ СЕП} = 1 \cdot 10^{-22} \text{ Вт/м}^2\text{Гц}$). Однако в это время фоновый поток достигал величины ~2000 СЕП. Таким образом, относительная амплитуда пульсации составляла лишь около 10% наблюдаемой величины потока несмотря на их высокую абсолютную интенсивность, в отдельные моменты времени превосходившую уровень излучения всего Солнца в предвсплесковый период. Следующим важным обстоятельством выбора этого участка записи было то, что преимущественная длительность пульсаций составляла ~50 мс и они полностью разрешались по времени при нашей частоте ввода данных.

В фазе максимума МС события имели всплесковый характер (рис. 6, а), напоминающий типичную ШБ метрового диапазона волн, но с другим масштабом по оси времени. Коэффициент асимметрии распределения плотности вероятности в

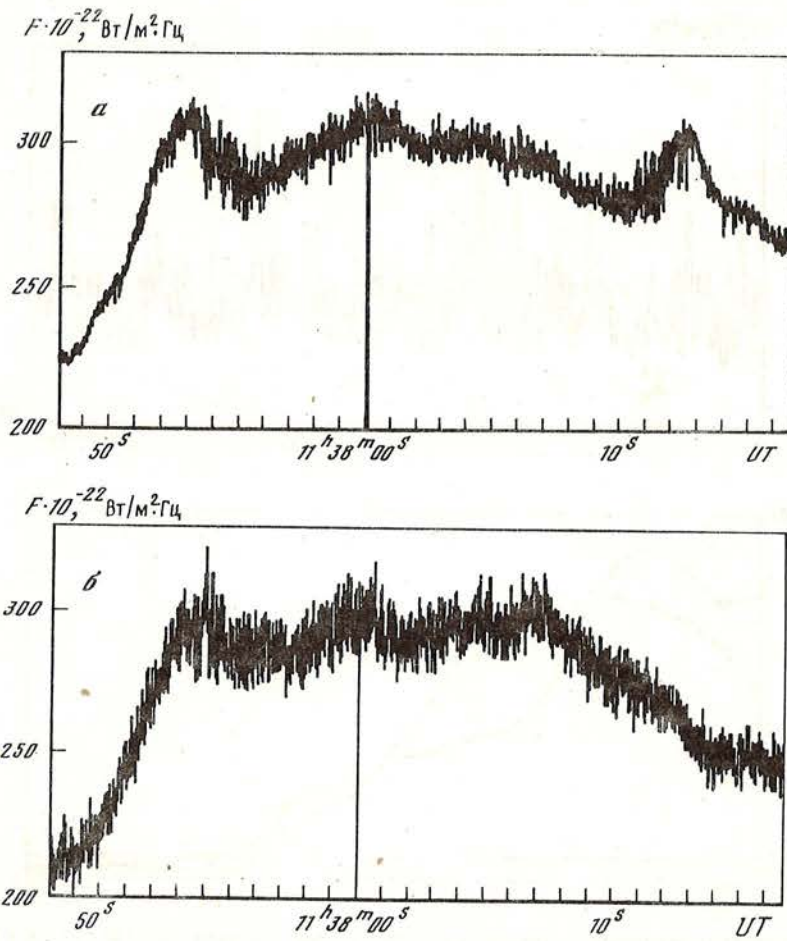


Рис. 4. Миллисекундная структура радионизлучения Солнца, наблюдавшаяся во время всплеска 21.06.89 г. на частотах 2,85 (а) и 3,1 ГГц (б)

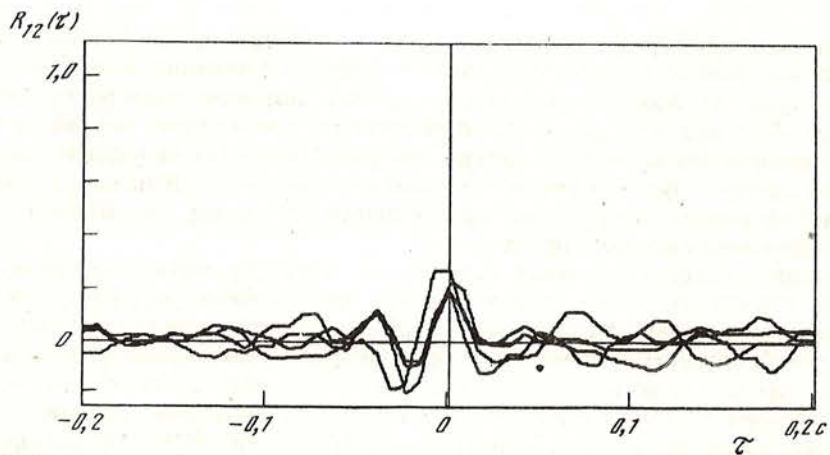


Рис. 5. Функции взаимной корреляции четырех фрагментов всплеска, зарегистрированного 21.06.89 г. на разных антеннах на частотах 2,85 и 3,1 ГГц

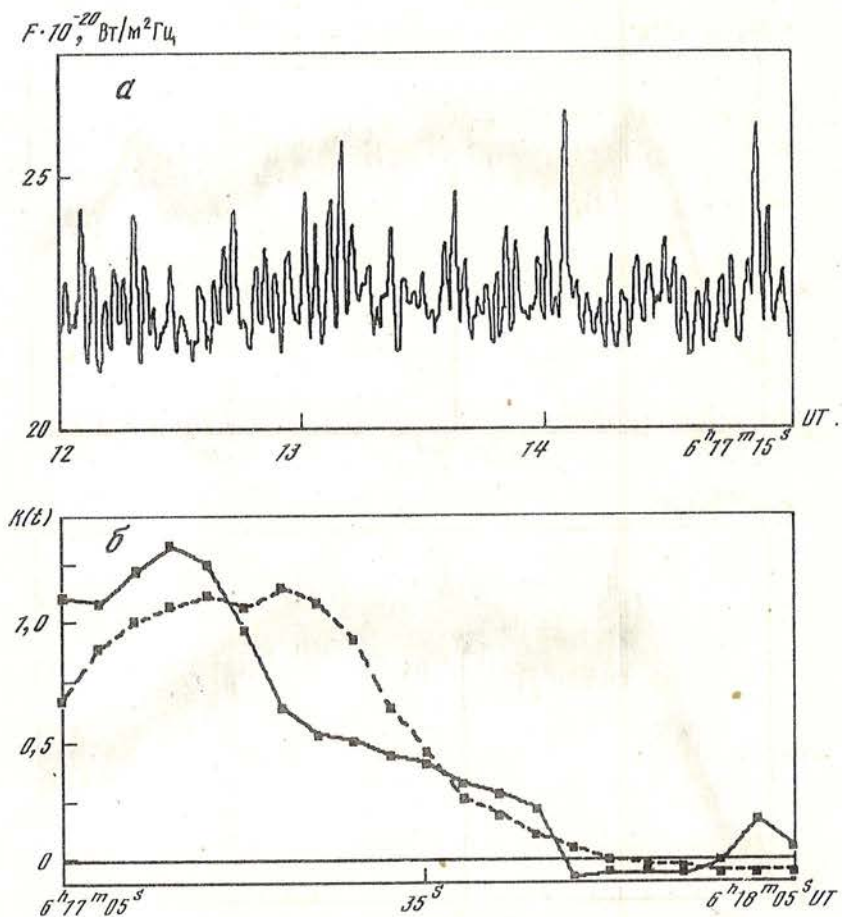


Рис. 6. Иллюстрация всплескового характера миллисекундной структуры 01.09.89 г. (а) и временной ход коэффициента асимметрии $K(t)$ (сплошная линия) и дисперсии (штриховая) в фазе исчезновения МС структуры во время всплеска 01.09.89 г. (б)

это время имел величину около 1,3. На рис. 6, б показано изменение коэффициента асимметрии со временем (сплошная линия) и дисперсии в относительных единицах (пунктир). Как следует из хода кривых, нормализация распределения происходит быстрее, чем уменьшение дисперсии, что в общих чертах предсказывается теорией случайных процессов при увеличении числа независимых слагаемых, из которых формируется случайная величина [7]. В нашем случае это можно рассматривать, как результат расширения источника, приводящий к независимым мерцаниям его составных частей.

Проведение численных оценок асимметрии и дисперсии в течение времени жизни МС структуры в некоторых случаях существенно затрудняется из-за нестационарного характера фонового всплеска радиоизлучения. В такой ситуации возможна лишь качественная оценка перечисленных параметров. Например, можно отметить, что во время всплеска 12.03.89 г., приведенного нами в [11], в начальной фазе с $8^h 17^m 49,5^s$ по $8^h 17^m 50,6^s$ UT МС события имели несимметричный всплесковый характер, а к концу интервала в $8^h 17^m 59^s$ — $8^h 18^m 00^s$ UT трансформировались в более симметричный флуктуирующий сигнал. Поскольку неоднородная среда, приводящая к мерцаниям, имеет значительную протяженность, то более вероятно, что относительно быстрая эволюция МС пульсаций была связана

с изменениями параметров не среды, а самого источника излучения, например, с увеличением его размеров во второй фазе события на фоне одновременного уменьшения интенсивности.

Таким образом, наличие общих свойств и результаты наблюдений свидетельствуют в пользу предположения о едином механизме образования ШБ и МС пульсаций описанного типа. Если гипотеза происхождения МС событий за счет эффектов распространения справедлива, то по аналогии с ШБ можно ожидать, что МС события должны обладать следующими свойствами:

1. Отсутствием корреляции в пульсациях потока при одновременных наблюдениях из достаточно удаленных пунктов (направленность излучения).

2. Характерная длительность пульсаций (точнее — высокочастотная граница их спектра [15]) должна быть тем больше, чем дальше удален их источник от центра диска Солнца.

3. Видимые размеры источников пульсаций могут превосходить истинные и не должны существенно зависеть от положения источников на диске Солнца.

Выводы

1. Одним из типов миллисекундных пульсаций радиоизлучения Солнца на частоте около 3 ГГц является увеличение шумов во время всплесков.

2. Морфологические особенности и ход распределения плотности вероятности миллисекундных шумов не противоречат гипотезе их образования за счет рассеяния радиоволн на трехмерной турбулентной структуре неоднородностей солнечной плазмы.

3. Флуктуации интенсивности радиоизлучения Солнца с временным масштабом порядка секунды и амплитудой до 10% могут иметь тропосферное происхождение.

4. Спектр флуктуаций тропосферного происхождения ограничен со стороны высоких частот в диапазоне 0,5 Гц, в результате чего эти флуктуации не препятствуют наблюдениям миллисекундных пульсаций радиоизлучения Солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Slotje C.* // *Radio Physics of the Sun.* / Kundu M.R., Gergely T.S. (eds). D. Reidel Publishing company. 1980, p. 195—203.
2. *Fu Q., Jin S., Zhao R.* et al. // *Rapid Fluctuations in Solar Flares.* / Dennis B.R., Orwig L.E., Kiplinger A.L. (eds). 1987, p. 237—247.
3. *Elgery.* *Solar Noise Storm.* Pergamon Press, 1977.
4. *Юровский Ю.Ф.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1988. Т. 80. С. 146—157.
5. *Lang K.R., Willson R.F.* // *Radio Physics of the Sun.* / Kundu M.R., Gergely T.E. (eds). IAU Simp. N 86. 1980, p. 109—117.
6. *Tapping K.F., Kuijpers J., Kaastra K.S.*, et al. // *Astron. and Astrophys.* 1983. Vol. 122. P. 177.
7. *Левин Б.Р.* *Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике.* М.: Сов. радио, 1960.
8. *Velusamy T., Kundu M.R.* // *Radio Physics of the Sun* / Kundu M.R., Gergely T.E. (eds). IAU Sympos. N 86. 1980. P. 105—108.
9. *Альварес О., Юровский Ю.Ф.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1977. Т. 57. С. 169—176.
10. *Юровский Ю.Ф.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1967. Т. 37. С. 162—170.
11. *Юровский Ю.Ф.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* (наст. том).
12. *Юровский Ю.Ф.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1965. Т. 34. С. 60—68.
13. *Blackman R.B., Tukey J.W.* *The Measurement of Power Spectra from Point of View of Communications Eng.* Dover, New York, 1958.
14. *Юровский Ю.Ф., Альварес О.* // *Изв. Крым. астрофиз.* 1991. обс. Т. 83
15. *Юровский Ю.Ф.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 71. С. 87—100.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Ю.Ф. Юровский

Показано, что точность регистрации миллисекундных событий в радиоизлучении Солнца ограничивается шумовым характером сигнала до величины 3,5% и не может быть улучшена повышением качества аппаратуры. В связи с этим предлагается без существенного ухудшения получаемой информации регистрировать миллисекундные события с помощью обычного магнитофона, подключенного к стандартному радиотелескопу модуляционного типа. Приводится пример полученной по этой методике записи миллисекундных событий, наблюдавшихся на частоте 2,86 ГГц во время всплеска радиоизлучения 12.03.89 г.

EQUIPMENT AND TECHNIQUE FOR THE OBSERVATIONS OF MILLISECOND PULSATIONS OF SOLAR RADIOEMISSION, by Yu. F. Yurovsky. It is shown, that the accuracy of registration of millisecond events in the radioemission of the Sun is limited up to 3.5% by the noise of the signal and cannot be improved by upgrading of quality and reliability of the equipment. Thus, it is suggested to register the millisecond events on a taperecorder connected with a standard radiotelescope of a modulation type, without any degradation of the obtained information. As an example of the technique in question the recordings of millisecond events observed at the frequency 2.85 GHz during a radioemission burst 12.03.89 is presented.

Миллисекундные пульсации (МС события) интенсивности радиоизлучения, происходящие во время солнечных вспышек, содержат дополнительную информацию о физических условиях в активной области. Однако природа происхождения пульсаций пока окончательно не выяснена. В связи с этим необходимо дальнейшее исследование их свойств на основе материалов наблюдений. Ниже описывается методика, с помощью которой можно проводить наблюдения МС событий на стандартных радиотелескопах, которыми оснащены станции Службы Солнца.

По сведениям [1, 2] длительность МС пульсаций на частотах 2,65—2,84 ГГц составляет 1—10 мс, а их интенсивность сравнима с интенсивностью всплесчных всплесков радиоизлучения, т.е. лежит в пределах от нуля до нескольких тысяч солнечных единиц потока СЕП ($1 \text{ СЕП} = 10^{-22} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$). Полоса частот, занимаемая отдельной пульсацией, по оценке [1] составляет около 100 МГц. Основываясь на этих данных, прием для дальнейших оценок требуемую разрешающую способность аппаратуры по времени равной 1 мс. Тогда постоянная времени регистрирующего устройства должна быть не более 0,3 мс, чтобы сигнал за 1 мс успел нарасти до 0,95 установившегося значения.

Таким образом, оптимальная полоса пропускания радиотелескопа Δf и его постоянная времени τ заданы естественными свойствами наблюдаемого сигнала. Будем считать, что МС пульсация может быть надежно выделена лишь в том случае, если вызванное ее присутствием отклонение регистрирующего устройства окажется не меньше величины шумовой дорожки радиометра (будет $\geq 6\Delta T$).

Сначала предположим, что применяется "идеальный" радиометр с шумовой температурой $T_{\text{шп}} = 0$. Тогда при перечисленных условиях относительная точность регистрации, выраженная в процентах, будет равна [3]:

$$(6\Delta T/T_a) = 600/(\Delta f\tau)^{1/2} = 3,5.$$

Следовательно, существует предельнодостижимая точность регистрации МС событий, ограниченная шумовой природой полезного сигнала до величины $\sim 3,5\%$.

Реальный радиометр сантиметрового диапазона среднего качества имеет

$T_{\text{шп}} = 600 \text{ К}$ (далее все температуры также выражаются в градусах Кельвина). Определим минимально необходимые размеры (диаметр) зеркала радиотелескопа $D_{\text{мин}}$ при условии, что реальная точность регистрации МС событий ухудшается не более, чем на 10% по отношению естественной, т.е. при $T_a \geq 10 \cdot T_{\text{шп}} \geq 6000^\circ$. Учтем при этом, что МС события наблюдаются на фоне антенной температуры $T_a = T_\odot + T_s + T_{\text{всп}}$, создаваемой излучением невозмущенного Солнца T_\odot , излучением источника S -компоненты T_s и излучением вспыхивающего всплеска $T_{\text{всп}}$. Полагая далее поток радиоизлучения невозмущенного Солнца на частоте 2,85 ГГц равным $F_\odot = 100 \text{ СЕП}$, поток от источника S -компоненты $F_s = 100 \text{ СЕП}$ и поток от вспыхивающего всплеска $F_{\text{всп}} = 100 \text{ СЕП}$ (некоторые средние величины), найдем эффективную площадь антенны [3]: $A_{\text{эф}} = 2kT_a/F_{\text{сум}}$, где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град}$, $F_{\text{сум}} = F_\odot + F_s + F_{\text{всп}}$. При $A_{\text{эф}} = 0,64A_{\text{геом}}$ [3] и при перечисленных выше условиях получим $D_{\text{мин}} = (4T_a 2k/0,6\pi F_{\text{сум}})^{1/2} = 3,4 \text{ м}$.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что наблюдения МС событий без существенного ухудшения предельно достижимой точности их регистрации возможны на радиотелескопах средних размеров, которые обычно используются на патрульных станциях Службы Солнца.

Следующей проблемой является выбор малоинерционного способа регистрации МС событий. Описанный в [2] метод заключается в накоплении информации в оперативном запоминающем устройстве (ОЗУ) электронно-вычислительной машины (ЭВМ) с последующим выводом данных на магнитный носитель (МЛ). Из-за большой скорости ввода данных ОЗУ заполняется за 4—16 с, а вывод на МЛ длится гораздо дольше, что приводит к фрагментарности регистрируемых данных, т.е. к возможности потери важной информации. Для устранения этого недостатка мы ввели промежуточную запись на МЛ в аналоговом виде, воспользовавшись тем, что сигнал на выходе квадратичного детектора радиотелескопа модуляционного типа является переменным напряжением со спектром, лежащим в области звуковых частот. Введение промежуточной записи на МЛ дает следующие преимущества:

1. Непрерывность регистрации с МС разрешением в течение всего времени наблюдений.
2. Возможность регистрации МС пульсаций без применения какой-либо ЭВМ в процессе наблюдений.
3. Обработка записей может осуществляться на любой ЭВМ, в том числе на ЭВМ повышенной мощности, включение которой в состав аппаратуры для наблюдений в реальном масштабе времени может оказаться нецелесообразным.
4. Многократное использование носителя, если ранее произведенная запись не представляет интереса.
5. Простота реализации схемы измерений, заключающаяся лишь в подключении магнитофона к действующему стандартному радиотелескопу.

К недостаткам описываемой методики следует отнести амплитудные искажения, вносимые промежуточной аналоговой записью. Они зависят от качества магнитофона (уровень шумов, детонация и т.д.), качества МЛ (неравномерность чувствительности по ее длине, коробление и т.п.) и в среднем лежат в пределах 2%, т.е. являются величиной того же порядка, как и точность регистрации, обусловленная естественными свойствами сигнала.

Регистрация МС событий в Крымской обсерватории АН СССР проводится на радиотелескопе Службы Солнца с диаметром антенны 3 м, установленном под радиопрозрачным куполом. Радиометр телескопа представляет собой приемник прямого усиления модуляционного типа с шумовой температурой $T_{\text{шп}} = 600^\circ$, полосой пропускания 40 МГц, настроенный на частоту 2,85 ГГц. Постоянная времени квадратичного детектора увеличена до 0,2 мс. Относительная точность регистрации МС событий составляет $(6\Delta T/T_a) = 6,7\%$, причем вклад собственных шумов радиометра составляет около 0,13 от естественных шумов сигнала.

