

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

---

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLV



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1972

Редакционная коллегия:

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

Известия Крымской астрофизической обсерватории  
Том XLV

*Утверждено к печати  
Крымской астрофизической обсерваторией Академии наук СССР*

Редактор Ю. И. Ефремов. Художественный редактор Н. Н. Власик.  
Технические редакторы П. С. Кашина, В. И. Зудина

Сдано в набор 8/II-1972 г. Подписано к печати 30/VI-72 г.  
Формат 70×108 $\frac{1}{16}$ . Усл. печ. л. 18,9. Уч.-изд. л. 17,7. Тираж 1200 экз.  
Тип. зак. 148. Бумага № 1. Т-08409.

Цена 1 руб. 24 к.

Издательство «Наука». Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука». Москва, Г-99, Шубинский пер., 10



**КРУПНОМАСШТАБНОЕ ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ,  
МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ЯРКОСТИ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА**

С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап

Изучается связь магнитных полей и яркостей с лучевыми скоростями в активных и невозмущенных областях на Солнце. Записи магнитных полей, лучевых скоростей и яркостей проведены в линиях  $\lambda$  5250 Å Fe I,  $\lambda$  6103 Å Ca I и  $H_{\alpha}$  на двойном магнитографе.

Найдено, что максимумы напряженностей в холмах магнитного поля и максимальные яркости в узлах флоккулов совпадают с нулевыми линиями лучевых скоростей. Эта особенность связи движений с магнитными полями наблюдается на разных уровнях атмосферы Солнца и на разных расстояниях от центра диска (вплоть до лимба). Равенство нулю лучевых скоростей в местах максимальных напряженностей поля, вероятно, указывает на то, что газ движется в основном поперек магнитного поля.

THE LARGE-SCALE VELOCITY FIELDS, MAGNETIC FIELDS AND BRIGHTNESS IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap.—

A correlation between the radial velocities, magnetic fields and brightness in active and undisturbed regions on the Sun is studied. The records of magnetic fields, radial velocities and brightness were made in the  $\lambda$  5250 Å Fe I,  $\lambda$  6103 Å Ca I,  $H_{\alpha}$  lines with the aid of double magnetograph.

It is found that statistically the location of the largest longitudinal magnetic fields in the magnetic hills as well as the places of the maximal brightness in the active and quiet regions on the Sun coincide with the neutral lines on the radial velocity field. This correlation between the motions and magnetic fields holds true at the different levels in the solar atmosphere and at the different distances from center of the disc and even quite close to the limb. The fact that the radial velocities are zero in the regions of maximal longitudinal magnetic fields suggests probably that the gas moves across the magnetic lines of force.

**1. Вводные замечания. Материал наблюдений**

В [1—3] нами было показано, что максимальные напряженности холмов магнитного поля, а также максимальные яркости в узлах флоккулов и хромосферной сетки в линии  $K_3$  Ca II располагаются на нулевых линиях лучевых скоростей. По обе стороны от этих участков нулевой линии лучевых скоростей примерно одинаково часто встречаются движения как к нулевой линии, так и от нее. В соответствии с [1—3] находятся исследования [4, 5], согласно которым магнитные узлы лежат на нулевых линиях лучевых скоростей. Результаты [1—5] не соответствуют представлениям о движениях в супергранулах и данным наблюдений [6, 7], где показано, что холмы магнитного поля и узлы хромосферной сетки в  $K_3$  Ca II совпадают с максимальной скоростью опускания газа.

Исследования [1—3] и [7] выполнены по данным наблюдений на магнитографах. Однако в обоих случаях была использована разная методика. Так, в [1—3] на основании измерений больших областей на Солнце строились карты лучевых скоростей, магнитных полей и яркостей, которые затем совмещались. В отличие от [1—3], в [7] делалась большая серия записей магнитного поля, скоростей и яркостей только одного разреза. Затем по всем записям выводились средние распределения скоростей, яркостей и магнитного поля вдоль этого разреза, которые и сравнивались меж-