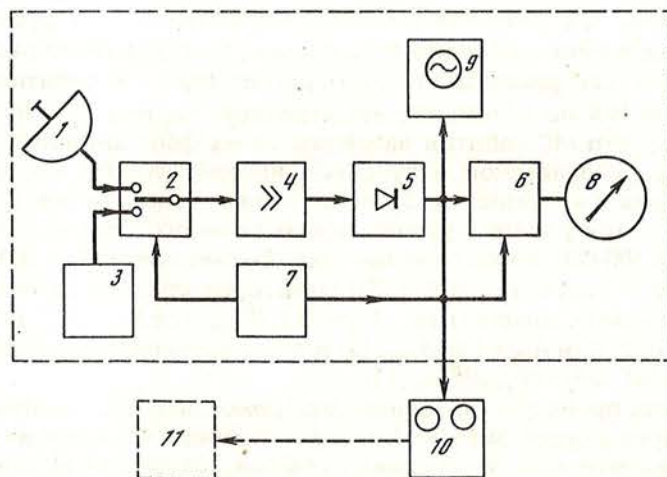


Рис. 1. Блок-схема регистрации миллисекундных пульсаций радиоизлучения Солнца

1 — антенна радиотелескопа, 2 — модулятор, 3 — генератор шума опорного канала, 4 — усилитель радиочастоты, 5 — квадратичный детектор, 6 — синхронный детектор, 7 — генератор тактовой частоты, 8 — самописец, 9 — контрольный осциллограф, 10 — магнитофон, 11 — электронно-вычислительная машина

Блок-схема аппаратуры приведена на рис. 1. Устройства 1—8 входят в состав радиотелескопа и не подвергались изменениям. Стереофонический магнитофон "Юпитер-203" подключен к контрольной точке радиометра (к выходу квадратичного детектора), куда обычно подключается осциллограф для визуального контроля принимаемого сигнала.

Обработка аналоговых записей производится отдельно от наблюдений с помощью измерительно-вычислительного комплекса Искра-1256. Существенной деталью системы обработки является блок синхронизации ввода данных в ЭВМ с удвоенной частотой, определяемой генератором тактовой частоты (ГТЧ) радиометра, и записанной одновременно с сигналом на второй дорожке МЛ. Это позволяет выполнять безинерционное синхронное детектирование в цифровом виде. Схема блока синхронизации зависит от типа применяемой ЭВМ и в некоторых случаях, по-видимому, радиоэлектронные средства синхронизации можно заменить программными.

Процесс наблюдений МС пульсаций состоит в следующем. Радиотелескоп направляется на Солнце, включается сопровождение, затем сигнал от Солнца компенсируется сигналом от регулируемого генератора шума опорного канала (ГШП), шкала которого откалибрована в единицах СЕП (т.е. реализуется квазиулевой метод наблюдений). При этом на выходе квадратичного детектора сигнал с частотой модуляции отсутствует. Регистрация $T_a - T_{оп}$ с постоянной времени 0,25 с производится на двухканальном самописце, один из каналов которого в 10 раз чувствительней другого, в результате чего изменение T_a на 10% приводит к отклонению его пера на всю шкалу. С этим пером связан герконовый датчик, включающий магнитофон на запись.

При возникновении всплеска радиоизлучения баланс $T_a - T_{оп}$ нарушается и при 3—5% превышении T_a над $T_{оп}$ включается магнитофон, записывающий сигнал, пропорциональный превышению уровня потока всплеска над предвсплесковым уровнем. Для идентификации записи на самописец и в канал сигнала магнитофона вводятся минутные метки времени.

Обработка полученной записи осуществляется отдельно от процесса наблюдений. Программа первичной обработки обеспечивает синхронизированный ввод

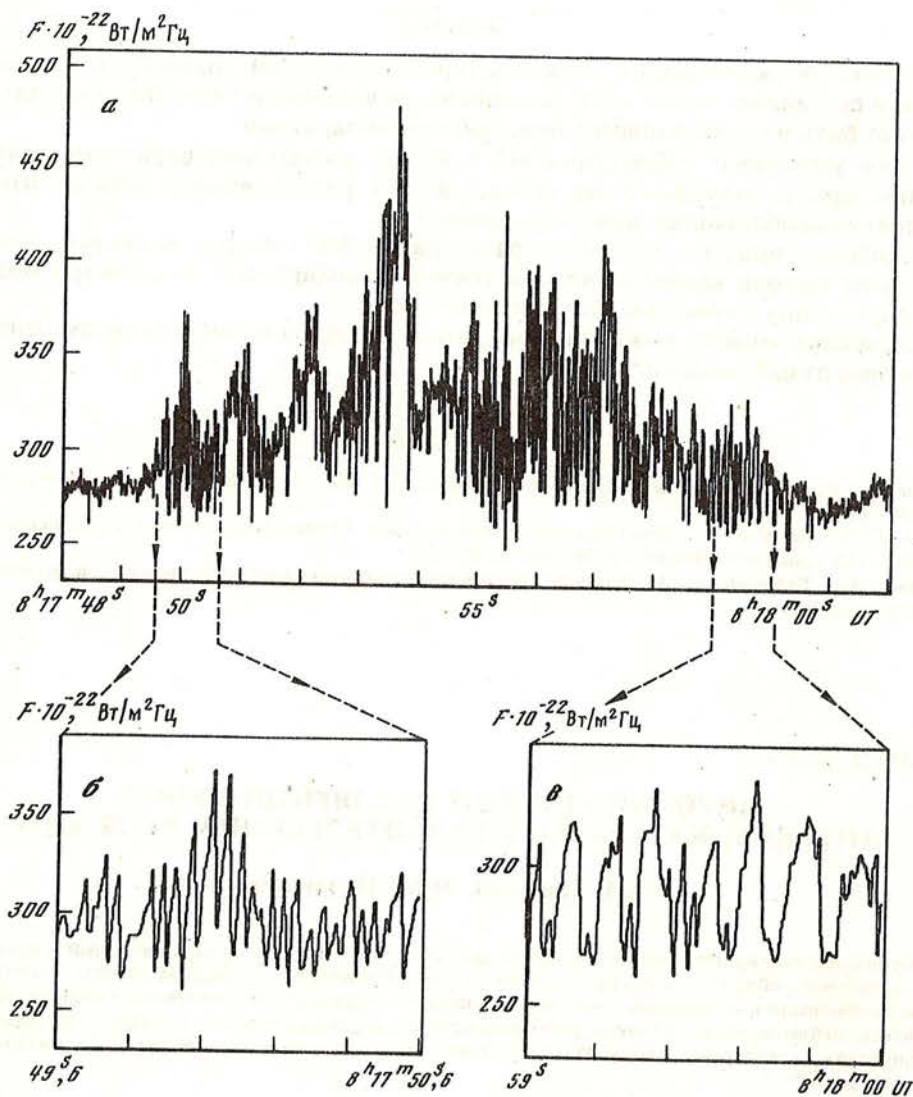


Рис. 2. Пример записи миллисекундных пульсаций радиоизлучения Солнца во время всплеска 12.03.89 г.

аналоговых данных с МЛ, преобразование отсчетов в 9-разрядный код, "синхронное детектирование", возможность визуального просмотра полученного массива на дисплее, вывод выбранного участка записи на графопостроитель, запись на МЛ цифрового массива для хранения и дальнейшей обработки.

Пример записи МС событий, зарегистрированных во время всплеска радиоизлучения Солнца 12 марта 1989 г. показан на рис. 2. Запись производилась при постоянной времени 0,2 мс. Анализ более крупномасштабных участков этой записи (рис. 2, б, в) показывает, что большинство МС событий разрешалось по времени уже при дискретности отсчетов, равной 8 мс.

Выводы

1. Точность регистрации миллисекундных пульсаций солнечного радиоизлучения составляет около 3,5%, определяется шумовыми свойствами сигнала и не может быть улучшена повышением качества аппаратуры.
2. Для успешного наблюдения МС событий достаточно, если температура антенны при ее наведении на Солнце в 5—7 раз превышает эквивалентную температуру собственных шумов приемника.
3. Наиболее простым способом регистрации МС событий является запись сигнала на выходе квадратичного детектора стандартного радиометра модуляционного типа с помощью обычного магнитофона.
4. Обработка записей может производиться на ЭВМ в вычислительном центре независимо от наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Slotje C.* // Radio Physics of the Sun/Kundu M.R., Gergely T.S. (eds). D. Reidel Publishing company, 1980, p. 195—203.
2. *Fu Q., Jin S., Zhao R.* et al. // Rapid Fluctuations in Solar Flares. / Dennis B.R., Orwing L.E., Kiplinger A.L. (eds). NASA Conference Publication 2449, 1987, p. 237—247.
3. *Кузьмин А.Д., Саломонович А.Е.* Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М.: Сов. радио, 1964.

УДК: 520.27; 520.874

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ СКАЛЯРНЫЙ РУПОР АНТЕННЫ КАССЕГРЕНА РАДИОТЕЛЕСКОПА RT-22 КАО

Л.И. Цветков, М.М. Поздняков

Описывается скалярный конический рупор диапазона 3,75—1,75 см, предназначенный в качестве широкополосного облучателя двухзеркальной антенны. Приводятся процедура расчета, конструктивные особенности и компоновка скалярного рупора в основании зеркала антенны. Представляются результаты наблюдений источников радиоизлучения, свидетельствующие о реализации высоких электрических параметров антенны RT-22 КАО при поляризационных измерениях в сантиметровом диапазоне волн.

THE WIDE-BAND CORRUGATED HORN FOR CASSEGRAIN ANTENNA OF THE 22-METER RADIO TELESCOPE OF THE CRIMEAN OBSERVATORY, by L.I. Tsvetkov and M.M. Pozdnjakov. The corrugated conical horn as a wide-band feed at the 3.75—1.75 cm wavelength bands for cassegrain antenna RT-22 is described. The design, manufacturing and installation of the corrugated horn in the antenna system are given. The observational results obtained for the discrete sources of radio emission are presented demonstrating high gain of the electric parameters achieved for polarization measurements at cm-wavelength at the RT-22.

Введение

Скалярные конические рупоры часто применяются в качестве облучателей в антеннах Кассегрена как для спутниковых наземных станций, так и для радиотелескопов. Правильно сконструированный такой рупор может обеспечить осесимметричную диаграмму направленности (ДН) с существенно постоянной шириной. Кроме того, его ДН не содержит первых боковых лепестков и имеет низкий уровень кроссполаризации во всей полосе частот, достигающей октавы. С помощью скалярных рупоров (СР) удается существенно повысить эффективность и снизить шумовую температуру зеркальных антенн [1, 2]. В двухзеркальных

антеннах Кассегрена теоретически с помощью СР можно довести коэффициент использования поверхности (КИП) радиотелескопа до 90% [3]. Известно, что 20-м радиотелескоп в Онсала (Швеция) и 14-м радиотелескоп в Метсахови (Финляндия) оснащены скалярными рупорами миллиметрового диапазона волн с перекрытием по частоте 1,5:1. В нашем случае, при существующей схеме облучения на РТ-22 КАО, возникли дополнительные трудности в реализации СР, так как требовалось вписать его в общую конструкцию радиотелескопа.

Основная цель разработки широкополосного облучателя для РТ-22: повышение эффективности радиотелескопа при поляризационных измерениях в сантиметровом диапазоне волн. Имеющийся в нашем распоряжении облучатель [4], уже не отвечал допустимой величине инструментальной поляризации антенны радиотелескопа РТ-22 [5]. Расчет и проектирование СР велось параллельно с созданием поляриметрического комплекса на волны 3,5; 2,8; 2,25 и 1,95 см [6].

Далее приводится идеология расчета широкополосного скалярного рупора, результаты экспериментальных измерений, описание конструкции и монтажа на антенне, и, наконец, основные параметры антенны РТ-22, оснащенной новым более совершенным облучателем.

Первый экземпляр конического рупора был изготовлен в мехмастерских опытного производства КАО АН СССР. Вторая модификация СР изготовлена в НИРФИ, г. Нижний Новгород, по чертежам, конструкторской документации, выполненной одним из авторов.

1. Процедура расчета и геометрия рупора

Среди множества публикаций, отражающих 25-летний опыт применения скалярных ребристых рупоров, следует отметить две [7, 8]. В [8] подробно описана методика расчета, основанная на обширных теоретических и экспериментальных исследованиях скалярных конических рупоров, имеющих квазипостоянную ширину ДН и низкий уровень кроссполяризационных боковых лепестков в полосе частот 2,1:1. В [7] представлены результаты исследования преобразователей мод колебаний в ребристой структуре рупора при малом угле раскрытия. Преобразователь мод является основным элементом, обеспечивающим двукратное перекрытие по частоте. В данном разделе обращено внимание на принципиальные моменты при расчете широкополосного облучателя для РТ-22 КАО.

Схематическое поперечное сечение ребристого конического рупора представлено на рис. 1, где некоторые обозначения, заимствованные из [7], поясняют его работу в режиме излучения. Рупор возбуждается волной TE_{11} в круглом волноводе. Секция АВ представляет собой конус с гладкими стенками. Далее следует конвертер ВС, преобразующий моду TE_{11} в гибридную моду HE_{11} и переходная секция CD, соединяющая выход конвертера с основной частью ребристого рупора DE. В ребристом рупоре распространяется преимущественно волна HE_{11} с добавлением других типов волн, например, EH_{12} .

Процедура расчета начинается с **ребристой структуры**. Исходя из заданного диапазона частот $f_H = 8$ ГГц и $f_B = 17$ ГГц и с учетом рекомендаций [3] были оценены параметры ребристой структуры в горловине рупора и в апертуре. Из соображений технологичности параметры ребристой структуры основной части рупора были выбраны едиными (см. рис. 1): шаг s равен 9 мм; толщина ребра w равна 2 мм, глубина канавок d последовательно уменьшается.

Для обеспечения широкой полосы частот **радиус раскрытия** должен быть достаточно большим, чтобы фактор апертурной фазовой ошибки Δ был больше, чем половина длины волны на самой низкой рабочей частоте. При этом интенсивность основного лепестка ДН при угле, соответствующем **углу раскрытия** θ_0 , примерно на 15 дБ ниже осевой величины. В антенной системе РТ-22 половинный угол облучения контррефлектора равен $4^\circ,75$ и он должен соответствовать

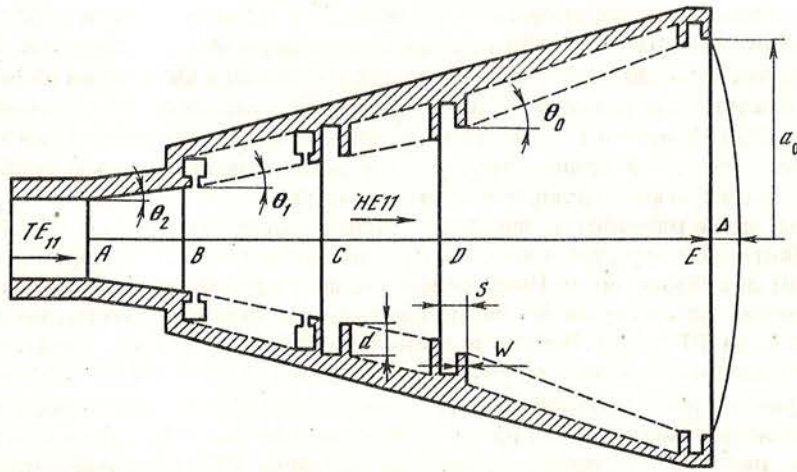


Рис. 1. Схематическое поперечное сечение широкополосного скалярного рупора

уровню ДН облучателя ~ 10 дБ. Согласованные оценки основных параметров рупора и антенны привели к тому, что наиболее подходящими значениями оказались: угол раскрытия $\theta_0 = 6^\circ,5$ и радиус раскрытия $a_0 = 200$ мм. При этом критерий широкополосности на f_{11} не выполняется, так как $\Delta < \lambda_{11}/2$.

Далее осуществляется последовательный расчет секций рупора от горловины до апертуры. Секция АВ обеспечивает согласование входного волновода диаметром 23 мм со входом конвертера мод с помощью плавного конусного перехода с углом θ_2 равным $2^\circ,5$, при увеличении волноводного радиуса на 40%.

Конвертер мод является наиболее критической секцией рупора, так как имеет главное влияние на степень возбуждения нежелательных высоко кроссполаризованных мод колебаний. По рекомендации [7] выбрана конструкция со щелями, нагруженными кольцами, обеспечивающая низкий уровень кроссполаризации. Профиль полостей конвертера мод ВС показан на рис. 1. Размеры полостей изменяются по экспоненциальному закону. Эмпирическая формула для расчета приведена в [8].

Переходная секция CD согласует модовый преобразователь с входным отверстием рупора и объединяет изменение шага и глубины щели ребристой структуры, а также угла $\theta_1 = 4^\circ,5$, который по величине совпадает с углом конвертера и находится в соотношении $\theta_2 < \theta_1 < \theta_0$. Параметры ребристой структуры меняются по линейному закону.

Частотно-независимые характеристики скалярного рупора не в меньшей степени определяются выбором балансной частоты основной ребристой структуры рупора DE. Отношение ширины $(s - w)$ к шагу s в нашем случае близко к оптимальному значению 0,75. Глубина канавок d последовательно уменьшается от 6,6 мм до 6,2 мм в апертуре, причем последнее значение соответствует четверти длины волны на балансной частоте.

Оптимальный фазовый центр рупора располагается на расстоянии, составляющем 12% длины рупора. Однако положение вторичного фокуса антенны радиотелескопа определило смещение фазового центра до величины 25%, которая отмеряется от вершины основного конуса с углом θ_0 .

Следует отметить, что процедура расчета по формулам, приведенным в [7, 8], многократно повторялась для получения согласованных значений по секциям и по общей схеме Кассегрена РТ-22.

2. Диаграмма направленности рупора

Измерения ДН рупора проводились на открытой площадке территории РТ-22 с помощью свипгенераторов диапазона 8—12 ГГц и 12—17 ГГц, детекторных секций и цифрового вольтметра. Измерительный стенд позволял осуществлять поворот рупора относительно вертикальной оси с точностью 10 угл. мин. В качестве излучателей генераторов применялись пирамидальные рупора. ДН измерялось в главных E - и H -плоскостях с дискретом по частоте в 1 ГГц. На рис. 2 приведены нормированные диаграммы направленности в H -плоскости на частотах 9 ГГц; 11 ГГц; 13 ГГц и 15 ГГц. По оси ординат отложено отношение мощностей P/P_{\max} , по оси абсцисс — угол θ в градусах. Из рис. 2 видно, что ДН на частотах 11 и 13 ГГц почти совпадают. Уровни ДН в диапазоне 9—15 ГГц при $\theta = 4^{\circ},75$ (половинный угол облучения гиперболического отражателя РТ-22) составляет 0,15—0,25. Уровни ДН в полосе 9—15 ГГц при $\theta = 6^{\circ},5$, близки к расчетным значениям. Широкополосные свойства скалярного рупора сохраняются практически во всем заданном диапазоне с соотношением частот 2,1 : 1. Ширины диаграммы направленности $\Delta \theta$ в E - и H -плоскостях по уровню 0,5 имеют близкие значения: в полосе 9—17 ГГц отклонения в среднем составляют 7%.

3. Конструкция скалярного рупора, монтаж на антенне и средства защиты

Основные конструктивные характеристики СР следующие: длина — 1790 мм, внешний диаметр 442 мм, вес — 50 кг, материал — сплав Д16. Конструкция СР сборная, состоящая из 20 секций: хвостовая часть (4 секции), представляющая съемный моноблок; посадочная секция; набор из 15 секций двух типоразмеров. Все секции стыкуются между собой фланцевыми соединениями с центрирующим пояском. Количество секций СР и их размеры выбраны из технологических соображений. Секция конвертера имеет конструктивные особенности: она состоит из отдельных элементов в виде шайб специальной конфигурации. Детали конвертера собраны в определенной последовательности в центрирующем цилиндре. Замыкающими элементами конвертера служат фланцы гладкого перехода и ребристой секции. Весь набор элементов конвертера стягивается шпильками. Для обеспечения жесткости рупора при вращении антенны РТ-22, а также для юстировки в конструкции предусмотрены четыре стяжки, которые крепятся одним концом на посадочном фланце, а другим — зажимами на стыке секций в плоскости, располагающейся выше центра тяжести рупора. Крепление СР в сборе на центральной втулке зеркала РТ-22 осуществляется с помощью держателя облучателей. Монтажная сборка скалярного рупора содержит собственно СР, держатель облучателя, посадочный фланец, стяжки и монтажную траверсу. Подъем монтажной сборки с уровня земли осуществляется с помощью полипласта, закрепленного на кабине прямого фокуса РТ-22, с последующим поворотом зеркала по углу места и опусканием сборки на посадочное место.

На рис. 3 показана компоновка СР в основании зеркала радиотелескопа. Плоскость апертуры рупора возвышается над зеркалом на 1536 мм.