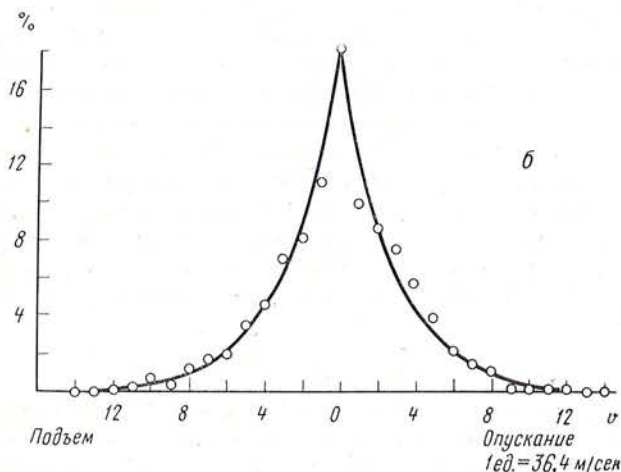
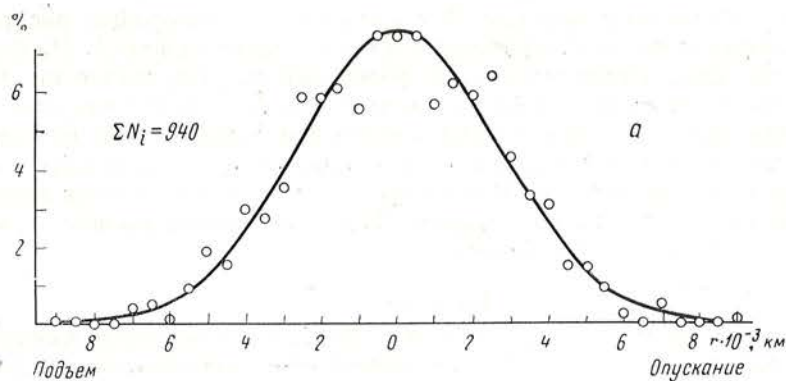
ду собой. Такой метод, конечно, исключает влияние быстро меняющейся составляющей, но он не позволяет установить положение истинного максимума холма магнитного поля или яркости. Напротив, карты, особенно поля скоростей, построенные по записям одной серии, подвержены влиянию быстро меняющейся составляющей. Зато по картам можно точно установить положение максимумов магнитного поля и яркости. Быстро меняющаяся составляющая (составляющая пятиминутных колебаний), как будет видно ниже, не влияет (при большой статистике) на результаты [1—3]. В самом деле, время записи большого участка на Солнце занимает 40—50 м. Независимо от того, как распределены по этому участку области пятиминутных колебаний, они при сканировании будут попадать на щель спектрографа с разными фазами и разными амплитудами. Это приведет к тому, что при большом статистическом материале среднее значение скорости пятиминутных колебаний в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля будет равным нулю.

Здесь мы продолжаем начатое в [1—3] изучение связи между лучевыми скоростями, продольными магнитными полями и яркостями в активных и невозмущенных областях на Солнце. Для изучения этой связи в дополнение к имевшемуся у нас большому материалу наблюдений мы в 1969 г. провели по разным линиям большую серию записей в активных и невозмущенных областях на Солнце. Магнитные поля и скорости записывались в крыльях, а яркости — в центрах линий. Измерения велись на двойном магнитографе [8]. Было получено большое число записей участков в активных областях, находившихся на разных расстояниях от центра диска Солнца (вплоть до лимба), а также участка невозмущенного Солнца вблизи центра диска. Кроме того, мы провели две серии записей магнитных полей, лучевых скоростей и яркостей одного и того же участка невозмущенного Солнца. В каждой из этих серий было получено по семь записей в течение 7 час. Размеры участка в невозмущенной области всегда брались одинаковыми и равными  $190'' \times 160''$ .

При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами разрезов  $6''7$ . Скорость сканирования равнялась  $1''87$  в 1 сек. Ширина и высота входной щели спектрографа составляли  $0,3 \times 1$  мм или  $0,3 \times 0,5$  мм при диаметре изображения Солнца на щели 200 мм. Щели фотометров брались различными при записях в разных линиях [9]. Наблюдения проведены при хороших изображениях. Здесь мы использовали материалы наблюдений для невозмущенных областей — две серии по семь записей каждая в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и отдельные записи в  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I и  $\text{H}_\alpha$ .

## 2. Невозмущенные области

Данные наблюдений мы представили в виде карт. Карты поля скоростей, магнитных полей и яркостей, построенные по одновременным записям в одной линии, совмещались. На картах поля скоростей отмечалось положение максимальных напряженностей в холмах магнитного поля и максимальной яркости в узлах. Обычно максимальная яркость в узлах совпадала с максимальной напряженностью в холмах магнитного поля. Максимальные напряженности в холмах магнитного поля имели величину от 5 *gs* и выше. Холмы магнитного поля с напряженностью 5 *gs* уверенно выделялись из шумов и сохранялись на повторных записях в течение дня. Уже простой просмотр карт показал, что места максимальной напряженности холмов магнитного поля совпадают с нулевыми линиями лучевых скоростей или располагаются вблизи них. В тех случаях, когда максимальные напряженности в холмах магнитного поля не совпадают с нулевой линией лучевых скоростей, они примерно одинаково часто приходятся и на области с опусканием газа, и на области с подъемом газа.



Фиг. 1. Распределение по расстояниям (а) и скоростям (б) для невозмущенной области вблизи центра диска по данным измерений в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I

По оси ординат отложено число случаев в процентах;

$r$  — кратчайшее расстояние от места максимальной напряженности в холмах магнитного поля до нулевой линии лучевых скоростей,  $v$  — величина скорости в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля

Для детального изучения этой связи мы по картам измеряли кратчайшее расстояние от точки максимальной напряженности холма магнитного поля до ближайшей нулевой линии лучевых скоростей. Одновременно определяли величину и направление скорости в каждой точке максимальной напряженности поля. На основании полученных данных строили распределения: 1) частоты появления максимальной напряженности в холмах магнитного поля в зависимости от величины кратчайшего расстояния до нулевой линии лучевых скоростей (распределение по расстояниям); 2) частоты появления максимальных напряженностей в холмах магнитного поля в зависимости от величины скорости в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля (распределение по скоростям). При построении распределений по расстояниям и скоростям учитывалось направление скорости.

Распределения по расстояниям и скоростям мы сначала построили по одной серии из семи последовательных записей одного и того же участка на Солнце и отдельно по второй из семи записей другого участка. Обе серии записей были сделаны в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I. Так как один и тот же холм магнитного поля регистрировался по семь раз, очевидно, все эти распределения усреднены по семи записям. Сравнение обоих распределений по расстояниям показало, что они тождественны. Тождественными также были



и распределения по скоростям. Поэтому мы соответствующие распределения объединили попарно и результаты представили на фиг. 1. На фиг. 1, *a* кружками дано распределение по расстояниям, полученное по данным измерений обеих серий записей в линии  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I. Случаи, когда места максимальной напряженности холмов магнитного поля совпадали с областями опускания газа, отложены справа, а когда совпадали с областями подъема газа — слева. Полное число случаев, по которым построены распределения, указано на фигурах. Сплошная кривая на фиг. 1, *a* соответствует распределению Гаусса

$$f(r) = Ae^{-\frac{(r-r_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1)$$

со значением параметров  $r_0 = 0$  и  $\sigma = 2600 \text{ км}$ . Особенно примечательно то, что распределение на фиг. 1, *a* симметрично относительно нуля, т. е. нулевой линии лучевых скоростей. Для симметричного относительно нуля распределения среднее значение равно нулю. В нашем случае равно нулю среднее значение кратчайшего расстояния от точки максимальной напряженности в холмах магнитного поля до нулевой линии лучевых скоростей. Отсюда можно заключить, что наиболее вероятное положение максимальных напряженностей холмов магнитного поля совпадает с нулевой линией лучевых скоростей. Среднее квадратичное отклонение, характеризующее флуктуацию величины, равно  $(\Delta r^2)^{1/2} = \sigma = 2600 \text{ км}$ . Распределение по скоростям приведено на фиг. 1, *б*. Справа от нуля отложены случаи, когда максимальные напряженности холмов поля совпадали с местами опускания газа, а слева — с подъемом газа. Кружками на фиг. 1, *б* нанесены данные наблюдений, через которые сплошной линией проведена кривая

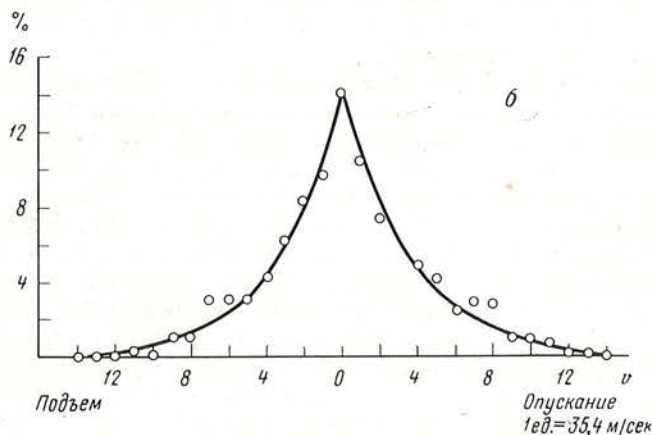
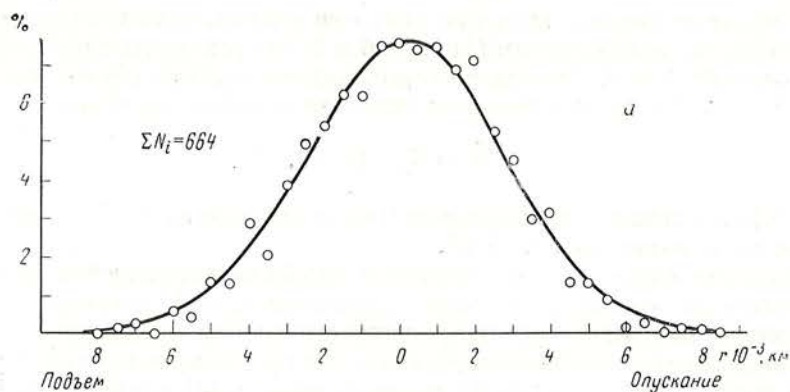
$$\varphi(v) = Be^{-\frac{|v-v_1|}{v_0}} \quad (2)$$

со значением параметров  $v_1 = 0$  и  $v_0 = 102 \text{ м/сек}$ . Как и распределение по расстояниям, распределение по скоростям симметрично относительно нуля, т. е.  $v = 0$ . Симметрия относительно  $v = 0$  распределения по скоростям — следствие симметрии распределения по расстояниям с учетом того, что скорости подъема и опускания газа в невозмущенной атмосфере примерно одинаковы [10—12]. Так как распределение по скоростям симметричное, то среднее значение скорости равно нулю ( $\bar{v} = 0$ ). Таким образом, как следует из выражения (2), наибольшее число максимумов напряженностей в холмах магнитного поля совпадает с нулевой линией лучевых скоростей. Число случаев, лежащих в местах отличной от нуля скорости, падает по экспоненте с ростом скорости.

По 11 отдельным записям в  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I, полученным в разное время, мы также построили распределения по расстояниям и скоростям. Распределение по расстояниям приведено на фиг. 2, *a*. Она построена аналогично фиг. 1, *a*. Через данные наблюдений фиг. 2, *a* сплошной кривой проведено распределение Гаусса (1) при значениях параметров  $r_0 = 0$  и  $\sigma = 2600 \text{ км}$ .