Средством защиты от осадков облучателей и приемной аппаратуры, располагающейся в подзеркальной кабине радиотелескопа, является защитный купол (см. рис. 3). Высота его над поверхностью центральной части зеркала 1650 мм. Несущий каркас купола сварной, обшит листовой нержавеющей сталью. Створки купола выполнены из стеклопластика. Плоскость разъема створок имеет замыкающий лабиринт с уплотнением из прорезиненной ткани. Створки купола сбалансированы с помощью противовесов и вращаются независимо друг от друга шестеренно-тросовым приводом под действием авиационного электромеханизма УР10. Привод створок управляется дистанционно с пульта управления РТ-22.

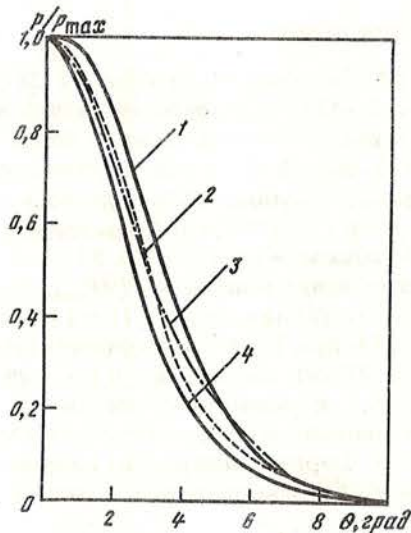


Рис. 2. Нормированные диаграммы направленности скалярного рупора на частотах 9 ГГц (1); 11 ГГц (2); 13 ГГц (3) и 15 ГГц (4)

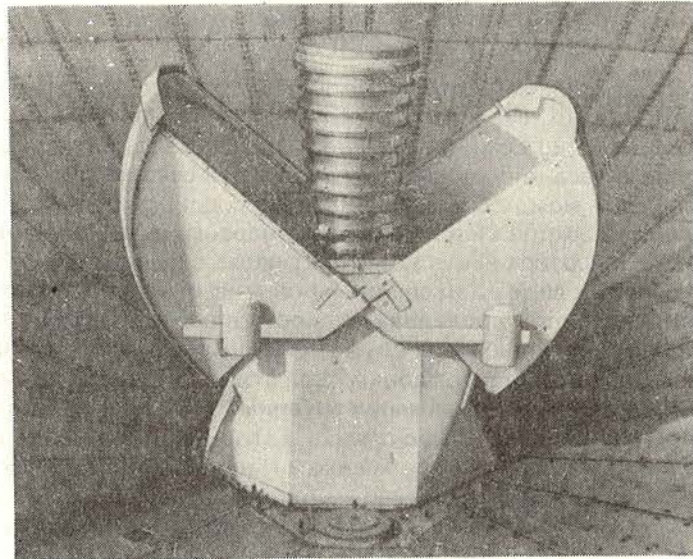


Рис. 3. Компоновка широкополосного скалярного рупора в основании зеркала радиотелескопа

Облучающая система антенны РТ-22 КАО ($D = 22$ м) содержит контррефлектор диаметром 1,5 м, а вторичный фокус системы выбран на расстоянии 0,2 м от вершины параболоида [4]. Расстояние от плоскости апертуры СР до контррефлектора $L \sim 8$ м, таким образом, условие дальней зоны ($L \geq D^2/\lambda$) практически выполняется во всем диапазоне волн 3,75—1,75 см.

4. Параметры антенны радиотелескопа РТ-22 КАО в диапазоне 8—15 ГГц

Для определения физических параметров излучения локальных источников на Солнце требуется знание, в основном, размеров диаграммы направленности антенны радиотелескопа в главных плоскостях, апертурного коэффициента использования поверхности зеркала (КИП) и величины инструментальной поляризации. Указанные параметры антенны были определены по результатам наблюдений радиоизлучения Солнца и дискретных источников. Редуцированные

Таблица 1

Плотности потоков радиоизлучения дискретных источников (в Янских)

Источник	8 ГГц	11 ГГц	13 ГГц	15 ГГц
ЗС 144	560	513	484	464
ЗС 461	514	413	356	318
ЗС 405	202	141	111	93
ЗС 274	48	38	32	28

Таблица 2

Параметры антенны радиотелескопа РТ-22

λ , см	η_1	η_n	$\theta_{0,5}$, угл. мин.	ρ , (%)
3,5	0,57	0,74	6,0	0,05
2,8	0,56	0,72	5,0	0,10
2,25	0,50	0,65	4,1	0,15
1,95	0,49	0,63	3,6	0,19

значения плотности потоков источников в диапазоне 8—15 ГГц помещены в табл. 1.

При измерениях на частоте 13,3 ГГц с помощью радиометра ИРЭ значения плотности потоков источников ЗС 273 и ЗС 84 принимались равными 20 и 30 Ян, соответственно. Результаты измерений на радиополяриметрах [6], выполненные в октябре 1989 г., помещены в табл. 2.

Здесь η_1 — апертурный коэффициент использования параболического зеркала радиотелескопа, измеренный по радиоизлучению дискретного источника ЗС 144, η_n — тот же параметр, но по измерениям всех дискретных источников, в том числе ЗС 273, ЗС 84. $\theta_{0,5}$ (ширина диаграммы направленности антенны) — усредненные значения по измерениям дискретных источников и по наблюдениям локальных источников ($\theta_{\alpha} \sim 1,5$) на диске Солнца, ρ — уровень инструментальной поляризации при сканировании края Солнца, обусловленный кроссполяризационными лепестками диаграммы направленности антенны.

Наиболее точные значения параметров антенны получены на волне 2,25 см: $\theta_{0,5}(H \times E) = 4',04 \times 4',11$; $\eta_n = 0,65 \pm 0,04$, при этом эффективная площадь антенны составила 247 м².

Сравнительный анализ параметров РТ-22, оснащенного облучателем двухзеркального типа [4, 5] и параметров РТ-22, оснащенного широкополосным СР показывает, что диаграмма направленности антенны близка к расчетным значениям на указанных волнах, КИП — достаточно высокий. Например, превышение температуры антенны $T_{ак}$ на волне 3,5 см при наведении ее на источник ЗС 144 равно 33 К при угле места 45°, тогда как по данным [4] на волне 3,34 см $T_{ак}$ составляло 19,8 К. Краевые эффекты, связанные с инструментальной поляризацией при сканировании Солнца [5] уменьшились более чем на порядок. Уровень инструментальной поляризации, обусловленный различием ДН в E - и H -плоскостях, в 2—3 раза меньше на волнах 2,8 и 2,25 см, чем на волне 2,5 см [5]. Антенная температура от спокойного Солнца $T_{а\odot}$ в диапазоне 1,95—3,5 см составляет 9000—12000 К.

Представление о поле рассеяния антенны можно получить из рис. 4, где

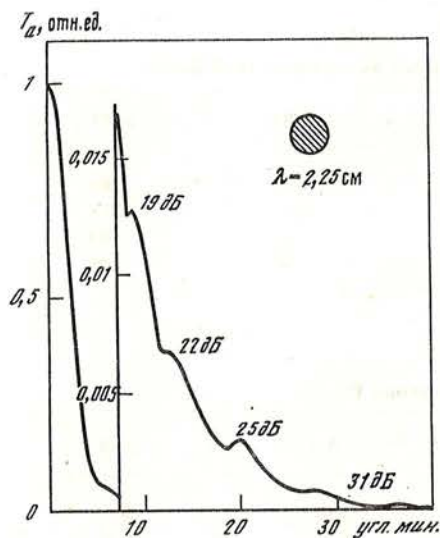


Рис. 4. Фрагменты записи прохождения локального источника на Солнце через диаграмму направленности антенны РТ-22. Заштрихованный круг — сечение диаграммы направленности по уровню 0,5

показана запись скана T_α (в отн. ед.) на волне 2,25 см, выполненная 15.08.89 в 10^h20^m UT, через мощный ($T_\alpha \approx 4 T_{\alpha\alpha}$) локальный источник, расположенный на краю диска Солнца. Вклад от спокойного Солнца вычтен. Уровни первого, второго и т.д. боковых лепестков ДН радиотелескопа указаны в децибелах. Из рис. 4 видно, что поле рассеяния спадает гораздо быстрее (см., например [4]) и уровень 40 дБ достигается при углах $\pm 35^\circ$. Аналогичные расширенные сканы были выполнены на волнах 3,5; 2,8; 2,25 и 1,95 см одновременно в октябре 1989 г. по источнику на краю диска, но меньшей интенсивности. Боковые лепестки были заметны только на волне 3,5 см.

Таким образом, в результате проведенной работы по модернизации системы облучения РТ-22 КАО существенно повышены электрические параметры антенны радиотелескопа в диапазоне 8—17 ГГц и созданы необходимые условия для измерений и полного анализа поляризации космического радиоизлучения.

Авторы приносят глубокую благодарность А.Ф. Бачурину и М.А. Миронову за оказанную помощь в изучении литературы и в измерениях скалярного рупора, а также И.Д. Стрелке за разработку и изготовление электронной схемы управления приводом защитного купола.

ЛИТЕРАТУРА

1. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
2. Нарбут В.П., Хмель В.Ф. Поляризация излучения зеркальных антенн. К.: Вища школа, 1978.
3. Vuchtmeyer S.K. // *Microwaves*, 1973, P. 44—49.
4. Бахрах Л.Д., Григорьева М.И., Ефанов В.А. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*, 1973, Т. 16, № 5, С. 675—679.
5. Цветков Л.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1977, Т. 57, С. 189—198.
6. Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф. // XXI Всесоюз. конф. Тез. докл. Ереван 1989, С. 316—317.
7. James G.L. // *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 1982. Vol. AP—30, N 6. P. 1057—1062.
8. Thomas V.M., James G.L., Greene K.J. // *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 1986. Vol. AP—34, N 6. P. 750—757.

ОБЩИЕ СВОЙСТВА СПЕКТРОВ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРОВ С ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ ЭШЕЛЛЕ

В.К. Прокофьев

Получена общая зависимость, определяющая разрешающую способность спектрометров высокого разрешения с дифракционными решетками эшелле. Проведен анализ этой зависимости, как функции угла блеска решеток эшелле. Регистрируемый в спектрометре интервал длин волн определяется постоянной решетки эшелле (числом штрихов на миллиметр).

GENERAL CHARACTERISTICS OF HIGH RESOLUTION SPECTROMETERS WITH ECHELLE DIFFRACTION GRATINGS, by V.K. Prokofjev. General dependence allowing a determination of high resolution for spectrometers with echelle diffraction gratings is obtained. The dependence has been analysed as a function of blaze angle of echelle gratings. The registered wavelength interval in the spectrometer is determined by a constant of echelle grating (a number of grooves per millimeter).

Введение

Дифракционные решетки эшелле позволяют создавать спектрометры высокого спектрального разрешения сравнительно небольших габаритов. Это особенно ценно для внеатмосферных исследований астрономических объектов в ультрафиолетовой области спектра при установке на ИСЗ оптических телескопов с соответствующими спектрометрами. В практике внеатмосферной астрономии имеется уже некоторый опыт создания и практического использования подобных спектрометров для регистрации спектров в интервалах длин волн 1100—3500 Å.

Так, на международном ультрафиолетовом ИСЗ (IUE), работающем на околоземной орбите уже свыше 10 лет, установлен телескоп с диаметром главного зеркала 45 см и фокусным расстоянием 6,75 м и два спектрометра с дифракционными решетками эшелле для регистрации спектров в двух участках ультрафиолетовой области 1190—1920 Å и 1890—3050 Å. [1]. В этих спектрометрах использованы решетки эшелле со следующими параметрами: для первого интервала эшелле с углом блеска $\gamma = 45^\circ,5$ и числом штрихов $N = 101,9$ штрих/мм; для второго интервала соответственно $\gamma = 48^\circ,1$ и $N = 63,2$ штрих/мм. В качестве коллиматоров применены внеосевые параболические зеркала с $f = 945$ мм; вогнутые дифракционные решетки с $R = 1370$ мм разделяют порядки спектров эшелле и фокусируют получающуюся строчную развертку спектров на экранах телевизионных приемников излучения 25-мм диаметра. Спектры каждого интервала длин волн полностью размещаются на экранах приемников и таким образом регистрируются одновременно. Входные диафрагмы каждого спектрометра круглые, диаметром $\sim 0,1$ мм, что соответствует 3 угл. с. Разрешающая способность составляет у первого $\lambda/\Delta\lambda = 10^4$, а у второго $1,5 \cdot 10^4$.

На космическом телескопе им. Хаббла (КТХ) с диаметром главного зеркала 2,4 м и фокусным расстоянием 57,6 м установлен комплексный дифракционный спектрометр, снабженный 5 плоскими дифракционными решетками и решеткой эшелле с углом блеска $\gamma = 63^\circ,4$ и числом штрихов $N = 316$ штрих/мм. Решетка эшелле предназначена для регистрации небольших участков спектра в интервале длин

волн 1050—3200 Å в пределах 51—18 порядков спектров с высоким спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda = 10^5$ [2].

Все дифракционные решетки и решетка эшелле расположены на поворотной турели, позволяющей вводить в систему спектрометра любую из решеток и наводить на приемник заданный участок спектра с точностью ~ 1,5 угл. с с шагом через 20 угл. с. Коллиматорное зеркало спектрометра — внеосевой параболоид с $f = 1900$ мм; внеосевые параболоидные камерные зеркала фокусируют на приемники спектры от плоских дифракционных решеток. Разведение порядков спектров эшелле и фокусировка их на фотоприемники излучения (с окнами из LiF и CaF₂ и фотокатодами CsJ и CsTe на них) производится вогнутыми дифракционными решетками с радиусом кривизны $R = 2950$ мм, для участка длин волн 1050—1700 Å и $R = 2688$ мм для участка 1700—3200 Å. Из получающегося при этом фотоэлектронного изображения спектров выбранный для исследований порядок спектра магнитным полем фокусируется на диодную линейку длиной 25 мм и шириной 0,4 мм, содержащую 500 диодов размером каждый по 40 мкм с промежутками по 10 мкм.

Спектры различных порядков по своей длине полностью не уменьшаются на поверхности окна фотоприемника, поэтому возможно исследование только отдельных небольших участков этих спектров в пределах 6—20 Å. Наведение на окна фотоприемников (а тем самым и на диодную линейку) других участков спектров производится поворотом турели с решеткой эшелле, отчего изменяются углы падения φ и дифракции φ' ; вследствие этого на фотоприемник приходят другие участки длин волн исследуемых порядков спектров.

Входные диафрагмы спектрометра с угловыми размерами 0,25 и 2 угл. с, что соответствует линейным размерам 0,07 мм и 0,5 мм.

Имея в виду эти два случая, а также возможность других разработок, представляется целесообразным рассмотреть общие свойства спектров решеток эшелле в зависимости от их параметров (угол блеска γ и число штрихов N штрих/мм) и некоторых параметров оптических систем соответствующих спектрометров (размеры входной диафрагмы, фокусные расстояния коллиматора и камеры, размеры приемников излучения).

1. Общие зависимости спектров решеток эшелле

На рис. 1 представлена схема хода лучей света при падении на решетку эшелле. Здесь d — шаг решетки эшелле, N_1 — нормаль к поверхности решетки, b — рабочая грань штриха решетки, N_2 — нормаль к рабочей грани. Угол блеска эшелле γ — угол между нормалью N_1 и N_2 ; φ и φ' — углы падения на решетку и дифракции. Из схемы рис. 1 ясно, что эти углы, особенно угол φ , не могут сильно отличаться от угла блеска γ из-за экранирования угла φ гранями штрихов решетки.

Для расчета спектров решетки эшелле исходным является основное уравнение дифракционной решетки

$$d(\sin\varphi + \sin\varphi') = k\lambda_k.$$

Здесь k — порядок спектра, λ_k — длина волны в спектре k -го порядка. При условии $\varphi = \varphi' = \gamma$ имеем схему, когда свет падает нормально на рабочую грань штрихов решетки, а дифрагированный свет с длиной волны λ_k идет в обратном направлении (автоколлимационная схема). В другом случае, когда углы φ и φ' отличны от угла блеска, может выполняться условие зеркального отражения дифрагированного света максимальной интенсивности, т.е. когда $\varphi - \gamma = \gamma - \varphi'$, что дает $(\varphi + \varphi')/2 = \gamma$ и $(\varphi - \varphi')/2 = \gamma - \varphi'$. В этом случае уравнение решетки можно записать в ином виде:

$$2\sin\gamma \cdot \cos(\gamma - \varphi') = Nk\lambda_k.$$

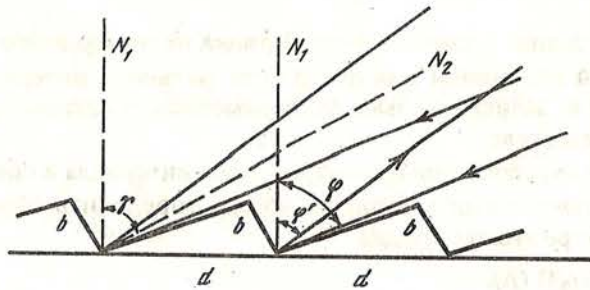


Рис. 1. Схема лучей при падении на рабочие грани штрихов решетки эшелле в случае зеркального отражения

Здесь $N = 1/d$ — число штрихов решетки в 1 мм.

Для центральной длины λ_k с максимальной интенсивностью в спектре каждого порядка k имеем

$$\lambda_k = 2 \sin \gamma \cdot \cos(\gamma - \varphi') / (kN) = A / (kN). \quad (1)$$

Здесь числитель A является постоянной величиной для заданного угла блеска решетки эшелле и угла дифракции φ' . Соотношение (1) показывает, что длины волн λ_k разных порядков k зависят от числа штрихов N , на 1 мм установленной в спектрометре решетки эшелле при заданном угле блеска.

Свободный от наложения других порядков спектральный интервал в пределах k -го порядка $\delta\lambda_k$ определяем из условия

$$\delta\lambda_k = \lambda_{k-0,5} - \lambda_{k+0,5} = \frac{A}{N} - \frac{1}{k^2 - 0,25}.$$

Вводя из (1) длину волны λ_k этого порядка получаем

$$\delta\lambda_k = (\lambda_k - k / (k^2 - 0,25)).$$

Приблизительно, при достаточно больших значениях номера порядка k , можем принять, что

$$\delta\lambda_k = \lambda_k / k. \quad (2)$$

Угловую величину $\Delta\varphi'_k$ свободного спектрального интервала $\delta\lambda_k$ в пределах k -го порядка найдем, дифференцируя основное уравнение дифракционной решетки при постоянном значении угла падения φ

$$\Delta\varphi'_k \cos\varphi'_k = kN\delta\lambda_k,$$

Отсюда находим $\Delta\varphi'_k = (kN/\cos\varphi')\delta\lambda_k$ или, используя (2) и (1), получаем

$$\Delta\varphi'_k = A / (k \cos\varphi').$$

Таким образом, угловая величина спектра k -го порядка не зависит от N — числа штрихов на 1 мм решетки эшелле, а только от угла блеска γ и угла дифракции φ' .

Пусть в оптической системе спектрометра f_2 — фокусное расстояние камеры, разделяющей порядки спектров эшелле и фокусирующей их на приемник излучения, тогда для линейной длины l_k спектра k -го порядка в пределах свободного спектрального интервала имеем

$$l_k = f_2 A / (k \cos\varphi'). \quad (3)$$

Это соотношение дает

$$l_k k = f_2 A / \cos\varphi'. \quad (3a)$$

— произведение длины l_k спектра k -го порядка на номер этого порядка k является постоянной величиной для всего спектрального интервала данного типа спектрометра, т.е. зависит только от параметров спектрометра (f_2 и φ') и угла блеска γ решетки эшелле.

Зная величину $\delta\lambda_k$ свободного спектрального интервала в спектре k -го порядка и длину l_k в спектре этого порядка, можем определить обратную линейную дисперсию в спектре этого порядка

$$\delta\lambda_k/l_k = \lambda_k \cos\varphi' / (f_2 A) \text{ (Å/мм)}. \quad (4)$$

Пусть входная диафрагма спектрометра a , ее изображение с учетом aberrаций оптической системы спектрометра примем равным a' , тогда спектральное разрешение $\Delta\lambda_k$ в спектре k -го порядка

$$\Delta\lambda_k = a' \lambda_k \cos\varphi' / (f_2 A).$$

Отсюда получаем разрешающую способность $\lambda_k/\Delta\lambda_k$ данного спектрометра — величину, характеризующую этот спектрометр:

$$\lambda_k/\Delta\lambda_k = (f_2 A) / (a' \cos\varphi'). \quad (5)$$

Или, используя соотношение (3а), имеем

$$\lambda_k/\Delta\lambda_k = l_k k / a'. \quad (6)$$

Таким образом, разрешающая способность спектрометра с решеткой эшелле зависит от угла блеска этого эшелле и параметров оптической системы спектрометра, но не зависит от числа штрихов используемых решеток эшелле.

В итоге мы получили ряд общих зависимостей (1) — (6), определяющих все элементы спектров различных порядков в спектрометрах с различными типами дифракционных решеток эшелле и общие свойства этих спектров.

Анализ свойств спектров решеток эшелле

Проведем более детальный анализ полученных зависимостей для спектров разных типов дифракционных решеток эшелле в сочетании с оптической схемой спектрометров, для которых примем $f_2 = 1000$ мм, $a' = 0,1$ мм с учетом aberrаций, с решетками эшелле с углами блеска $\gamma = 65^\circ$ и 45° . Рассмотрим два варианта оптических схем этих спектрометров.

1. Схема нормального падения света на рабочие грани решетки эшелле, т.е. $\varphi = \varphi' = \gamma$ (автоколлимационная схема);

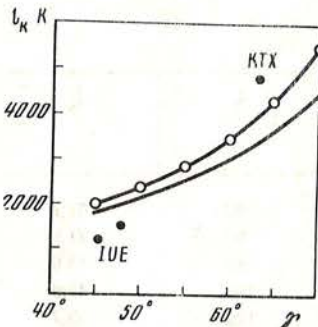
2. Схема с углами падения $\varphi > \gamma$ и дифракции $\varphi' < \gamma$, удовлетворяющими условию $\varphi - \gamma = \gamma - \varphi'$; примем частный случай, когда $\varphi - \varphi' = 10^\circ$.

Остановимся сначала несколько подробнее на свойствах постоянной величины $l_k k$, ее зависимости от углов блеска γ решеток эшелле и от изменений углов падения и дифракции. В табл. 1 приведены значения величины $l_k k$, вычисленные по (3а) для разных углов блеска γ для указанных двух схем спектрометров.

Таблица 1

$\gamma = \varphi = \varphi'$	$l_k \cdot k$	$\varphi' = \gamma - 5$	$l_k \cdot k$
70	5495	65	4430
65	4285	60	3611
60	3464	55	3008
55	2856	50	2539
50	2383	45	2158
45	2000	40	1839

Рис. 2. Зависимость произведения $l_k k$ от угла блеска решеток эшелле



На рис. 2 графически представлен ход значений $l_k k$ в зависимости от угла блеска γ . Верхняя кривая иллюстрирует изменения для первой схемы спектрометра, нижняя — для второй. Дополнительно на рис. 2 показано положение точек для спектрометров КТХ и IUE с учетом указанных ранее реальных величин камерных фокусных расстояний в этих спектрометрах и принятой нами второй схемы с $\varphi' = \gamma - 5^\circ$ (или $\varphi - \varphi' = 10^\circ$), которая ближе всего отвечает реальным оптическим схемам этих спектрометров.

Этот график (и табл. 1) четко показывают, что величина $l_k k$ довольно быстро (до 2,5 раз) растет с увеличением угла блеска γ (в 1,5 раза) и соответственно по (6) растет разрешающая способность спектрометров. Точки, соответствующие спектрометрам IUE, находятся в начале графика и расположены ниже; точка спектрометра КТХ находится в области высоких значений $l_k k$ и соответствует высокой разрешающей способности, равной $\sim 10^5$ при величине изображения входной диафрагмы $a' = 0,05$ мм.

Рассмотрим теперь свойства спектров эшелле в зависимости от числа штрихов на 1 мм N различных решеток эшелле для указанных двух схем спектрометров и двух углов блеска $\gamma = 65^\circ$ и 45° , расположенных на краях графика рис. 2.

В табл. 2 приведен расчет спектров для первой схемы при $\varphi = \varphi' = 65^\circ$ для порядков спектров $k = 40$ до $k = 300$ с шагом через 20 порядков. В табл. 2а — расчет при $\varphi = \varphi' = 45^\circ$ для порядков спектров от $k = 40$ до $k = 300$ с шагом через 20 порядков. В табл. 2а — расчет при $\varphi = \varphi' = 45^\circ$ для порядков спектров от $k = 40$ до $k = 180$ с шагом через 10 порядков. В этих таблицах l_k — линейная длина в мм спектра k -го порядка, λ_k — центральная длина волны для соответствующих порядков и ряда дифракционных решеток эшелле с числом штрихов на 1 мм N равным 100, 75, 50 и 37,5. В табл. 3 и 3а приведены такие же величины для второй схемы, когда $\gamma - \varphi' = 5^\circ$, для решеток эшелле с теми же углами блеска.

Сопоставление этих таблиц приводит к следующим выводам.

1. При переходе от схемы 1 к схеме 2 уменьшается длина l_k спектров каждого порядка. Центральные длины волн λ_k при этом изменяются сравнительно мало, мало изменяется и сводобный спектральный интервал $\delta\lambda_k$ в соответствии с (2), однако существенно падает обратная линейная дисперсия $\delta\lambda_k/l_k$ и спектральное разрешение $\Delta\lambda_k$. В обеих схемах при переходе от решеток эшелле с $\gamma = 65^\circ$ к решеткам с $\gamma = 45^\circ$ существенным образом уменьшается длина l_k спектров (до 2 раз) и снижаются длины волн λ_k соответствующих порядков до 25%. Такова тенденция изменений величин l_k и λ_k при снижении углов блеска решеток эшелле.

Это свойство использовано в спектрометрах IUE, где размеры приемника 25-мм диаметра не позволяют принимать длину спектров больше этого размера. Табл. 3а хорошо иллюстрирует выбор решеток эшелле у этих спектрометров: для области длин волн 1900—1200 Å число штрихов на 1 мм $N = 101,9$ при угле блеска $\gamma = 45,5^\circ$ и для области 3000—1900 Å число штрихов на 1 мм $N = 63,2$ и $\gamma = 48,1^\circ$.

2. В пределах каждой схемы длина волны λ_k существенным образом увеличивается при переходе к меньшим значениям N решеток эшелле, как это следует из (1). При этом существенным образом увеличивается спектральный интервал $\delta\lambda_k$ соответствующего порядка в соответствии с (2) и падает обратная линейная дисперсия $\delta\lambda_k/l_k$ и спектральное разрешение $\Delta\lambda_k$.

Ломанные линии в таблицах отмечают три области спектров, которые обычно выделяют в практике разработки подобных спектрометров для внеатмосферной астрономии:

Таблица 2

$$\gamma = 65^\circ, l_k k = 4289, \varphi = \varphi' = 65^\circ$$

k	l_k	N , штрих/мм, λ_k			
		100	75	50	37,5
40	107,2	4531	6042	9063	12084
60	71,5	3021	4028	6042	8056
80	53,6	2266	3021	4532	6042
100	42,9	1813	2417	3625	4834
120	35,7	1510	2014	3021	4028
140	30,6	1295	1726	2589	3453
160	26,8	1133	1510	2266	3021
180	23,8	1007	1343	2014	2685
200	21,4		1208	1813	2417
220	19,5		1098	1648	2197
240	17,9		1007	1510	2014
260	16,5			1394	1859
280	15,3			1295	1726
300	14,3			1208	1611

Таблица 2а

$$\gamma = 45^\circ, l_k k = 2000, \varphi = \varphi' = 45^\circ$$

k	l_k	N , штрих/мм, λ_k			
		100	50	75	37,5
40	50,0	3535,5	4714	7071	9428
50	40,0	2828	3771	5657	7542
60	33,3	2357	3143	4714	6285
70	28,6	2020	2694	4041	5387
80	25,0	1768	2357	3536	4714
90	22,2	1571	2095	3143	4190
100	20,0	1414	1886	2828	3771
110	18,2	1286	1714	2571	3428
120	16,7	1175	1571	2357	3143
130	15,4	1088	1450	2176	2901
140	14,3	1010	1347	2020	2694
150	13,3		1257	1886	2514
160	12,5		1178	1768	2357
170	11,8		1109	1664	2218
180	11,1		1048	1571	2095

а) область видимого и ближнего ультрафиолетового диапазона с длинами волн $\lambda_k > 3500 \text{ \AA}$;

б) область среднего ультрафиолета в интервале длин волн $3500\text{--}2000 \text{ \AA}$;

в) область коротковолнового ультрафиолета с $\lambda_k < 2000$ и до 1000 \AA .

Такое разделение отвечает интервалам длин волн, принятым в спектрометрах ИУЕ и КТХ.

Размеры приемников излучения, используемые в спектрометрах с решетками эшелле, существенным образом влияют на выбор типа решетки эшелле для регистрации заданного интервала длин волн.

Примем в качестве приемника ПЗС-матрицу размером 20×20 мм для регистрации интервала длин волн среднего и коротковолнового ультрафиолета.

Таблица 3

$$\gamma = 65^\circ, \varphi = 70^\circ, \varphi' = 60^\circ, l_k k = 3611$$

k	l_k	N , штрих/мм, λ_k			
		100	75	50	37,5
40	90,3	4514	6019	9028	12038
60	60,2	3009	4013	6019	8025
80	45,1	2257	3009	4514	6019
100	36,1	1806	2408	3611	4815
120	30,1	1505	2006	3010	4013
140	25,8	1290	1720	2580	3439
160	22,6	1128	1505	2257	3010
180	20,1	1003	1338	2006	2675
200	18,1		1204	1806	2408
220	16,4		1094	1641	2189
240	15,0		1003	1505	2006
260	13,9			1389	1852
280	12,9			1290	1720
300	12,0			1204	1605

Таблица 3а

$$\gamma = 45^\circ, \varphi = 50^\circ, \varphi' = 40^\circ, l_k k = 1839$$

k	l_k	N , штрих/мм, λ_k			
		100	75	50	37,5
40	46,0	3522	4691	7044	9392
50	36,8	2818	3757	5635	7514
60	30,6	2348	3131	4696	6261
70	26,3	2013	2683	4025	5367
80	23,0	1761	2348	3522	4696
90	20,4	1565	2087	3131	4174
100	18,4	1409	1878	2818	3757
110	16,7	1281	1708	2562	3415
120	15,3	1174	1565	2348	3131
130	14,1	1084	1445	2167	2890
140	13,1		1342	2013	2683
150	12,3		1252	1878	2504
160	11,5		1174	1761	2348
170	10,8		1105	1657	2210
180	10,2		1044	1565	2087

Из табл. 3а следует, что в схемах спектрометров с $\varphi = \varphi' = 10^\circ$ для этой цели могут быть взяты решетки эшелле с углом блеска 45° и числом штрихов $N = 75$ штрих/мм для коротковолнового и с $N = 37,5$ штрих/мм для среднего ультрафиолета. Порядки спектров при этом от $k = 100$ и выше.

Если использовать решетку эшелле с $\gamma = 65^\circ$ (табл. 3), то для коротковолнового ультрафиолета подходит решетка с $N = 50$ штрих/мм с порядками спектров от $k = 200$ и выше. В случае решеток с числами штрихов $N = 75$ штрих/мм и $37,5$ штрих/мм для этих двух участков спектров, необходимо уменьшить фокусное расстояние камер спектрометров примерно до $f_2 = 700$ мм, чтобы снизить длины спектра до величины 20 мм. Порядки спектров при этом будут от $k = 130$ и выше.

Выводы

Проведенный анализ спектров, получаемых в спектрометрах с дифракционными решетками эшелле, показывает, что для получения высокого спектрального разрешения в таких спектрометрах необходимо в пределах размеров приемников излучения:

1. Применять решетки эшелле с возможно большими углами блеска, близкими к значению $\gamma = 70^\circ$;
2. Насколько возможно, уменьшать величину изображения a' входной диаграммы, для чего брать фокусное расстояние камеры меньше коллиматорного $f_2 < f_1$, снижать aberrации оптической системы спектрометра, насколько возможно уменьшать размеры входной диафрагмы.
3. Насколько позволяют габариты отведенного для спектрометров объема и размера приемника излучения, увеличивать фокусные расстояния коллиматора и камеры.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Macchetto F.* // *Memorie d.Societa Astron. Italiana.* 1976. Vol. 47. N. 3—4. P. 431—451. 451.
2. *Brandt R.J., Bogges A., Melcher R. et al.* // *The Space Telescope Observatory, Space Telescope Institute.* NASA. 1982. P. 76—105.

УДК 522.2

АХРОМАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ШМИДТА

Г.М. Попов

Разработана теория ахроматической системы Шмидта, корректор которой состоит из двух линз. Изучено несколько систем с корректором из различных стекол; системы имеют диаметр зрачка $D=1$ м при фокусном расстоянии $|f'| = 2$ м и поле зрения до 8° . Показано, что наименьший остаточный хроматизм имеет корректор из стекол ОК1 и К19, который может работать в области спектра от $\sim \lambda 3650$ до $\sim \lambda 23000$ Å. Рассмотрены также системы с корректором из плавленного кварца в сочетании с флуоритом или фтористым литием. Наименьший хроматизм имеют системы с корректором из кварца в сочетании с фтористым литием. Эти системы могут работать в области от $\sim \lambda 2100$ до $\sim \lambda 25000$ Å, что представляет интерес для космических приборов. Поле зрения ахроматических систем Шмидта практически такое же, как и у эквивалентных обычных систем Шмидта.

Achromatic Schmidt systems, by G.M. Popov. A theory of achromatic Schmidt system with twolens corrector is worked out. A few systems with different glasses are investigated. The systems have a corrector diameter $D=1$ m, focal length 2 m and field of view up to 8 degrees. Corrector of glasses ОК1 and К19 has minimum chromatic aberration (secondary spectrum) and can be used within the spectral range $\sim \lambda 3600 - 23000$ Å. Systems with correctors of fused quartz and fluorite or fused quartz and lithium fluorite were investigated, too. Systems consisting of a corrector of fused quartz and lithium fluorite have minimum chromatic aberration and can be used in the range $\sim \lambda 2100 - 25000$ Å as well as for space optics. Achromatic Schmidt system has the same field of view as common Schmidt system.

Введение

Система Шмидта получила широкое распространение в светосильных приборах — астрографы, камерах спектрографов, космических приборов, системах для регистрации ИСЗ и др. Шмидт впервые создал зеркально-линзовую систему (рис. 1), сочетающую высокую светосилу с большим полем зрения при отличном качестве изображения. В системе Шмидта исправлены сферическая aberrация,

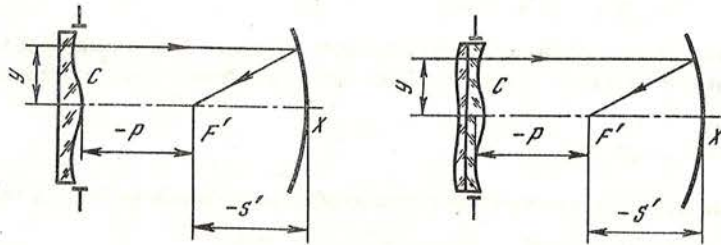


Рис. 1. Оптическая схема классической системы Шмидта

Рис. 2. Оптическая схема ахроматической системы Шмидта

кома и астигматизм; наиболее существенной является кривизна поля, а также полевые aberrации высших порядков, вносимые корректором. При работе в широкой области спектра следует учитывать также и хроматические aberrации, вносимые корректором. Вопрос о хроматических aberrациях, вносимых корректором Шмидта, рассмотрен в [1, с. 269]; изучение этого вопроса показывает, что хроматизм сильно ограничивает полезную спектральную область, в которой может работать система Шмидта. Например, Шмидт, установленный в Бюраканской обсерватории ($D = 1$ м, $A = 1 : 2, 1$) при допустимом диаметре хроматического кружка $\delta'_{\text{хр}} = 0,02$ мм и корректоре, рассчитанном для длины волны $\lambda = 4300 \text{ \AA}$ имеет спектральный диапазон от $\sim \lambda = 3900$ до $\sim \lambda = 4800 \text{ \AA}$, что совершенно недостаточно для работы на сенсibilизированных фотоэмульсиях. Аналогичным недостатком страдает известный "Паломарский Шмидт" ($D = 1, 2$ м, $A = 1 : 2, 4$). Поэтому за рубежом при создании аналога этой системы для австралийской обсерватории [2] была применена ахроматическая коррекционная пластина (рис. 2), склеенная из двух линз, изготовленных из стекол с различными дисперсиями. Наружные поверхности корректора асферические. Применение ахроматического корректора позволило расширить рабочий спектральный диапазон и проникающую силу системы по сравнению с "Паломарским Шмидтом". Достаточно заметить, что предельная проникающая сила возросла с 21 звездной величины у последнего, до 23 звездной величины у "Австралийского Шмидта".

Особо важное значение имеют системы, работающие в широкой области спектра, в космических и стратосферных исследованиях. Естественно, при этом и корректор должен быть изготовлен из материалов, прозрачных для требуемой области спектра (обычно используют плавный кварц, кварцевое стекло, фтористый литий и фтористый кальций (флуорит)).

Теория и методы расчета "ахроматического Шмидта" слабо разработаны, что затрудняет их создание. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

1. Расчет ахроматического корректора

Сечение корректора, изображенного на рис. 2, можно считать состоящим из бесконечно большого числа ахроматических клиньев. Как известно, угол отклонения η клина с малым углом α при вершине определяется выражением

$$\eta = (n - 1)\alpha,$$

где n — показатель преломления клина. Рассмотрим два тонких клина, расположенных вплотную, и найдем условие их ахроматизации. Пусть n_1 — показатель преломления стекла первого клина, n_2 — стекло второго клина; η_1 и η_2 — углы отклонения первого и второго клина соответственно. Запишем отклонения лучей первым и вторым клиньями для длин волн λ_1 и λ_2 света:

$$\eta'_1 = (n'_1 - 1)\alpha_1; \eta'_2 = (n'_2 - 1)\alpha_2, \quad (1)$$

$$\eta''_1 = (n''_1 - 1)\alpha_1; \eta''_2 = (n''_2 - 1)\alpha_2, \quad (2)$$

где одиночный штрих означает, что соответствующая величина рассматривается для λ_1 , двойной штрих — для λ_2 . Условие ахроматизма, очевидно, можно записать так:

$$\eta'_1 + \eta'_2 = \eta''_1 + \eta''_2 = \eta, \quad (3)$$

где η — общее отклонение луча, вносимое обоими клиньями. Или, в явном виде

$$(n'_1 - 1)\alpha_1 + (n'_2 - 1)\alpha_2 = (n''_1 - 1)\alpha_1 + (n''_2 - 1)\alpha_2 = \eta. \quad (4)$$

Отсюда находим

$$\alpha_1/\alpha_2 = -(n'_2 - n''_2)/(n'_1 - n''_1). \quad (5)$$

Иными словами, отношение углов при вершинах для клиньев, образующих ахроматический блок, равно отношению частных дисперсий стекол со знаком минус.

Знак минус указывает, что вершины клиньев направлены в разные стороны. Из (4) и (5) находим

$$\alpha_1 = -\eta v_1 / (v_2 - v_1)(n''_1 - 1), \quad (6)$$

$$\alpha_2 = \eta v_2 / (v_2 - v_1)(n''_2 - 1), \quad (7)$$

где $v_1 = (n''_1 - 1) / (n'_1 - n''_1)$, $v_2 = (n''_2 - 1) / (n'_2 - n''_2)$.

Из (6) и (7) находим также ($\Delta n_1 = n'_1 - n''_1$, $\Delta n_2 = n'_2 - n''_2$)

$$\eta = -(\alpha_1 + \alpha_2)(v_2 - v_1) / (1/\Delta n_1 - 1/\Delta n_2). \quad (8)$$

Отсюда следует, что для увеличения угла отклонения η ахроматического клина следует увеличивать α_1 и α_2 (а также разность коэффициентов дисперсий $v_2 - v_1$), либо уменьшать знаменатель, что достигается выбором стекол. Зная η как функцию y (она равна сферической аберрации корригируемой системы без корректора, т.е. в нашем случае это аберрация вогнутого сферического зеркала), можно получить профили поверхностей ахроматического корректора с высокой точностью. Действительно, предполагая поверхность склейки плоской, можно записать, учитывая, что α_1 и α_2 малые углы:

$$\alpha_1 = dx_1/dy, \quad \alpha_2 = -dx_2/dy, \quad (9)$$

где x_1 и x_2 — профили первой и второй поверхностей корректора. Имеем для бесконечно тонкого корректора

$$x_1 = \int \alpha_1 dy, \quad x_2 = -\int \alpha_2 dy. \quad (10)$$

Здесь углы α_1 и α_2 являются функцией y .