Как и в предыдущем случае (фиг. 1, *a*), распределение на фиг. 2, *a* симметрично относительно нуля. Одинаковое значение  $\sigma = 2600 \text{ км}$  в обоих распределениях (фиг. 1, *a*, 2, *a*) указывает на их тождественность.

Распределение по скоростям, полученное по данным измерений в  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I, представлено на фиг. 2, *б*. Оно хорошо описывается выражением (2) со значением параметров  $v_1 = 0$  и  $v_0 = 122 \text{ м/сек}$ . Как и распределение по скоростям фиг. 1, *a*, это распределение симметрично относительно нуля ( $v = 0$ ). Для него, следовательно, среднее значение скорости равно нулю. Оба распределения по скоростям подобны, но несколько различаются значениями  $v_0$  (для  $\lambda 5250 \text{ \AA}$   $v_0 = 102 \text{ м/сек}$  и для  $\lambda 6103 \text{ \AA}$   $v_0 = 122 \text{ м/сек}$ ). Это обусловлено тем, что лучевые скорости, измеренные по  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I, в среднем больше скоростей, измеренных по  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I [11].



Фиг. 2. Распределение по расстояниям (а) и скоростям (б) для невозмущенной области вблизи центра диска по данным измерений  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I

Обозначения те же, что на фиг. 1

Факт полного соответствия распределений по расстояниям (фиг. 1, а и 2, а) и скоростям (фиг. 1, б и 2, б) свидетельствует о том, что максимальные напряженности в холмах магнитного поля располагаются относительно нулевых линий лучевых скоростей одинаково на разных уровнях. Более того, вид распределений и их тождественность не зависят от того, построены ли они по записям одной и той же области в течение дня или по записям разных областей в разное время. Поэтому уже отсюда можно заключить, что составляющие скорости пятиминутных колебаний должны с одинаковой вероятностью появляться в области подъема и опускания газа. Тем не менее присутствие вблизи центра диска составляющей скорости пятиминутных колебаний требует более тщательного анализа распределений (фиг. 1 и 2). Наблюдаемые скорости вблизи центра диска можно представить в виде суммы двух составляющих: медленно меняющейся составляющей скорости крупномасштабных движений  $u$  и составляющей скорости пятиминутных колебаний  $w$ :

$$v = u + w. \quad (3)$$

Среднее значение наблюдаемой скорости есть

$$\bar{v} = \bar{u} + \bar{w}. \quad (4)$$

При большом числе случаев скорость пятиминутных колебаний регистрируется при нашей методике записи со всевозможными фазами и амплиту-



дами. Поэтому среднее значение скорости пятиминутных колебаний  $\bar{w} = 0$ . Согласно наблюдениям (фиг. 1, б и 2, б) среднее значение наблюдаемой скорости  $\bar{v} = 0$ . Отсюда на основании выражения (4) мы заключаем, что и  $\bar{u} = 0$ . Но среднее значение скорости  $\bar{u}$  можно записать

$$\bar{u} = C \int u \varphi(u) du, \quad (5)$$

где  $\varphi(u)$  — функция распределения по скоростям  $u$ , а  $C$  — постоянная, связанная с нормировкой  $\varphi(u)$ .

Равенство нулю среднего значения медленно меняющейся составляющей скорости крупномасштабного движения  $\bar{u} = 0$  означает, что либо 1) в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля медленно меняющаяся составляющая скорости крупномасштабного движения  $u = 0$  всегда, либо 2) функция распределения  $\varphi(u)$  симметрична относительно  $u = 0$ . Таким образом, из наших наблюдений следует, что максимумы холмов магнитного поля располагаются на нулевых линиях крупномасштабного поля скоростей.