Или, в явном виде

$$x_1 = \int \frac{v_1}{(v_2 - v_1)(n''_1 - 1)} \eta dy, \quad (11)$$

$$x_2 = -\int \frac{v_2}{(v_2 - v_1)(n''_2 - 1)} \eta dy. \quad (12)$$

Заметим, что зависимость $\eta(y)$ для сферического зеркала была получена нами в [3, с. 99]; она имеет вид

$$\eta(y) \cong A_0 y + A_1 y^3 + A_2 y^5 + A_3 y^7 + \dots, \quad (13)$$

где

$$A_0 = 1/P - 2/r, \quad A_1 = \frac{1}{6} (1/P^3 - 2/r^3), \quad (14)$$

$$A_2 = \frac{3}{40} (1/P^5 - 2/r^5), \quad A_3 = \frac{5}{112} (1/P^7 - 2/r^7), \quad (15)$$

где P — расстояние параксиального изображения от центра кривизны зеркала, r — радиус кривизны зеркала.

Выполняя интегрирование в (11) и (12), находим

$$x_1 = \frac{+\tau_1}{(1-n_1)} \left(\frac{A_0}{2} y^2 + \frac{A_1}{4} y^4 + \frac{A_2}{6} y^6 + \frac{A_3}{8} y^8 + \dots \right), \quad (16)$$

$$x_2 = \frac{\tau_2}{(1-n_2)} \left(\frac{A_0}{2} y^2 + \frac{A_1}{4} y^4 + \frac{A_2}{6} y^6 + \frac{A_3}{8} y^8 + \dots \right), \quad (17)$$

где $\tau_1 = v_1/(v_2 - v_1)$, $\tau_2 = v_2/(v_2 - v_1)$.

Для профиля поверхности классической системы Шмидта мы получили выражение [3, с. 99]:

$$x = \frac{1}{1-n} \left(\frac{A_0}{2} y^2 + \frac{A_1}{4} y^4 + \frac{A_2}{6} y^6 + \frac{A_3}{8} y^8 + \dots \right), \quad (18)$$

где n — показатель преломления стекла корректора.

Заметим, что полученные выражения для x_1 и x_2 отличаются от выражения для профиля классической системы Шмидта множителями τ_1 и τ_2 . Очевидно, для уменьшения $|x_1|$ и $|x_2|$ выгодно применять стекла, дающие малые τ_1 и τ_2 , но с большими показателями преломления. При выводе приведенных формул мы пренебрегали толщиной линз, считая их бесконечно тонкими; расчеты хода лучей показали, что введение толщин линз, по крайней мере до одной десятой их диаметра, не вносит aberrаций. Однако, если для бесконечно тонкого корректора центр кривизны зеркала (рис. 1 и рис. 2) находится в вершине асферической поверхности, то для ахроматического корректора конечной толщины он обычно находится внутри корректора, либо вблизи него и точное его положение определяют расчетом хода лучей, добиваясь наилучшего исправления полевых aberrаций.

Расчеты показали, что исправление хроматизма для двух длин волн λ_1 и λ_2 спектра, вообще говоря, не означает исправления хроматизма и для других длин волн, т.е. в системе имеется остаточный хроматизм; это напоминает наличие "вторичного спектра" в объективах — ахроматах. Остаточный хроматизм ахроматического корректора весьма мал, но зависит от выбора стекол, как будет показано ниже.

Хроматизм увеличения, вносимый корректором, как показали расчеты хода лучей, также пренебрежимо мал, впрочем, этого и следовало ожидать, поскольку в параксиальной области корректор является тонким объективом с исправленным хроматизмом положения. Очевидно, что это свойство не изменится, если изменить A_0 — (следовательно, и P) — коэффициент, определяющий параксиальную оптическую силу корректора. Поэтому, меняя P , можно получить

корректоры, хорошо исправленные на хроматизм, но имеющие различные аберрации наклонных пучков, что позволяет влиять на качество коррекции системы вне оси, добиваясь увеличения полезного поля зрения.

Заметим, что поскольку корректор имеет асферические поверхности с обеих сторон, граничащих с воздухом, влияние бликов в системе будет ослаблено; дальнейшее ослабление можно получить, изогнув корректор, т.е. придав ему менискообразную форму, что практикуется и для обычных систем Шмидта. Разумеется, при этом поверхность склейки может оказаться неплоской. Обычный путь борьбы с бликами, просветление линз корректора, затруднителен в широкой области спектра, к тому же просветление не может работать одинаково хорошо в различных участках спектра (что и обуславливает голубой цвет просветленной оптики в отраженном свете).

Кроме того, просветление больших линз технически сложно. Расчет менискообразного корректора с малой кривизной может быть выполнен следующим образом: задавшись радиусом кривизны склейки, (поверхность склейки естественно взять сферической), вычисляем x_1 и x_2 по (16) и (17). Следует, однако, иметь в виду, что x_1 и x_2 в этом случае являются разностями абсцисс точек соответствующей асферической поверхности и поверхности склейки. Заметим, что ряды (16) и (17) на практике обрывают, т.е. используют 2—4 первых члена, поэтому для светосильных систем с большим фокусным расстоянием и повышенными требованиями к качеству изображения следует оценить влияние отброшенных членов (это относится как к ахроматическому, так и к обычному Шмидту). Рассмотрим этот вопрос подробнее.

2. Свойства классической и ахроматической систем Шмидта

Из (16) — (18) следует, что профили поверхностей как обычной, так и ахроматической систем Шмидта определяются выражением в скобках с точностью до постоянного множителя, стоящего перед ними. Поэтому целесообразно рассмотреть коэффициенты A_0, A_1, \dots и найти ошибку (остаточную аберрацию), вносимую пренебрежением тех или иных коэффициентов для систем различной светосилы. Радиус кривизны зеркала r примем равным -2 , т.е. фокусное расстояние системы $f' = -1$. Для определенности нейтральную зону корректора поместим на краю отверстия (входного зрачка). (Нейтральной зоной корректора называют такую зону, при преломлении через которую луч не меняет направления). Согласно Линфуту это обеспечивает лучшее исправление полевых аберраций [1]. В табл. 1 приведены: значения коэффициентов $A_0, A_1, A_2, A_3, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ — остаточная сферическая аберрация (в радианах), Δ — асферичность поверхности в единицах фокусного расстояния для классического Шмидта ($n = 1,5163$, стекло К8), V — относительный фокус (величина, обратная относительному отверстию системы ($V = 1/A$)). Заметим, что ε_1 является остаточной сферической аберрацией системы, когда в (16), (17) и (18) используются только первые два члена ряда (содержащие A_0 и A_1), Δ также относится к этому случаю; ε_2 — соответственно является остаточной сферической аберрацией для более сложного выражения для асферического профиля — когда в (16), (17) и (18) содержатся четыре члена разложения (с коэффициентами A_0, A_1, A_2, A_3). Изучение чисел табл. 1 позволяет сделать следующие выводы.

1. Коэффициент A_0 (влияющий на параксиальную оптическую силу корректора) быстро уменьшается с уменьшением светосилы системы, т.е. параксиальная оптическая сила корректора падает с уменьшением светосилы системы.

2. Коэффициенты A_1, A_2, A_3 также зависят от светосилы системы, но не столь явно, как A_0 ; все они отрицательны, в то время как все $A_0 > 0$; это указывает на то,

Таблица 1

Параметры систем Шмидта различной светосилы; $r = -2$, $f' \equiv -1$.
Нейтральная зона — на краю зрчка

№	A_0	A_1	A_2	A_3	ε_1	ε_2	Δ	V
1	0,054286	-0,0993038	-0,052049	-0,0295069	0,008	0,00053	0,0021	0,81
2	0,0460608	-0,103014	-0,054559	-0,0313945	0,0054	0,00026	0,0016	0,87
3	0,0385558	-0,106456	-0,056927	-0,033204	0,0035	0,00012	0,0012	0,95
4	0,0317542	-0,109633	-0,0591373	-0,0034919	0,0022	0,000054	0,00083	1,03
5	0,0256412	-0,112505	-0,0611777	-0,0365231	0,0013	0,000021	0,00056	1,14
6	0,0202041	-0,115101	-0,063036	-0,0380016	0,00072	0,0000074	0,00036	1,28
7	0,0154316	-0,117403	-0,0647015	-0,0393405	0,00037	0,0000023	0,00021	1,45
8	0,0113140	-0,119407	-0,066165	-0,0405275	0,00017	0,00000057	0,00012	1,69
9	0,00784326	-0,121109	-0,0674171	-0,0415512	0,000069	0,00000011	0,000057	2,02
10	0,00501256	-0,122506	-0,0684515	-0,0424022	0,000022	0,0	0,000024	2,51
11	0,00281647	-0,123596	-0,0692623	-0,0430726	0,0	0,0	0,0000076	3,34
12	0,00195504	-0,124024	-0,0695822	-0,043338	0,0	0,0	0,0000037	4,01

что функции x , x_1 , x_2 , вообще говоря, не являются монотонными, а могут иметь экстремум.

3. Остаточная угловая сферическая aberrация ε_1 имеет недопустимо большую величину в светосильных системах например, при $V = 0,81$ ($A = 1 : 0,81$), $\varepsilon_1 = 0,5^\circ$, но быстро уменьшается с уменьшением светосилы системы, становясь приемлемой при $V \geq 1,6 \div 2$ ($A \leq 1 : 1,6 \div 1 : 2$).

4. Остаточная угловая сферическая aberrация ε_2 существенно меньше, нежели в предыдущем случае и допускает применение весьма светосильных систем — при коротких фокусных расстояниях до $V = 1$ ($A = 1 : 1$) и более.

5. Величина Δ позволяет ориентировочно оценить асферичность корректора, что существенно для технологии его изготовления.

Заметим, что выводы 1—4 справедливы как для ахроматического Шмидта, так и для классического. Поверхности, определяемые двучленной формулой (т.е. содержащей только A_0 и A_1), могут быть изготовлены пневматическим методом, разработанным Шмидтом и затем усовершенствованным Леметром [4].

Из (16)—(18) следует, что профили корректора ахроматического Шмидта x_1 и x_2 могут быть получены из профиля классического Шмидта умножением выражения для x в (18) на постоянный множитель, именно:

$$K_1 = \tau_1(n - 1)/(n''_1 - 1)$$

для первой поверхности ахроматического корректора и

$$K_2 = \tau_2(n - 1)/(n''_2 - 1)$$

для второй поверхности корректора. Аналогично асферичности поверхностей корректора ахроматического Шмидта Δ_1 и Δ_2 могут быть получены умножением Δ на K_1 и K_2 соответственно. Вычисления показывают, что, как правило, для обычных стекол асферичность поверхностей корректора ахроматического Шмидта превышает асферичность корректора классического Шмидта из стекла К8. Это ясно из табл. 2, где даны значения K_1 и K_2 для различных пар стекол, составляющих ахроматический корректор, исправленный для лучей C , F . В верхней строке табл. 2 приведены обозначения марок пар стекол, причем первым является стекло первой (по ходу луча) линзы корректора. Заметим, что пара К8 +

Таблица 2

Значения коэффициентов K_1 и K_2 для пар стекол, пригодных для ахроматического корректора

Коэффициент	K8+Ф1	OK1+K14	OK1+K19	OK1+BK8	OK1+TK12	OK1+TK23	SiO ₂ + CaF ₂	SiO ₂ + LiF
K_1	-2,36	-4,86	-5,24	-5,64	-5,7	-5,06	2,7	2,54
K_2	-1,14	-3,86	-4,21	-4,37	-4,27	-3,56	4,03	4,30

+ Ф1 составлена из наиболее технологических стекол, удобных в обработке. Другим достоинством этой пары является малость коэффициентов (по абсолютной величине) K_1 и K_2 , что обуславливает и сравнительно малые асферичности поверхностей корректора, (асферичность первой поверхности корректора в 2,36 раза превышает асферичность эквивалентного корректора классической системы Шмидта, асферичность второй поверхности — в 1,14 раза).

Пары, содержащие стекло OK1, значительно менее благоприятны в этом отношении, но дают меньший остаточный хроматизм, что ясно из их относительных частных дисперсий. Стекло OK1 обладает также повышенной прозрачностью в ближней ультрафиолетовой области спектра. И, наконец, пары SiO₂ + CaF₂ (т.е. кварцевое стекло + флуорит), а также SiO₂ + LiF (кварцевое стекло + фтористый литий) могут работать в весьма широкой области спектра, ограниченной только поглощением в кварцевом стекле. Как увидим ниже, эти пары обеспечивают также умеренные значения остаточного хроматизма у ахроматического корректора даже при работе в области от $\sim \lambda$ 2100 до λ 25 000 Å, что представляет большой интерес для космических приборов. Рассмотрим результаты расчетов конкретных систем Шмидта с ахроматическим корректором, содержащих пары стекол из табл. 2.

3. Результаты расчетов

Представляется целесообразным рассмотреть ряд ахроматических систем Шмидта с характеристиками ((диаметр входного зрачка (входной зрачок, как обычно, совмещен с корректором), фокусное расстояние, поле зрения), близкими к характеристикам существующих больших телескопов Шмидта, имеющих, как правило, обычный, т.е. неахроматический корректор. Эта работа позволит выбрать систему, превосходящую по своим оптическим качествам системы Шмидта (астрографы), имеющиеся в нашей стране.

Усовершенствование (модернизация) классической системы Шмидта, как очевидно из вышеизложенного, может быть произведена простой заменой классического корректора ахроматическим, что, как правило, не требует ни изменений конструкции, ни замены зеркала. Например, система Шмидта, установленная в Бюраканской обсерватории, имеет диаметр входного зрачка $D = 1$ м при фокусном расстоянии около 2 м и поле зрения 5°. Примем эти данные за основу и рассчитаем ахроматические системы Шмидта с $D = 1$ м, $|f'| = 2$ м и полезным полем зрения не менее 5°, используя пары стекол из табл. 2. Расчет производился следующим образом: сначала по (16) и (17) вычислялись коэффициенты разложения профилей корректора по степеням u , затем вводились конечные толщины в линзы корректора и придавалась ему менискообразная форма с целью уменьшения влияния бликов. Радиус кривизны поверхности склейки для всех систем выбирался равным 20 м. На втором этапе производился расчет системы на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы с целью уменьшения остаточных aberrаций в широкой области спектра и получения нейтральной зоны корректора на краю зрачка.

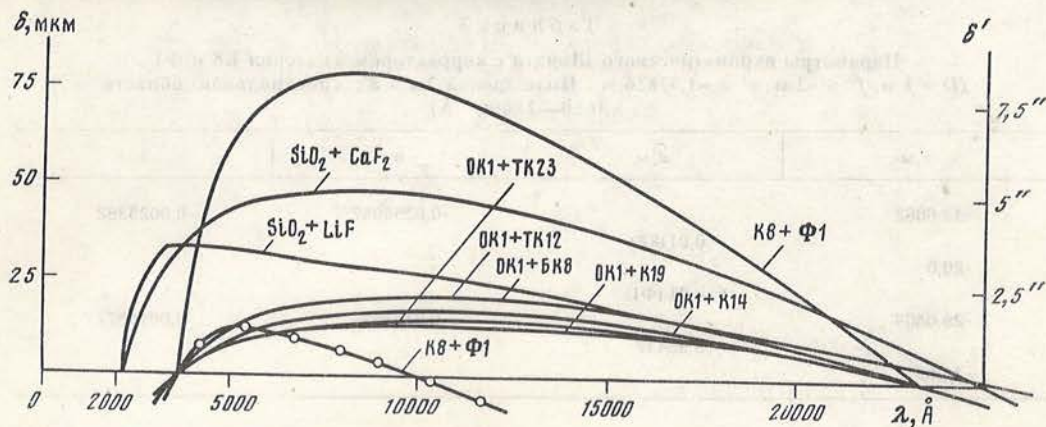


Рис. 3. Зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния на оси от λ для ахроматических систем Шмидта с корректорами из различных пар стекол для D-1 м и А-1:2.

Количество требуемых коэффициентов разложения профилей корректора можно оценить из табл. 1: очевидно, что корректор с поверхностями из двух членов (содержащий только коэффициенты с A_0 и A_1) не обеспечивает требуемого исправления aberrаций для фотографических работ (допустимый диаметр пятна рассеяния $\delta' \leq 0,02$ мм). Корректор с поверхностями, содержащими четыре члена (включая член с A_3), обеспечивает излишне высокое исправление (доли микрометра) сферической aberrации на оси, поэтому мы ограничились тремя членами разложения в (16) и (17), что, как подтвердили расчеты хода лучей, обеспечивает достаточно совершенную коррекцию.

Результаты расчетов даны на рис. 3 для систем, работающих в ближнем ультрафиолете, визуальной (видимой) области и ближней инфракрасной области спектра. Эти системы имеют исправленный хроматизм положения и сферохроматическую aberrацию для λ 3650 и λ 23254 Å (поперечная aberrация менее 1 мкм); сферохроматическая aberrация на краю зрачка для всех длин волн равна нулю, но существует остаточная сферохроматическая aberrация (остаточный хроматизм) на промежуточных зонах зрачка для $\lambda \neq 3650$ и $\lambda \neq 23254$ Å, которая и ограничивает возможности телескопа на оси (рис. 3). Эта aberrация зависит от выбранных пар стекол; пары, представленные в табл. 2 (за исключением K8 + Φ1), дают уменьшенный вторичный спектр в двухлинзовом объективе, а потому можно было предположить, что и в ахроматическом корректоре это свойство будет иметь место, что и подтверждает рис. 3. На рис. 3 δ' — диаметр пятна рассеяния на оси в микрометрах и секундах дуги.

Из рис. 3 следует, что наименьший остаточный хроматизм дают корректоры из стекол OK1 + K19 и OK1 + TK23; впрочем, остальные пары, содержащие OK1, также дают приемлемый хроматизм, поскольку диаметр δ' пятна рассеяния на оси в области λ 3650—23254 Å в этих системах не превышает 0,02 мм. С другой стороны, ахроматический Шмидт, содержащий корректор из наиболее распространенных стекол K8 + Φ1 имеет δ' до 0,08 мм в вышеуказанной спектральной области, что неприемлемо для фотографических работ. Однако из рис. 3 ясно, что пара K8 + Φ1 может применяться в более узком спектральном диапазоне, например, $\sim \lambda$ 3400 ÷ $\pm \lambda$ 14000 Å, при этом диаметр пятна рассеяния будет не более 0,02 мм.

Другой путь — уменьшение масштаба системы, очевидно, что, уменьшив диаметр зрачка и фокусное расстояние в 4 раза (т.е. приняв $D = 0,25$ м, $f' = 0,5$ м), получим систему с приемлемым диаметром пятна рассеяния — менее 0,02 мм во

Таблица 3

Параметры ахроматического Шмидта с корректором из стекол К8 и Ф1
($D = 1$ м; $f' = -2$ м; $s' = -1,97826$ м. Поле зрения $2\omega = 8^\circ$; спектральная область
 $\lambda 3650-25000$ Å)

$r, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	a	b
-42,6062	0,01 (К8)	-0,0256057	-0,0025392
-20,0	0,01 (Ф1)		
-29,0809	3,95437	-0,015459	-0,0014572
-3,98817			

Таблица 4

Параметры ахроматического Шмидта с корректором из стекол ОК1 и К19
($D = 1$ м; $f' = -2$ м; $s' = -1,97806$ м. Поле зрения $2\omega = 8^\circ$; спектральная область
 $\lambda 3650-25000$ Å)

$r, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	a	b
-54,726	0,01	-0,0306282	-0,002988
-20,0	0,01		
-39,046	3,94244	-0,0235443	-0,0022215
-3,98774			

всем спектральном диапазоне ($\lambda 3650 - 23254$ Å). Конструктивные элементы системы, содержащей корректор из К8 + Ф1, даны в табл. 3; параметр системы, имеющей корректор из ОК1 + К19, представлены в табл. 4. Заметим, что для удобства применения универсальной оптимизирующей программы при расчетах на ЭВМ профили 1-й и 3-й поверхностей корректора представлялись в виде (значения x, y, r_1 выражались в метрах).

$$x_1 = y^2/2r_1 + ay^4 + by^6,$$

где r_1 — радиус кривизны поверхности при вершине, a и b — постоянные (величины r_1, a и b находились в процессе оптимизации на ЭВМ). Вторая поверхность (склейка) и зеркало — сферические. В табл. 3 приведены значения r, d — расстояния между вершинами соседних поверхностей (толщины по оси), коэффициенты a и b ; s' — расстояние изображения на оси от вершины зеркала, D — диаметр входного зрачка, f' — фокусное расстояние системы.

Аналогичные параметры даны в табл. 4 (стекла ОК1 + К19). Параметры систем для остальных пар из табл. 2 не приведены из-за экономии места. Заметим, что системы, содержащие стекла из табл. 2, не могут работать в ультрафиолетовой области ($\lambda \leq 3400$ Å) из-за поглощения света в стекле, поэтому мы рассмотрели также две пары: "кварцевое стекло—флуорит" ($\text{SiO}_2 + \text{CaF}_2$) и "кварцевое стекло—фтористый литий" ($\text{SiO}_2 + \text{LiF}$), которые часто применяются в преломляющей оптике, работающей в ультрафиолете. Ахроматический Шмидт для этих пар рассчитывался таким образом, чтобы получить идеальное исправление хроматизма

и сферической аберрации на оси для λ 2144 и λ 25000 Å; аберрация на оси для других длин волн спектра изображена на рис. 3. Из рис. 3 очевидно, что пары "кварц-флуорит" и особенно "кварц-фтористый литий" обеспечивают значительно лучшее исправление хроматизма в системе, нежели пара обычных стекол К8+Ф1, несмотря на более узкую область ахроматизации у последней. Однако сравнение с парами, содержащими стекло ОК1, указывает, что последние обеспечивают лучшую коррекцию (в более узкой области спектра).

Заметим, что остаточный хроматизм резко уменьшается при сужении рабочего спектрального диапазона; например, выполнив ахроматизацию для лучей с λ 3650 и λ 10000 Å и используя пару стекол К8 и Ф1, получим снижение максимума остаточной хроматической аберрации более чем в 6 раз по сравнению с аналогичной системой, содержащей эти же стекла, ахроматизованной для λ 3650 и λ 23254 Å (см. табл. 3 и кривые на рис. 3). Кривая для узкой спектральной области на рис. 3 помечена кружками. Очевидно, что если принять допуск 20 мкм на диаметр пятна рассеяния, то система сможет работать в области λ 3400 \div \pm λ 12000 Å.

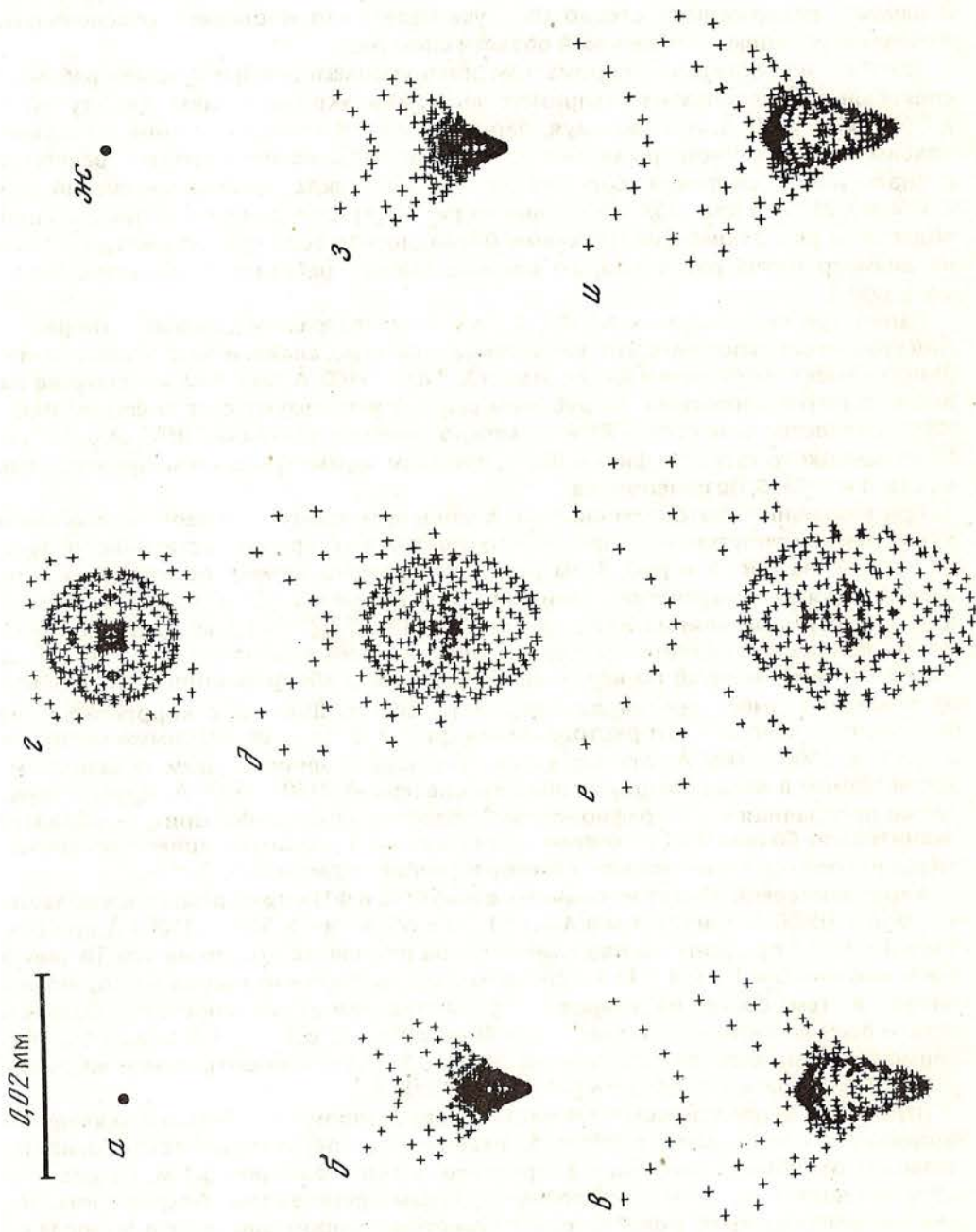
Параметры системы даны в табл. 6, точечные диаграммы для нее — на рис. 4. Для сравнения напомним, что, как указывалось выше, аналогичный классический Шмидт имеет спектральный диапазон λ 3900—4800 Å при том же допуске на диаметр пятна рассеяния. За рубежом широко используют стекла фирмы Шотт (ФРГ); отечественные стекла К8 и Ф1 можно заменить стеклами УВК7 (или ВК7) и F3 из немецкого каталога фирмы Шотт, при этом параметры систем, приведенных в табл. 3 и табл. 6, не изменяются.

При изменении светосилы системы величина максимума кривой остаточного хроматизма меняется нелинейно, что показывают кривые остаточного хроматизма δ' на рис. 5 и рис. 6. На рис. 5 изображены кривые остаточного хроматизма для ахроматических Шмидтов с $D = 1$ м и $A = 1 : 2,5$ ($f' = -2,5$ м); на рис. 6 — аналогичные кривые для $D = 1$ м и $A = 1 : 1,5$ ($f' = -1,5$ м). Очевидно, что форма кривых сохраняется (в первом приближении при изменении светосилы меняется лишь масштаб по вертикали, т.е. диаметр аберрационного пятна). Необычный вид имеет кривая для ахроматического Шмидта с корректором из плавленного кварца и фтористого лития (рис. 3, 5, 6) — ее максимум смещен в область λ 3600—4000 Å; эта пара дает системы с минимальным остаточным хроматизмом в весьма широкой области спектра $\sim \lambda$ 2140 \div 25000 Å. Другая пара, также прозрачная в ультрафиолетовой области, — кварц—флуорит, — обладает значительно большим остаточным хроматизмом, а максимум кривой ее хроматизма находится в красной или же инфракрасной области (рис. 3, 5, 6).

Ахроматический Шмидт из обычных стекол (К8 и Ф1) может работать в области $\sim \lambda$ 3650 \div 10000 Å при $D = 1$ м и $A = 1 : 1,5$ и в области $\sim \lambda$ 3400 \div 15000 Å при $D = 1$ м и $A = 1 : 2,5$ при допуске на диаметр пятна рассеяния 0,02 мм на оси. На рис. 5 ясно, что при $D = 1$ м и $A = 1 : 1,5$ системы с корректором из кварца и фтористого лития, а тем более из кварца и флуорита имеют недопустимо большой остаточный хроматизм; поэтому подобные системы с $A = 1 : 1,5$ целесообразно применять меньшего диаметра — не свыше 0,2—0,3 м при сохранении широкой рабочей спектральной области ($\sim \lambda$ 2140 \div 25000 Å).

Параметры ахроматического Шмидта с корректором из плавленного кварца и фтористого лития даны в табл. 5. Разумеется, современная технология не позволит изготовить заготовки фтористого лития диаметром в 1 м, но диаметр 0,3 м, по-видимому, освоен; подобные системы представляют большой интерес для космических приборов. Система, параметры которой даны в табл. 6, могла бы служить заменой известному Бюраканскому Шмидту, выгодно отличаясь от последнего широкой рабочей спектральной областью.

Заметим, что хроматизм увеличения в ахроматических системах Шмидта неощутимо мал; монохроматические аберрации по полю того же порядка, что и



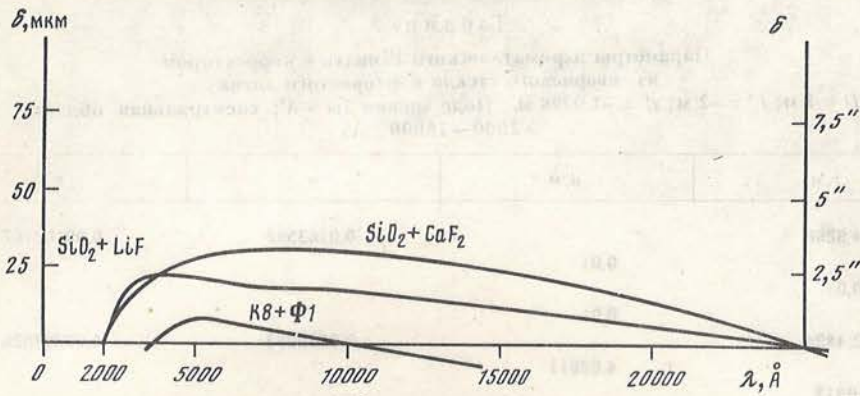


Рис. 5. Зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния на оси от λ для ахроматических систем Шмидта с корректорами из различных материалов для $D=1$ м и $A=1:2,5$

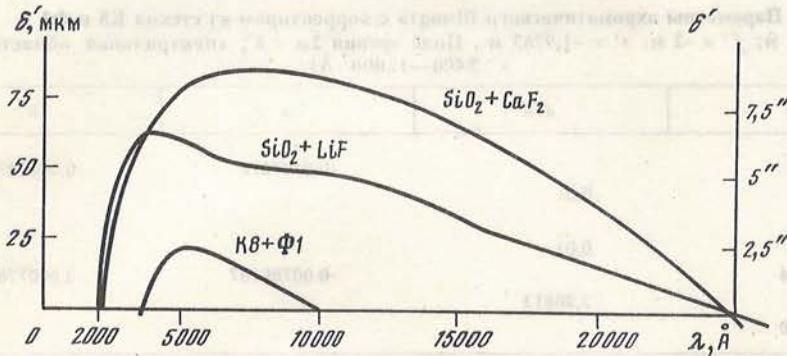


Рис. 6. Зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния на оси от λ для ахроматических систем Шмидта с корректорами из различных материалов при $D=1$ м и $A=1:1,5$

для эквивалентного классического Шмидта, но в отличие от последнего, они мало меняются с изменением длины волны света и почти не зависят от марок стекол корректора. Радиус кривизны поля ахроматического Шмидта равен его фокусному расстоянию, как и в классической системе Шмидта.

Радиус кривизны поверхности склейки корректора является свободным параметром и его значение, наряду с положением нейтральной зоны, может быть использовано для минимизации полевых aberrаций. По-видимому, как показывает зарубежный опыт, нет оснований опасаться ухудшения изображения из-за

Рис. 4. Точечные диаграммы для ахроматического Шмидта ($D=1$ м, $A=1:2$) с корректором из стекол К8 и Ф1 (табл. 5); совмещены лучи с $\lambda 3650\text{Å}$ и $\lambda 10139\text{Å}$ (пятно рассеяния на оси для этих длин волн вырождается в точку)

Диаграммы а, б, в — для $\lambda 3650\text{Å}$; диаграммы г, д, е — для $\lambda 4861\text{Å}$; диаграммы ж, з, и — для $\lambda 10139\text{Å}$. Первый ряд изображений (а, г, ж) — центр поля зрения; второй ряд изображений (б, д, з) соответствует наклону лучей, идущих от звезды, к оси системы на угол $\omega = 0,036$ радиана ($2,06^\circ$); третий ряд (в, е, и) соответствует $\omega = 0,055$ радиана ($3,14^\circ$). Обратить внимание на точное совпадение фигур рассеяния для $\lambda 3650\text{Å}$ и $\lambda 10139\text{Å}$ (это свойство не зависит от стекол, примененных в корректоре). Каждая диаграмма содержит изображения 280 лучей

Таблица 5

Параметры ахроматического Шмидта с корректором
из кварцевого стекла и фтористого лития
($D = 1$ м; $f' = -2$ м; $s' = -1,9798$ м. Поле зрения $2\omega = 8^\circ$; спектральная область
 $\lambda 2000-25000 \text{ \AA}$)

$r, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	a	b
-14,9266		0,0163592	0,00162167
-20,0	0,01		
-12,4824	0,01	0,0289883	0,00292026
-3,9913	4,02611		

Таблица 6

Параметры ахроматического Шмидта с корректором из стекол К8 и Ф1
($D = 1$ м; $f' = -2$ м; $s' = -1,9783$ м. Поле зрения $2\omega = 8^\circ$; спектральная область
 $\lambda 3400-12000 \text{ \AA}$)

$r, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	a	b
-30,663		-0,0167812	-0,00168726
-20,0	0,01		
-23,9044	0,01	-0,00786187	-0,000778243
-3,98819	3,96813		

деформаций корректора при склейке; оставлять линзы несклеенными нецелесообразно из-за потерь света ($\sim 10\%$) и бликов.

В заключение заметим, что ахроматический корректор представляет самостоятельный интерес и может быть применен в системе Райта, системах Шмидт—Кассегрен, а также в системе Ричи—Кретьена с асферическим корректором перед фокусом.

Автор признателен П.П. Добронравину и Н.В. Стешенко за просмотр рукописи и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михельсон Н.Н. Оптические телескопы. Теория и конструкция. М.: Наука, 1976.
2. Vucroeder R., Lynds R. // Conf. the Role of Schmidt Tel. in Astronomy, Hamburg, March 21—23, 1972. P. 127.
3. Попов Г.М. Асферические поверхности в астрономической оптике. М.: Наука, 1979.
4. Lemaire G. // Current Trends in Optics. Edited by F.T. Arecchi and F.R. Aussen, London, 1981.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШАГОВЫХ ПРИВОДОВ НА БАЗЕ ДВИГАТЕЛЕЙ ДВШ В НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧАХ АСТРОПРИБОРОСТРОЕНИЯ

А.Б. Букач, Л.Ф. Злотников

Проведено исследование и сравнительный анализ различных схем управления новыми шаговыми двигателями типа ДВШ. Показано, что эти двигатели могут применяться в ряде задач астроприборостроения. Увеличение числа приборов, в которых могут использоваться двигатели ДВШ, обусловлено их улучшенными техническими характеристиками. Так, у двигателя ДВШ-100 при шаге $\leq 0,45^\circ$ погрешность отработки одного шага составляет $\pm 3'$ для момента нагрузки на валу до 160 Н \times см. При сравнительно небольшой потребляемой мощности приемистость этих двигателей может быть ≤ 1000 шаг/с.

THE IMPLEMENTATION OF STEP-BY-STEP DRIVES ON BASE OF DVSh MOTORS FOR SOME DESIGNS IN ASTROENGINEERING, by A.B. Bukach and L.F. Zlotnikov. The control of update step-by-step drives of DVSh type has been investigated and different control systems have been compared. It is shown, that these motors can be implemented for some designs in astroengineering. The number of instruments with DVSh motors can be increased due to improved technical performances of the drive. The DVSh 100 shows the error ± 3 arc minutes for one step 0.45 degrees and for the load momentum on the driving shaft 160 n cm. At relatively small power input the engine response of these motors may be ≤ 1000 step per second.

В связи с широким внедрением средств автоматизации и вычислительной техники при проведении астрофизических исследований все острее возникает проблема использования исполнительных механизмов. В ряде случаев требуется автоматическое наведение телескопа на заданный объект, часовое ведение телескопа от ЭВМ, сканирование по спектру, ввод и вывод РЛИ, открытие затвора и т.п.

При использовании для этих целей многофазных двигателей переменного тока необходимо применение сложных редукторов. В случае управления такими приборами от ЭВМ требуется создание специального оборудования и обязательно разработка аппаратуры слежения (обратной связи). В значительной мере упростить решение этих задач можно при помощи шаговых приводов. Шаговые двигатели в силу своих известных конструктивных особенностей не нуждаются в редукторах, обратной связи и управляются цифровым кодом.

Однако до настоящего времени шаговые приводы не нашли широкого применения в астроприборостроении по целому ряду причин [1]. Это прежде всего их относительно низкий крутящий момент, механические переходные процессы, возникающие при вращении ротора, а также невысокая скорость вращения. В настоящее время промышленность осваивает новые типы двигателей марки ДВШ с волновым редуктором, которые по своим техническим характеристикам в 5—10 раз превосходят имеющиеся шаговые двигатели типа ШД, ШДР и др.

Нами разработаны схемы управления шаговыми двигателями типа ДВШ, проведено их исследование и сравнительный анализ с целью определения возможности использования в астроприборостроении.

В таблице для сравнения приведены паспортные технические характеристики некоторых двигателей, близких по классу. Двигатели типа ШДР-721 и ШД-4 выпускаются уже сравнительно давно [1], а двигатели ДВШ находятся в стадии освоения нашей промышленностью. Из таблицы видно, что у новых двигателей ДВШ в 6—7 раз меньше шаг, на порядок выше точность отработки шага, в 4—10 раз выше момент нагрузки на валу. Кроме того, они меньше по весу и потребляют меньшую мощность. Но у них есть, судя по паспортным данным, существенный недостаток — невысокая приемистость, т.е. скорость вращения выходного вала по сравнению со старыми типами двигателей меньше.

Известно [1—9], что технические характеристики двигателей можно улучшить,

Основные параметры шаговых двигателей

Тип двигателя	Шаг, град	Точность обработки угла, угл.мин	Момент динамической нагрузки, Н·см	Рабочее напряжение, В	Ток в статическом режиме, А	Приемистость, шаг/с	Число фаз	Масса, кг
ШДР-721	3	±30	6	14	5	600	4	0,5
ШД-4	3	±30	40	24	5	800	3	4,6
ДВШ-50	0,5	±3	60	24	1,5	500	4	0,45
ДВШ-80	0,45	±3	100	24	2	500	4	1,5
ДВШ-100	0,45	±3	160	27	2,5	500	4	3,0

применив более совершенные схемы управления. Обычно типовые схемы управления шаговыми двигателями [3—8] обладают рядом недостатков, обусловленных несколькими причинами. Там, где необходим большой момент на валу двигателя, применяют форсирование, что ведет к усложнению схемы, но не всегда дает выигрыш по приемистости. Наиболее простые по реализации схемы не позволяют улучшить технические характеристики двигателей.