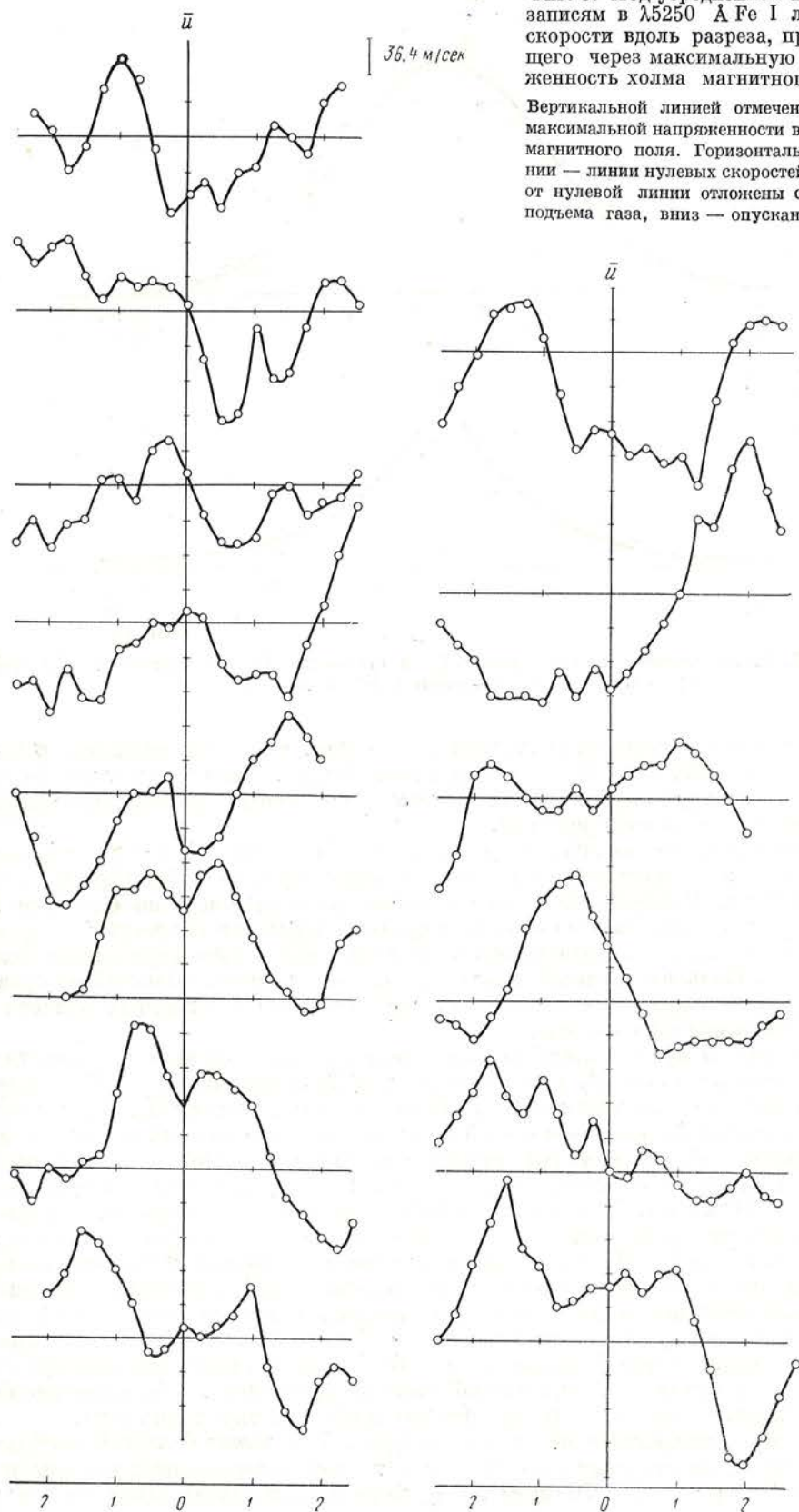
В дополнение к этому мы по семи записям одной и той же области в течение дня изучили расположение холмов магнитного поля относительно нулевой линии усредненных лучевых скоростей. Для этого на картах магнитного поля взяли ряд магнитных холмов. По картам поля скоростей были взяты те разрезы, которые проходили через места максимальной напряженности выбранных нами холмов магнитного поля. Место максимальной напряженности каждого холма мы принимали за начало отсчета и совмещали соответствующие разрезы лучевых скоростей из семи записей. После чего выводилось среднее (из семи) распределение скоростей вдоль разрезов для каждого холма в отдельности. Данные усредненных скоростей вдоль центральных разрезов для 14 холмов приведены на фиг. 3. На этой фигуре видно, что в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля довольно часто средняя из семи записей величина лучевой скорости практически равна нулю. Во-вторых, примерно одинаково часто максимальные напряженности в холмах поля совпадают с местами как подъема, так и опускания газа. Среднее по всем холмам значение скорости в точке максимальной напряженности практически равно нулю ( $\bar{u} = 1$  м/сек подъема). Эти результаты подтверждают тот факт, что функция  $\varphi(u)$  симметрична относительно  $u = 0$ .

### 3. Активные области

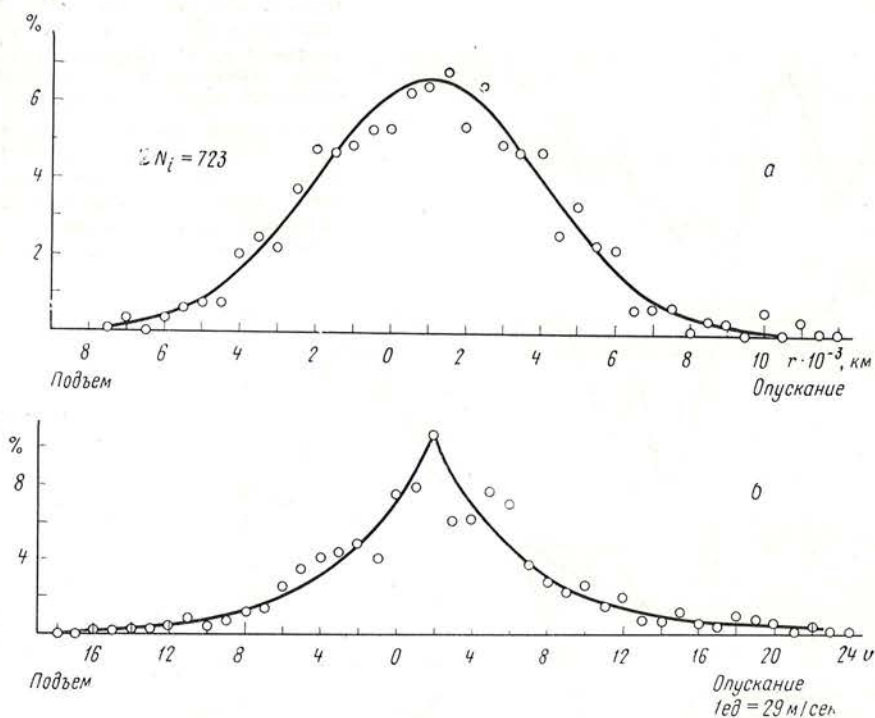
Изучение распределения максимальных напряженностей в холмах магнитного поля и максимальных яркостей в узлах флоккулов мы провели по большому числу активных областей. По записям в  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I 19 активных областей вблизи центра диска (не дальше  $30^\circ$ ) мы построили аналогичные распределения по расстояниям и по скоростям для холмов магнитного поля. На фиг. 4, а приведено распределение по расстояниям. Как и для невозмущенного Солнца, распределение по расстояниям для активных областей хорошо описывается распределением Гаусса (1) со значением параметров  $r_0 = 1000$  км и  $\sigma = 3000$  км. Отличительной особенностью распределений по расстояниям в активных и невозмущенных областях (см. фиг. 1, а, 2, а, 4, а) является то, что для активных областей все распределение сдвинуто в область опускания газа. Это говорит о том, что в активных областях максимумы напряженностей холмов поля чаще, чем в невозмущенных областях, располагаются в местах с опусканием газа. Средняя величина этого сдвига равна 1000 км. Сдвиг всего распределения по расстояниям в область опускания газа, по-видимому, результат того, что при построении распределений были включены холмы всех пятен. А как известно [13], в центре пятен наблюдается преимущественно опускание газа со скоростью  $\sim 300$  м/сек. Другая отличительная особен-

Фиг. 3. Ход усредненной по семи записям в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I лучевой скорости вдоль разреза, проходящего через максимальную напряженность холма магнитного поля

Вертикальной линией отмечено место максимальной напряженности в холмах магнитного поля. Горизонтальные линии — линии нулевых скоростей. Вверх от нулевой линии отложены скорости подъема газа, вниз — опускания газа







Фиг. 4. Распределение по расстояниям (а) и скоростям (б) для активных областей вблизи центра диска по данным измерений в  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I

ность этого распределения заключается в том, что здесь величина  $\sigma$  несколько больше, чем для невозмущенного Солнца. Она отражает тот факт, что размеры крупномасштабных элементов в активных областях несколько больше, чем в невозмущенных.

Распределение по скоростям представлено на фиг. 4, б. Оно хорошо описывается экспонентой со значением параметров  $v_1 = 58 \text{ м/сек}$  и  $v_0 = 144 \text{ м/сек}$ . Распределение по скоростям симметричное, но сдвинуто в область опускания газа на величину среднего значения скорости  $\bar{v} = v_1 = 58 \text{ м/сек}$ . Как уже отмечалось, этот сдвиг обусловлен опусканием газа в пятнах. Большее значение параметра  $v_0$  для активных областей по сравнению с невозмущенными отражает тот факт, что в активных областях скорость несколько больше.

На фиг. 5 представлены распределения по расстояниям и скоростям для активных областей, расположенных вблизи центра диска. Распределения построены по записям 15 активных областей в линии  $H_{\alpha}$ . Здесь вместо максимальных напряженностей в холмах магнитного поля брались максимальные яркости в узлах флоккулов. Распределение по расстояниям (фиг. 5, а) также описывается гауссовским распределением с параметрами  $r_0 = 400 \text{ км}$  и  $\sigma = 3000 \text{ км}$ . Сравнивая величины параметров, характеризующие распределения по расстояниям для активных областей на уровнях  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I и  $H_{\alpha}$ , мы видим, что значения величины  $\sigma$  в обоих случаях одинаковы; величина параметра  $r_0$  по данным в  $H_{\alpha}$  получилась меньше. Меньшее значение параметра  $r_0$  для распределения по расстояниям для максимальных яркостей отражает то, что флоккулы в центре  $H_{\alpha}$ , как правило, находятся вне больших пятен. Тем самым влияние опускающегося вещества в пятнах в значительной степени уменьшено. Это, естественно, и уменьшило сдвиг всего распределения в область опускания газа.

Хотя распределение по скоростям (фиг. 5, б) имеет больший разброс, чем другие, мы его описали одной экспонентой со значениями параметров  $v_1 = 100 \text{ м/сек}$  и  $v_0 = 760 \text{ м/сек}$ . Параметр  $v_1$  показывает сдвиг распреде-