Разработка же таких схем управления, которые, с одной стороны, повысили бы технические характеристики двигателей, а с другой были бы относительно простыми, является актуальной задачей. Представляют несомненный интерес испытания работоспособности таких схем, а также исследование самих приводов с этими схемами. Ниже проведено исследование различных схем, предназначенных для формирования тока в обмотках шаговых двигателей. При разработке схемы ставилась задача увеличить скорость вращения и крутящий момент, обеспечить возможность подключения различных типов ШД, снизить мощность рассеиваемую собственно схемой управления. Для решения поставленной задачи часто применяется схема источника питания обмоток ШД с форсирующим звеном [2, 9] (рис. 1, а). Известно, что для увеличения крутящего момента и скорости вращения необходимо обеспечить резкое нарастание тока в обмотке ШД в момент коммутации фаз. Это достигается с помощью подключения через транзистор VT2 дополнительного источника напряжения U_2 на некоторое время t (рис. 2). Однако вместе с увеличением крутизны фронта тока в обмотке это приводит к значительным искажениям формы токового импульса (рис. 1, б). Этот эффект наблюдается в то время, когда якорь двигателя поворачивается вперед (время $t_1—t_2$) и назад (время $t_3—t_4$). При оптимизации формирующего импульса по длительности t и амплитуде U_2 удалось устранить неэкспоненциальность токового импульса в моменты времени $t_1—t_2$ и значительно уменьшить ее в моменты $t_3—t_4$. Полностью устранить реверсивный толчок якоря удалось лишь при значениях амплитуды U_2 и длительности форсирующего импульса t , близких к нулю. Таким образом, выяснилось, что вышеописанная схема не дает сколь-нибудь значительного улучшения работы ШД. Добиться значительного снижения мощности рассеивания схемы также не удалось.

Избежать недостатков предыдущей схемы можно при использовании для питания обмоток ШД источников стабильного тока. Форма тока в этом случае будет практически прямоугольной, что является оптимальным для питания ШД. Известно [10], что источники с непрерывным регулированием тока имеют весьма низкий КПД. Обычно применяются импульсные источники тока. Были испытаны ключевой и ШИМ источники тока (рис. 3, а). Напряжение, пропорциональное току через обмотку, с резистора R поступает на компаратор K , где сравнивается с опорным.

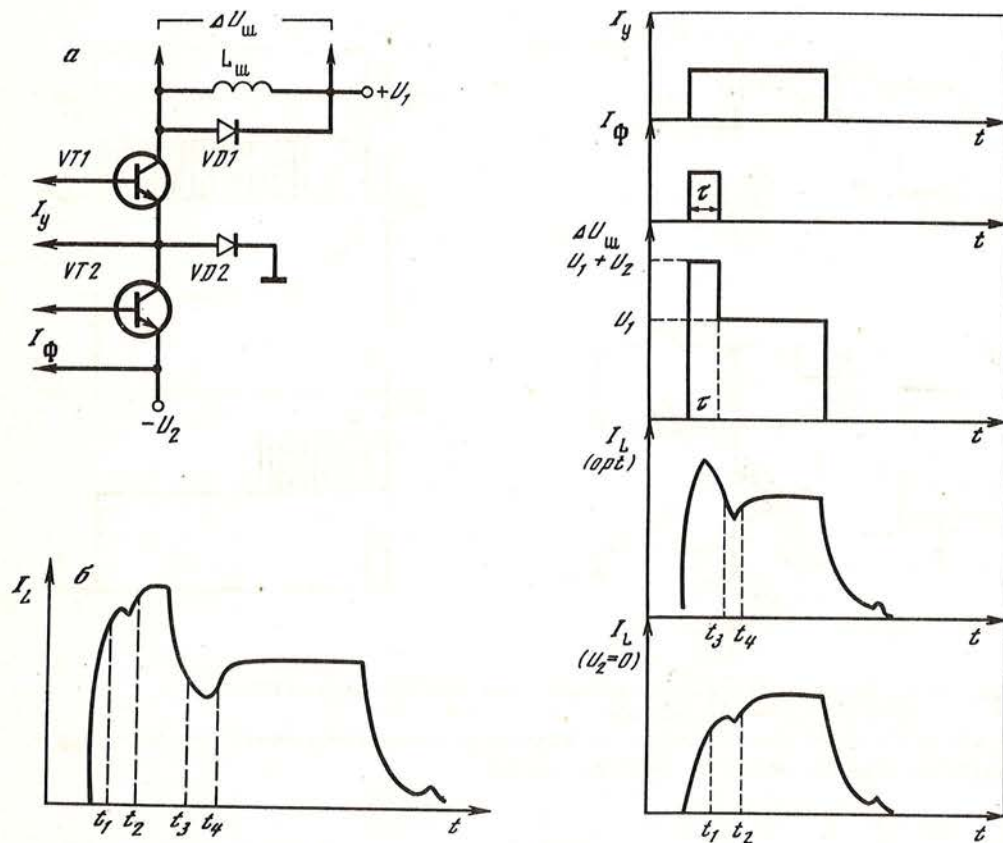


Рис. 1. Функциональная схема источника питания обмоток ШД с форсирующим звеном (а) и типовая форма импульса тока в обмотке ШД (б)

Рис. 2. Осциллограммы токов и напряжений в схеме источника питания обмоток ШД с форсирующим звеном

I_y, I_ϕ — ток запуска фазы и ток запуска форсирования, $\Delta U_{ш}$ — мгновенное напряжение на обмотке, I_L — токи в обмотке, оптимальный (опт) и при нулевом форсирующем напряжении ($U_2 = 0$)

Сигнал с выхода компаратора поступает на устройство управления силовым ключом $У$, которое формирует импульсы базового тока для силового транзистора VT1 согласно ключевой или ШИМ форме стабилизации тока (рис. 4, а—б). Частота следования импульсов для обеих форм стабилизации была выбрана в диапазоне 20—50 КГц. Отмечено, что форма тока I_1 мгновенного $\Delta U_{ш}$ и эффективного напряжения $\Delta U_{эфф}$ на обмотке ШД практически соответствуют оптимальному [1, 2].

Были рассмотрены также усовершенствованные ключевая и ШИМ схемы (см. рис. 3, б). Их отличие от предыдущих импульсных стабилизаторов тока заключается в том, что импульсная цепь компаратор — устройство управления — транзистор VT2 работает только в момент форсирования (см. рис. 4, г). За счет этих изменений удалось повысить КПД на 15—20%. Отмечено, что эффективность импульсных источников тока оказывается тем выше, чем выше собственная индуктивность и, особенно, добротность обмоток ШД. Наблюдалось значительное (в 2—2,5 раза) увеличение крутящего момента при предельной паспортной приемистости, максимальная скорость вращения на холостом ходу возросла на 20—30%. Схемы импульсных источников обеспечивают возможность подклю-

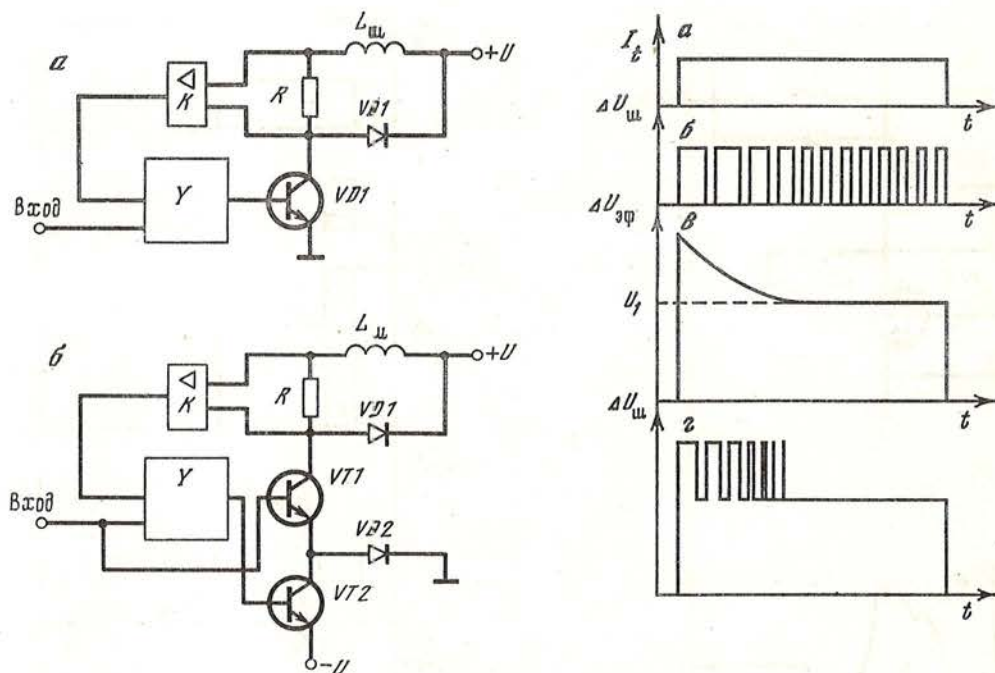


Рис. 3. Функциональные схемы импульсных источников тока для питания ШД

K — компаратор, Y — схема управления

Рис. 4. Осциллограммы токов и напряжений в схемах импульсных источников тока, $\Delta U_{ш}$; $\Delta U_{эф}$ — мгновенное и эффективное напряжение на обмотке ШД

чения различных типов ШД, позволяют легко изменять режим работы ШД (с помощью изменения порога компаратора), имеют низкую рассеиваемую мощность. Недостатками импульсных источников тока является их громоздкость и сложность настройки. Поэтому использование их для управления ШД представляется целесообразным только в тех случаях, когда предъявляются высокие требования к крутящему моменту и приемистости.

Для решения большинства задач астроприборостроения, где нет жестких требований к моторным характеристикам, нами разработан достаточно простой импульсный источник питания обмоток ШД (рис. 5). Из соображений упрощения схемы было решено отказаться от жесткой стабилизации тока. Однако эффективность предложенной схемы осталась достаточно высокой. Источник построен по принципу простого импульсного коммутатора на силовом меза-эпитаксиальном транзисторе КТ819Г, характеризующимся высоким быстродействием и низким напряжением насыщения. Схема формирования отпирающего тока силового транзистора собрана на транзисторах $VT2, VT3$ и формирует отпирающие импульсы с длительностью фронтов не хуже 0,3 мкс. Схема формирования запирающего тока, построенная на транзисторах $VT4, VT5$, предназначена для принудительного рассасывания заряда, накопленного в базе силового транзистора во время насыщенного состояния. Для исключения возможности лавинного пробоя перехода база-эмиттер силового транзистора напряжение рассасывания снижено до 2—3 В. В таком включении транзистор КТ819Г обеспечивает при работе на чисто омическую нагрузку с напряжением 24 В и током до 3 А длительность фронтов не хуже 0,4—0,6 мкс. Для разгрузки силового транзистора в момент разрыва тока применен токоотвод на элементах $C1, R5, VD2$.

С применением токоотвода удалось снизить мощность, рассеиваемую силовым

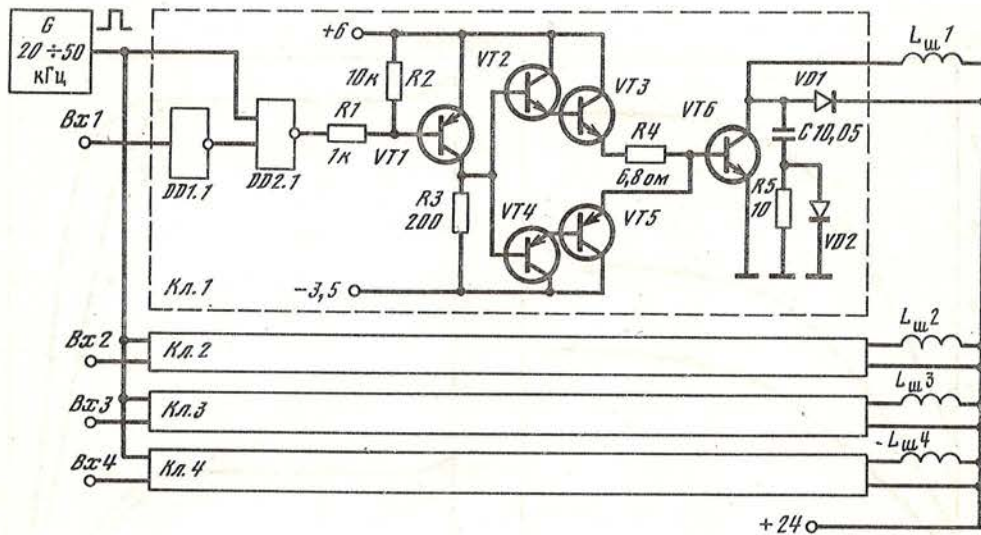


Рис. 5. Принципиальная схема импульсного источника питания ШД. DD1 — К155ЛН1, DD2 — К155ЛА13, VT1, VT4 — КТ361Б; VT2 — КТ315Б, VT3 — КТ815Г, VT5 — КТ814Г, VT6 — КТ819Г, VD1, VD2 — КД213А

транзистором, и значительно снизить вероятность возникновения вторичного пробоя в нем. Было отмечено, что эффективность токоотвода в значительной степени зависит от собственной индуктивности емкости $C1$ и резистора $R5$, поэтому применение высокоиндуктивных резисторов (например проволочных) и емкостей, не рассчитанных на пропускание большой реактивной мощности (например типа КМ), резко снижает положительный эффект от применения токоотвода. Диод $VD1$ необходим для замыкания тока в обмотке ШД на период, когда силовой транзистор закрыт. Для улучшения КПД можно рекомендовать применение в этой цепи диода с барьером Шоттки, например КД219Б. Управление коммутатором осуществляется от генератора с переменной длительностью и частотой следования импульсов G , что позволяет плавно регулировать ток в обмотке ШД в широких пределах. Генератор может быть построен на цифровых микросхемах, например, К155ЛН1, К155ЛА3, К155АГ3. Схема была испытана совместно с двигателями ДВШ-50 и ШДР-721. Параллельно испытывалась схема, рекомендованная заводом-изготовителем. Отмечено увеличение крутящего момента (рис. 6) и приемистости (рис. 7).

Недостатком предложенной схемы, как и недостатком всех импульсных устройств, является необходимость экранировки, во избежание помех, токонесущих кабелей, особенно в случаях, когда ШД находится на значительном удалении от источника питания обмоток. Кроме того, при увеличении длины кабеля значительно ухудшаются параметры системы источник — ШД. Ввиду этого следует всячески уменьшать длину кабелей, соединяющих ШД с источником его питания. Импульсные помехи, создаваемые схемой по питанию, каналу КАМАК и др., весьма незначительны и специальных средств защиты не требуют.

Известно, что во многих задачах астроприборостроения требуется обеспечить быструю остановку ротора двигателя. От длительности дрожания (переходных процессов) ротора зависит, в частности, быстродействие мелкодискретных приводов, например сканеров, фотогидирующих систем и др. С целью определения времени переходных процессов были исследованы два типа шаговых двигателей — ДВШ и ШДР. Исследования проводились по следующей методике.

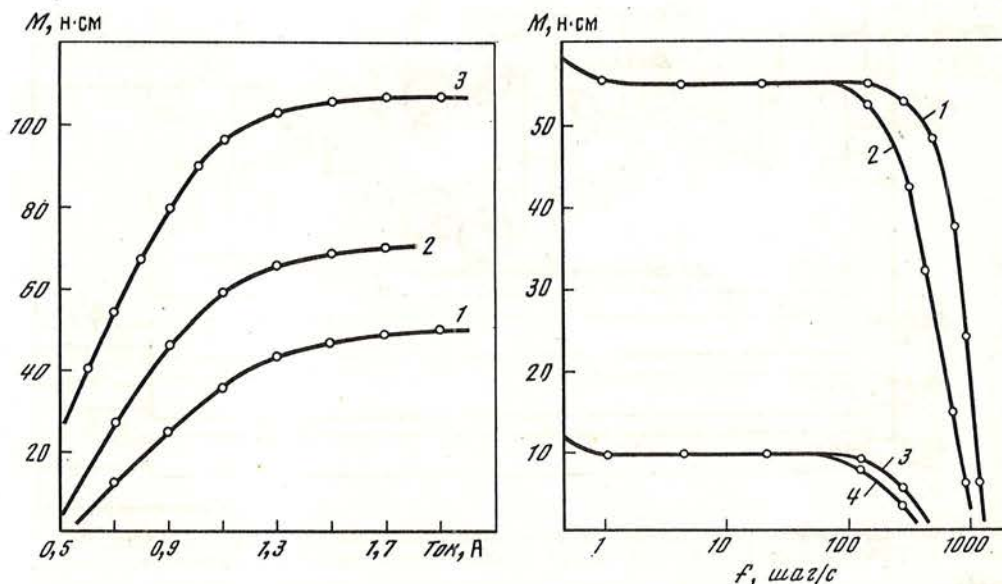


Рис. 6. Зависимость статического момента (кривая 3) и динамического момента (1 — традиционная схема управления, 2 — импульсная схема) двигателя ДВШ-50 от потребляемого тока. Приемистость для кривых 1, 2 — 500 шаг/с

Рис. 7. Зависимость динамического момента от приемистости

Кривые: 1 — для двигателя ДВШ-50 с импульсной схемой управления, 2 — ДВШ-50 с традиционной схемой (ток обмоток при этом 1,2А), 3 — ШДР-721 с импульсной схемой, 4 — с традиционной схемой (ток обмоток при этом 2,25 А)

На ось шагового двигателя насаживался малоинерционный таходатчик, напряжение с которого наблюдалось на осциллографе. В результате исследований было обнаружено что длительность переходных процессов у двигателя ДВШ как минимум в 10 раз ниже, чем у ШДР и не превышает 10 мкс. Отмечено также, что с увеличением нагрузки на валу ШД длительность переходных процессов у ДВШ уменьшается значительно резче, чем у ШДР, и при паспортном моменте (60 Н·см) уже не превышает 3 мкс. Таким образом, можно заключить, что при использовании в мелкодискретных быстродействующих системах двигателей ДВШ можно добиться значительно более высоких характеристик, чем при применении ШДР.

Испытания на точность отработки одного шага и воспроизводимость положения ротора при произвольном числе оборотов ШД проводились по следующей методике. Шаговый двигатель с помощью микрометрического винта поворачивал плоское зеркало на некоторый угол. Механизм поворота зеркала сконструирован таким образом, что оно практически без люфта может перемещаться в некоторых пределах. На зеркало под углом направлялся луч лазера, а отраженный луч на расстоянии нескольких метров рассматривался на экране. Поворот зеркала вызывает смещение луча на некоторое расстояние. Если шаговый двигатель поворачивает зеркало на заданное число шагов в одну сторону, а затем возвращает его в это же положение, то по смещению пятна на экране от начального положения мы можем судить о точности воспроизведения положения зеркала, а значит и о точности отработки шагов двигателем.

Такие испытания проводились при подаче на ШД одного импульса и $\pm n$ импульсов. В результате выяснилось, что ошибка отработки как одного шага, так и серий шагов составляет $\pm 3'$ для ДВШ-50. Как и следовало ожидать, воспроиз-

водимость положения зеркала во всем диапазоне углов оставалась очень высокой и не превышала точности установки одного шага.

Попутно подтвердились ранее полученные результаты о том, что механические переходные процессы ротора у двигателей ДВШ на порядок ниже, чем у старых типов двигателей.

Основные результаты

1. Исследован ряд схем, предназначенных для управления шаговым приводом. Показано, что схема с применением источника тока позволяет на 15—20% повысить КПД схемы, увеличить крутящий момент двигателя в 2—2,5 раза и повысить скорость вращения до 30% по сравнению с типовыми схемами.

2. Разработана универсальная схема управления ШД, позволяющая, при относительно небольшой стоимости оборудования, управлять несколькими типами шаговых двигателей. Эта схема, по сравнению с известными, позволяет увеличить более чем в 1,5 раза момент нагрузки на валу двигателя и повысить приемистость на 20%. Кроме того, эта схема имеет более высокий КПД и не требует введения дополнительных источников питания и токоограничивающих резисторов.

3. Исследованы несколько типов двигателей с целью определения уровня механических переходных процессов. Установлено, что у двигателей с волновым редуктором типа ДВШ переходные процессы на порядок меньше, чем у ранее разработанных двигателей.

4. Определена точность отработки одного шага и исследована воспроизводимость положения ротора разных типов двигателей. Погрешность отработки шага для двигателей ДВШ не превышает $\pm 3'$ при шаге, равном $0,45^\circ$.

Таким образом, в результате проведенных исследований можно сделать заключение о том, что серия двигателей типа ДВШ с разработанной схемой управления может успешно применяться для решения ряда задач в астроприборостроении. Полученные нами выводы могут быть полезны при создании управляемых от ЭВМ телескопов, разработке систем сканирования и в решении других задач, где требуются прецизионные механические перемещения.