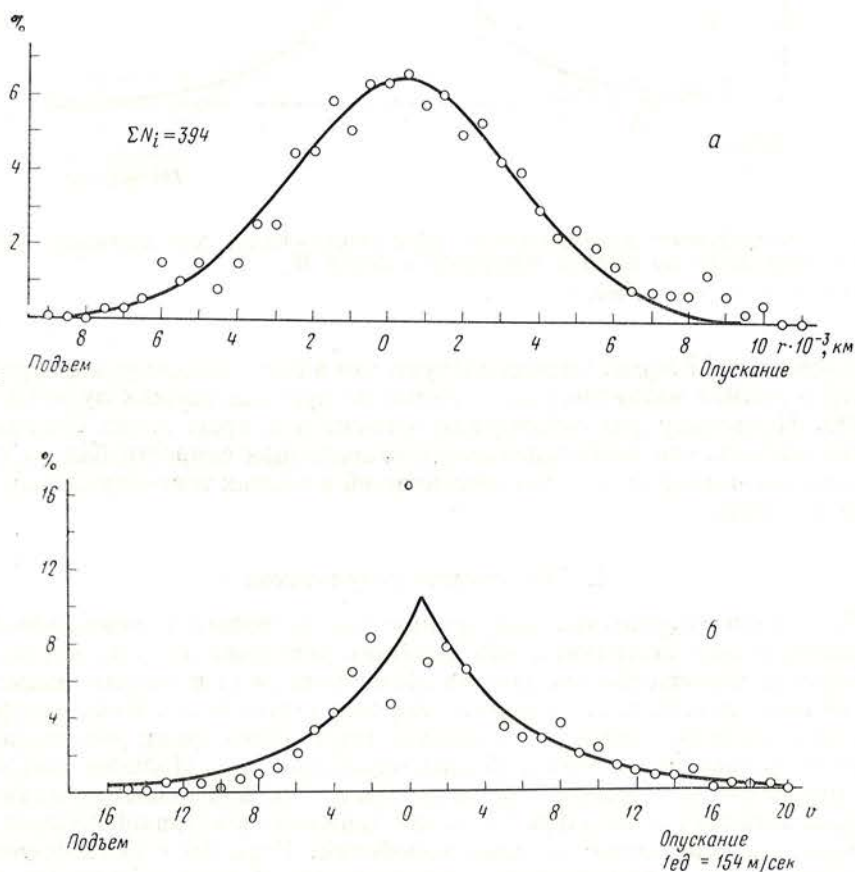


ления в область опускания газа на величину средней скорости, равной  $\sim 100$  м/сек. Большое значение параметра  $v_0$  по сравнению с фотосферой отражает рост скорости с высотой [14].

Далее, по записям в  $H_{\alpha}$  10 активных областей у края диска Солнца ( $\rho \geq 0,8$ ) мы также провели изучение расположения холмов магнитного поля относительно нулевых линий лучевых скоростей. Для записей у края солнечного диска продольные магнитные поля и лучевые скорости являются практически тангенциальными к поверхности Солнца. Кроме того, на этих расстояниях ( $\rho \geq 0,8$ ) лучевые скорости не подвержены влиянию пятиминутных колебаний, которые в основном радиальные [15]. При построении распределений использовались карты магнитных полей.

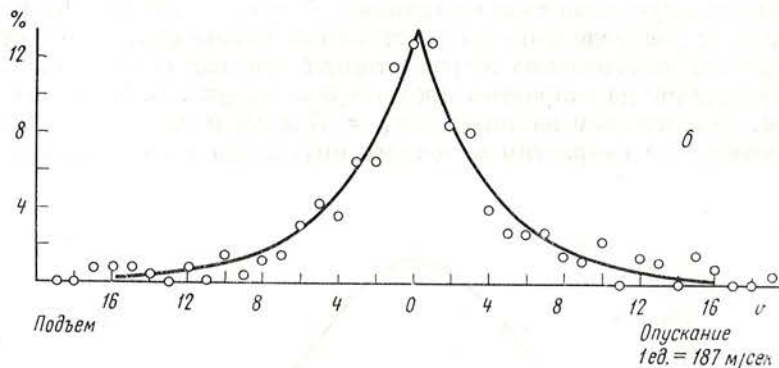
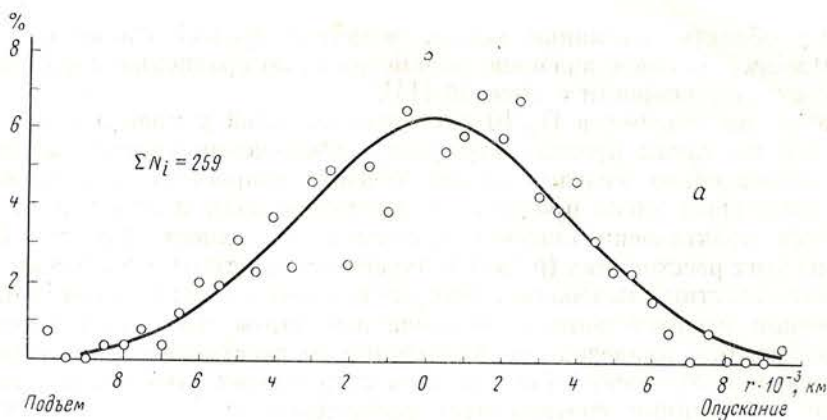
На фиг. 6, а приведено распределение по расстояниям для активных областей на краю диска. Как и во всех предыдущих случаях, распределение по расстояниям соответствует распределению Гаусса со значением параметров  $r_0 = 200$  км,  $\sigma = 3500$  км. Максимум распределения сдвинут в область опускания газа на величину  $\bar{r} = r_0 = 200$  км. Эта величина очень мала, и распределение по расстояниям можно считать практически симметричным относительно нулевой линии лучевых скоростей.