Авторы искренне признательны А.Ф. Лагутину за разработку механических конструкций, М.П. Лиморенко и О.Н. Махину за изготовление электронных схем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дискретный электропривод с шаговыми двигателями / Под ред. М.Г. Чиликина. 1971. М.: Энергия.
2. Леоненко Л.И. Полупроводниковые форсирующие схемы. 1974. М.: Энергия.
3. Басиладзе С.Г., Шкуринов А.П. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 63—65.
4. Буртелов В.А., Григорьев С.В. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 66—67.
5. Гордеев В.Н., Шпилевой Б.Н., Южаков А.Н., Якушев А.К. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 231.
6. Коштеев В.В., Кулиджанов Б.К., Лерман Е.Я., Бондаренко П.А. // ПТЭ. 1980. № 2. С. 232.
7. Шпилевой Б.Н., Южаков А.Н., Якушев А.К. // ПТЭ. 1980. № 6. С. 204.
8. Гордеев В.Н., Урбан О.П., Шпилевой Б.Н. и др. // ПТЭ. 1982. № 1. С. 257.
9. Лобач А.К., Пилько Г.В., Скрипник А.Г. // ПТЭ. 1988. № 6. С. 185—186.
10. Источники электропитания радиоэлектронной аппаратуры. / Справочник под ред. Г.С. Найвельта. 1985. М.: Радио и связь. С. 576.

ИНФОРМАЦИЯ

Совещание по спектrophотометрии и фотометрии звезд

С 16 по 20 октября 1989 г. в Крымской астрофизической обсерватории проходило шестое совещание рабочей группы "Спектрофотометрические и фотометрические стандарты и каталоги", организованной в 1983 г. В совещании участвовало около 30 человек из 14 научных учреждений и ВУЗов. Было заслушано и обсуждено 18 докладов и сообщений, которые по тематике можно разделить на четыре группы.

Первая группа — это доклады и сообщения, посвященные наблюдениям по каталожным программам и наблюдениям стандартов.

1. Доклад Л.Н. Князевой "Исследование системы стандартов Алма-Атинского спектrophотометрического каталога". В нем подведены итоги многолетних наблюдений распределения энергии в спектрах β Arg, γ Ori, β Tau, α Leo, η UMa, α Aql и α Reg, которые вместе с α Lug использовались как первичные звездные стандарты. С новым распределением энергии, полученным на основании многочисленных привязок этих звезд к ранее исследованной α Lug, а также непосредственных привязок к лампам, откалиброванным по государственным эталонам, система названных звезд-стандартов фотометрически более однородна чем с прежними данными: замена привязки программной звезды к α Lug на привязку к любой другой стандартной звезде изменяет результат не более чем на 2%, тогда как раньше изменения доходили до 4%. Средняя квадратичная ошибка (СКО) монохроматических освещенностей в видимой области составляет в среднем 1,2%, за исключением γ Ori и η UMa, у которых она равна 2%; в УФ области СКО у всех звезд 2,5%. (Сюда не входит погрешность калибровки ламп в метрологических учреждениях.)

2. Доклад Е.И. Гаген-Торн, сделанный от имени 18 пулковских авторов, "Каталог абсолютного распределения энергии в спектрах звезд в области 3100—10800 Å". Была дана информация о методике и результатах исследования 63 звезд с $V \leq 4^m,0$, проведенного на Араратской станции ГАО АН СССР. СКО составляет 1,5% в области 4000—9000 Å, 3—5% в области 3100—4000 Å и 2% при $\lambda > 9000$ Å. Таблицы спектральных плотностей энергетических освещенностей от исследованных звезд депонированы в ВИНТИ 19.09.88, № 7021—В88.

3. Информация А.В. Миронова об окончании на Тянь-шаньской станции ГАИШ наблюдений всех звезд с $V \leq 7^m,2$ и $\delta > -14^\circ$ (около 15 тыс. объектов) в системе WBVR. Полная обработка наблюдений будет завершена к концу 1989 г., каталог записан на магнитной ленте.

4. Доклад В.Г. Мошкалева, совместный с А.В. Кусапиным и А.В. Мироновым (Тянь-шаньская станция ГАИШ) "Исследование на переменность группы звезд —

первичных стандартов фотометрической системы *WBVR*". Речь шла об охватывающей всю доступную область небесной сферы сетке стандартов. Результаты первоначальных наблюдений этих звезд, выполненных в 1977—1980 гг., опубликованы (Астрон. Циркуляр, 1984. № 1351; *Astrophys. Space Sci*, 1985, V. III. P. 291—323). Повторные наблюдения ряда стандартов 1988—1989 гг. показали, что входящие в их число звезды *HD 221142* и *HD 221829* переменны. Первая относится к типу δ Центавра, период $P = 0^d,07$, амплитуда $\Delta V = 0^m,022$, у второй по тремстам отдельным наблюдениям найдены $P = 0^d,4563$ и амплитуда $0^m,020$, одинаковая во всех полосах системы *WBVR*.

5. Информация Г.Н. Кимеридзе о фотометрических *UBV*-наблюдениях околополярных звезд в Абастуманской обсерватории. Для 55 звезд выполнено около 700 наблюдений; методом В.Б. Никонова получены значения фактора экстинкции. Заканчивается обработка наблюдений.

6. Информация Е.В. Рубан о программе спектрофотометрических работ в ГАО АН СССР. Кроме продолжения собственных наблюдений, предполагается привлечение литературных данных и выведение спектроэнергетических кривых, приведенных к единой энергетической шкале в широком спектральном диапазоне, включая ракетный ультрафиолет и ИК-область.

Вторая группа докладов — аппаратурно-методические

1. В.И. Бурнашев совместно с Б.А. Бурнашевой, Н.И. Меркуловой и Л.П. Метик представили доклад "Быстрые изменения атмосферной экстинкции. Одновременные наблюдения атмосферной прозрачности на разных телескопах". Были продемонстрированы кривые зависимостей фактора экстинкции от времени, полученные в одно и то же время на двух или трех телескопах. Кривые хорошо согласуются, у них совпадает большинство отдельных деталей, соответствующих помутнениям и прояснениям атмосферы, что несомненно свидетельствует о реальности изменений коэффициента прозрачности с амплитудой в несколько процентов и характерным временем 3—7 мин. Эти колебания, наблюдаемые даже в совершенно безоблачные "хорошие" ночи, являются основным препятствием повышения точности фотометрических наблюдений звезд.

2. Л.М. Шарипова в сообщении "Модернизация цифрового телевизионного спектрометра КАО АН СССР", совместном с А.Н. Абраменко и В.В. Прокофьевой, отметила, что с заменой телевизионной передающей трубки стало возможным регистрировать и УФ-область (до $\lambda \approx 350$ нм на менисковом телескопе). Введением специальной призмы исправлены aberrации наклонных пучков. Точность спектрофотометрии повышена за счет более правильного учета фона неба, он теперь записывается для каждого наблюдения звезды.

3. С названным сообщением тесно связано сообщение И.С. Шитюк, совместное с Л.М. Шариповой: "Опыт применения цифрового телевизионного спектрометра для абсолютной спектрофотометрии звезд". Записаны спектры нескольких звезд 10^m — 11^m , членов ассоциации Суг OB-2. Отработана методика сравнения спектров объектов, сильно различающихся по блеску и методика абсолютной калибровки. Открываются перспективы абсолютной спектрофотометрии слабых звезд.

4. Д.И. Шестопалов (Шемахинская АО АН АзССР) рассказали о модернизации звездного спектрометра. Использован монохроматор Сейя-Намиока, для поворота решетки применен шаговый двигатель ШД 711, отлажен блок управления его работой.

5. К.А. Бурлов-Васильев и Ю.Б. Матвеев (ГАО АН УССР) представили доклад "Абсолютная калибровка спектра Солнца в области 300—690 нм. Наблюдения 1988—1989 гг." Наблюдения проводились на станции Терскол (3100 м над у.м.) посредством горизонтального солнечного телескопа с фотоэлектрической регистрацией спектра при непосредственном введении наблюдаемых величин в память ЭВМ. Эталонным источником служит вольфрамовая ленточная лампа. Предусмотрен контроль стабильности оптических свойств атмосферы по методу В.Г. Фесенкова (наблюдения околосолнечного ореола). Проведен тщательный

анализ методических погрешностей, в частности из-за неэквивалентности оптических путей от Солнца и от лампы: наличие прожекторного зеркала в последнем случае, разные углы падения на целостатные зеркала, поляризационные эффекты и т.п. Наблюдения максимально автоматизированы, что позволяет каждый день получать и обрабатывать большие массивы данных. Предварительные результаты наблюдений 1988 и 1989 гг. удовлетворительно согласуются с результатами Неккеля и Лабса (1984 г.), но показано, что в ультрафиолете последние занижены на 4—6%.

6. К методическим можно отнести и доклады И.В. Шпычки (Львовский университет) "Проявление Эффекта Форбса при наблюдениях источника Лебедь X-1" и

7. И.Л. Андропова (Одесский университет) "Алгоритмы и программы для анализа переменных звезд".

Третью группу составляют доклады, особенностью которых является анализ уже созданных каталогов

1. Так, И.Н. Глушнева в совместном докладе с А.В. Харитоновым "Объединенный спектрофотометрический каталог ГАИШ—АФИФ АН КазССР: анализ 180 общих звезд, предлагаемых в качестве вторичных стандартов" рассказала, что из 473 общих звезд в наземных каталогах отобрано 180, у которых монохроматические освещенности, приводимые в каталогах, согласуются наилучшим образом: в области 400—600 нм максимальное различие не более 5% (а во многих случаях значительно меньше). Это звезды разных классов с V от $0^m,5$ до $5^m,5$, они довольно равномерно распределены по небу и могут быть использованы в качестве сетки стандартов. Для многих из них И.Н. Глушнева определила $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$.

2. А.В. Драгунова в сообщении "Зависимость возраст—металличность для рассеянных скоплений и динамических групп", совместном с Л.В. Коротиной и Н.С. Комаровым, рассказала о методе построения названных зависимостей и привела некоторые выводы из них:

а) разброс металличностей для групп данного возраста больше в старых группах и меньше в молодых,

б) звезды одинаковой металличности охватывают широкий диапазон возрастов.

Эти обстоятельства интерпретируются как свидетельство неоднородности межзвездной среды в эпоху образования старых звезд и о постепенном перемешивании ее со временем.

3. В.П. Мережин (ГИПО) в докладе "Вега. Анализ данных наблюдений" отметил ряд противоречий, по его мнению имеющих место в интерпретации различных наблюдений Веги (температура, спектральный класс, показатели цвета и т.д.), обратив внимание, что Вега неудобна как основной звездный стандарт.

К четвертой группе относятся две подробные информации о поездках за границу: А.А. Архарова об экспедиции ГАО АН СССР и ГАО АН УССР в Боливию и И.Н. Глушневой о поездке в Италию по приглашению проф. Л.Е. Пасинетти (Миланский университет). Все доклады оживленно обсуждались.

Совещание одобрило проведенную в обсерваториях работу и подчеркнуло, что выполнение каталожных спектрофотометрических и фотометрических программ и создание надежных звездных стандартов продолжает быть весьма актуальной задачей. Получаемые данные имеют фундаментальный характер, а их ценность будет долго оставаться непреходящей, причем как для собственно астрофизики, так и для решения различных прикладных задач. В связи с этим, а также имея в виду накопленный обсерваториями опыт и ряд результатов, стоящих на уровне мировой науки, совещание отметило, что проблему "Создание надежных спектрофотометрических и фотометрических стандартов и каталогов" нужно рассматривать как одно из важных и перспективных направлений развития отечественной астрономии на ближайшие 10—15 лет.

Председатель рабочей группы

А.В. Харитонов

ХРОНИКА

С января 1989 г. обсерватория участвует в Программе фундаментальных исследований Президиума АН СССР "Нестационарные процессы и энерговыделение космических объектов. Координатно-временное обеспечение страны". На конкурс проектов по Программе было подано 11 предложений, из которых все 11 получили финансирование. Всего в план научно-исследовательских работ обсерватории включено 26 тем.

В 1989 г. проведено избрание по конкурсу заведующих лабораториями. Заведующим лабораторией физики Солнца избрана доктор физико-математических наук Н.Н. Степанян.

Заведующим лабораторией радиоастрономии избран доктор физико-математических наук А.В. Степанов, а лаборатории гамма-астрономии — доктор физико-математических наук А.А. Степанян.

В этом году в обсерватории проходили следующие мероприятия.

В марте было проведено четвертое совещание представителей СССР и ГДР по вопросу создания ультрафиолетового спектрометра для проекта "Спектр-А".

Международное совещание "Наблюдательная гамма-астрономия свехвысоких энергий" состоялась в апреле.

В октябре проведено 6-е совещание рабочей группы "Спектрофотометрические и фотометрические стандарты".

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе ряда совещаний, конференций, семинаров: семинар-совещание "Астрофотография" (Рига); всесоюзная школа наблюдателей по физике Солнца "фотоэлектрические наблюдения и их обработка" (Иркутск); совещание "Звезды с оболочками" (Ленинград, Пулково); симпозиум "Проблема пыли во Вселенной", посвященный 100-летию со дня рождения академика В.Г. Фесенкова (Алма-Ата); совещание рабочей группы "Звездные атмосферы" (Казань); школа СПАК "Физика галактик" (САО); семинар рабочей группы "Солнечная активность"; "Эволюция магнитных полей активных областей Солнца" (Киев); научное совещание рабочей группы "Сбор солнечных данных и прогнозы солнечной активности" (Ленинград); совещание рабочей группы по приборостроению (Ашхабад); совещание "Нестационарные явления в тесных двойных системах" (Тыравере); организационное совещание по наблюдениям ИСЗ (Москва, Астросовет АН СССР); "Третьи Бредихинские чтения" (Ленинград); собрание секции "Радиоизлучение Солнца" (Нижний Новгород); общее собрание совета "Радиоастрономия" при АН СССР (Пушино) и других совещаний по научным и научно-организационным вопросам.

Сотрудники Крымской обсерватории приняли участие в работе следующих международных совещаний и симпозиумов, проходивших в СССР: Симпозиум МАС № 138 "Солнечная фотосфера: структура, конвекция, магнитные поля" (Киев); Симпозиум МАС № 137 "Вспыхивающие звезды в звездных скоплениях, ассо-

циациях и солнечной окрестности" (Бюракан); XXII Европейская конференция молодых радиоастрономов (Харьков).

В 1989 г. в обсерваторию на различные сроки приезжали ученые и специалисты из многих стран мира для проведения совместных работ и их обсуждения для наблюдения на крупных телескопах, на стажировку и для обмена опытом, для общего ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием, тематикой исследований, их результатами и т.п. Всего за год побывало 34 иностранных ученых.

В марте для обсуждения организации совместных внеатмосферных исследований УФ спектров звезд обсерваторию посетили Г. Рубен и Х. Беккер-Росс (ГДР).

В мае для продолжения совместных работ в обсерватории была А. Анталова (ЧССР).

С кратковременными визитами в обсерватории в мае побывали Ж.К. Эну (Франция), Х.М. Антия (Индия), Чень Чжень-Чен, Ван Цзинь-Сю, Чжан Хон-Ци, Жу Дин Ие, Ши Мей-Тинг (КНР), Хименес Мансебо А., Мартинес Пиллет В., Метиас Лопес Д. (Испания).

З.К. Иванова и А.Н. Томов (НРБ) приезжали в мае-июне для обсуждения результатов работ.

В июне для обсуждения результатов наблюдений УФ спектров комет в обсерватории побывал П. Фелдман (США).

Для проведения совместных наблюдений в июле на 1 месяц прибыл в обсерваторию Г. Хакке (ГДР).

Для знакомства с обсерваторией и обсуждения вопросов сотрудничества в июле обсерваторию посетил Ф. Санчес, М. Васкес, П. Альварес (Испания).

В августе-сентябре для проведения совместных фотометрических и поляризационных наблюдений в обсерватории побывал П. Моффат (Канада).

В течение 5 дней в сентябре-октябре в лаборатории радиоастрономии был Фам Ван Тонгшан (КНР) для ознакомления и обсуждения планов сотрудничества.

В октябре с кратковременным визитом был Ж. Делабудиньер (Франция). В октябре в течение недели в обсерватории был Л. Кривский (ЧССР).

В ноябре обсерваторию посетил Т. Монмерли (Франция) для обсуждения проблем активности звезд малой массы.

В декабре в течение 10 дней в обсерватории работала И. Борисова (НРБ).

В течение года на различные сроки для наблюдений на телескопах ЗТШ и АЗТ-11 и обсуждения совместных работ приезжали финские ученые: О. Вилху, Х. Виртанен, С. Линналуото, И. Туоминен, М. Поутанен, И. Хувелин, Л. Етсу.

В течение 1989 г. продолжал обучение в аспирантуре Н. Томов (НРБ).

Ряд сотрудников обсерватории выезжали за границу для участия в международных совещаниях, конференциях, симпозиумах, для проведения совместных работ и т.д.

А.В. Брунс и Д.Н. Рачковский выезжали в Швейцарию в апреле для продолжения работ по эксперименту ФИР по программе "Фобос". С целью продолжения этой работы А.В. Брунс посетил в мае Францию.

В мае В.А. Котов и А.Г. Косовичев приняли участие в работе коллоквиума МАС "Внутреннее строение Солнца", которое проходило во Франции.

В.И. Проник посетил в мае Румынию для участия в XXIII совещании рабочей группы представителей социалистических стран по космической физике.

В июне П.П. Петров, А.Г. Щербаков и И.И. Проник были в Испании и приняли участие в 11-й Европейской астрономической конференции. Н.С. Черных находился в июне в Швеции для участия в международной конференции "Астероиды, кометы, метеоры".

В июле Л.С. Любимков выезжал в США для участия в совещании по Сверхновым звездам.

А.Г. Косовичев и К.В. Парчевский были в июле в ПНР для проведения теоретических исследований в области внутреннего строения Солнца.

В течение месяца (май-июнь) А.Е. Тарасов был в ЧССР, где продолжил совместную работу по изучению Ве звезд.

С.И. Плачинда в июне посетил НРБ для проведения работ по изучению Ар звезд.

А.В. Степанов выезжал в августе в Швейцарию для участия в третьем заседании рабочей группы Европейского комитета солнечных радиоастрономов.

И.С. Саванов в августе был в Нидерландах на совещании "Атомные спектры и силы осцилляторов для астрофизики".

П.Ф. Чугайнов, Т.М. Рачковская и Ю.С. Ефимов в сентябре выезжали в ГДР для участия в совещании "Наблюдения и интерпретация пульсирующих звезд".

А.В. Степанов, Н.С. Нестеров были в конце сентября в Финляндии на советско-финском совещании по радиоастрономии.

А.Г. Щербаков находился в Финляндии в течение двух месяцев (сентябрь-ноябрь) для продолжения совместных работ по активности и магнетизму звезд.

В течение двух месяцев Н.П. Нехаев был в АРЕ для проведения работ по ремонту телескопов.

Ю.С. Ефимов выезжал в октябре в Финляндию для совместных фотометрических и поляризационных исследований звезд.

Р.Е. Гершберг, Н.С. Чуваева, Л.С. Любимков, И.С. Саванов, В.П. Маланушенко были в ноябре в ГДР на совещании "Горячие химические пекулярные и магнитные звезды".

Ю.С. Зыскин, В.П. Фомин находились в течение месяца (ноябрь-декабрь) в Индии для выполнения совместных работ по гамма-астрономии.

А.Г. Косовичев, А.В. Степанов в декабре были на Симпозиуме МАС "Основные плазменные процессы на Солнце" в Индии.

В декабре И.И. Проник выезжала в США на международный коллоквиум "Парные и взаимодействующие галактики".

В.А. Котов, А.Г. Косовичев в декабре посетили Японию для участия в международном семинаре "Прогресс в сейсмологии Солнца и звезд".

В этом году Л.С. Любимков и И.И. Проник защитили докторские диссертации, а С.И. Плачинда — кандидатскую. Подготовил и представил к защите докторскую диссертацию А.Г. Косовичев.

В мае сдан в печать 83-й том "Известия Крымской астрофизической обсерватории", в декабре — настоящий, 84-й том.

Научное издание

ИЗВЕСТИЯ
ордена Трудового Красного Знамени
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Том 84

Утверждено к печати
ордена Трудового Красного Знамени
Крымской Астрофизической обсерваторией

Заведующая редакцией *В.П. Сироткина*
Редактор *Е.В. Попова*
Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*
Технический редактор *Н.М. Бурова*
Корректор *Л.А. Агеева*