Распределение по скоростям представлено на фиг. 6, б. Оно экспоненциальное, со значением параметров  $v_1 = 37$  м/сек и  $v_0 = 750$  м/сек. Сдвиг распределения по скоростям в область опускания газа незначительный,



Фиг. 5. Распределение по расстояниям (а) и скоростям (б) для активных областей вблизи центра диска по данным измерений в линии  $H_{\alpha}$

По оси ординат отложено число случаев в процентах; по оси абсцисс отложены кратчайшее расстояние от места максимальной яркости в узлах флоккулов до нулевой линии лучевых скоростей (а) и величина скорости в местах максимальной яркости в узлах флоккулов (б)



Фиг. 6. Распределение по расстояниям (а) и скоростям (б) для активных областей вблизи края диска по данным измерений в линии  $H_{\alpha}$ . Обозначения те же, что на фиг. 1

он равен всего 37 м/сек. Отсюда следует, что и здесь максимумы напряженностей в холмах магнитного поля лежат на нулевых линиях лучевых скоростей. Поскольку эти наблюдения относятся к краю диска Солнца, то можно сказать, что тангенциальная составляющая скорости близка к нулю в местах максимальных напряженностей в холмах тангенциальных магнитных полей.

#### 4. Обсуждение результатов

Сравнивая результаты, полученные для активных и невозмущенных областей, можно заключить, что характер движения газа в местах максимальных напряженностей холмов магнитного поля и максимальных яркостей одинаковый, т. е. в среднем скорости равны нулю. Исключение составляют активные области с пятнами, где имеется сдвиг распределений по расстояниям и скоростям в область опускания газа. Наличие скоростей, указывающих на опускание газа в центре пятен, при нашей методике обработки выявляется несмотря на то, что движения в активной области подвержены влиянию пятиминутных колебаний. Если бы в невозмущенных областях места максимальной напряженности холмов магнитного поля совпадали с местами максимальных скоростей опускания газа [6, 7], то, как это видно на примере пятен, они бы выявились. Для общепринятой модели супергранул с размером 25 000 км и средней скоростью опускания газа 200 м/сек максимум распределения по расстояниям должен быть сдвинутым в область опускания газа в среднем на 5000 км, а максимум распре-



деления по скоростям — на 200 м/сек. Но согласно нашим данным число случаев, соответствующих значениям  $r = 5000$  км и  $v = 200$  м/сек, мало. Более того, из наших данных следует, что максимумы холмов магнитного поля лежат в основном на нулевых линиях крупномасштабного поля скоростей. Это в принципе отличается от результатов [6, 7], а также от представлений о характере движений в супергранулах.

Далее обращает на себя внимание то, что в общем и для активных и невозмущенных областей в местах максимальной напряженности в холмах продольного магнитного поля лучевые скорости равны нулю. Эта особенность связи движений с магнитными полями наблюдается на разных уровнях в атмосфере Солнца и на разных расстояниях от центра диска вплоть до лимба. Вблизи лимба продольные магнитные поля и лучевые скорости в основном тангенциальные. Равенство нулю лучевых скоростей в местах максимальной напряженности поля, казалось, можно было бы объяснить тем, что магнитные поля подавляют движение газа. Но в активных областях магнитные поля значительно выше, чем в невозмущенных, а лучевые скорости по крайней мере не меньше [14]. Поэтому нам представляется более вероятным, что газ движется в основном поперек магнитного поля. Здесь мы имеем ту же особенность движений вещества, что и в областях сильных магнитных полей активных областей [16, 17].

В заключение приносим свою благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, Н. И. Райковой за помощь в обработке наблюдений.

5 мая 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Астрон. ж., 1969, 46, 923.
2. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 174.
3. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Астрон. ж., 1970, 47, 1012.
4. V. M. Grigorjev. Solar Phys., 1969, 6, 30.
5. H. I. Abdusamatov, V. A. Krat. Solar Phys., 1969, 9, 420.
6. G. W. Simon, R. B. Leighton. Astrophys. J., 1964, 140, 1120.
7. A. S. Tanenbaum, I. M. Wilcox, E. N. Frazier, R. Howard. Solar Phys., 1969, 9, 328.
8. А. Б. Северный, Астрон. ж., 1966, 43, 465.
9. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 15.
10. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 154.
11. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 45.
12. С. И. Гопасюк, Б. Калман. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 52.
13. R. I. Вrey, R. E. Loughhead. Sunspots, London, 1964.
14. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том, стр. 14.
15. F. Roddier. Astrophys. J., 1967, 147, N 3, 1113.
16. M. G. Adam. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, N 2, 135.
17. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 65.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ  
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

С. И. Гонасюк. Т. Т. Цап

Изучается поле скоростей на разных уровнях в активных областях на Солнце. Записи лучевых скоростей выполнены на двойном магнитографе по линиям  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I,  $D_1$  Na I,  $\lambda 4554 \text{ \AA}$  Ba II,  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I. Найдена тесная связь между скоростями на близких уровнях. С увеличением расстояния между уровнями образований линий связь между скоростями ослабляется. Связь практически исчезает между скоростями, измеренными одновременно по линиям  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I —  $H_{\beta}$  и  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I —  $H_{\alpha}$ . Средние по площади скорости растут с высотой по экспоненте. Величины средних скоростей в активных и невозмущенных областях близки между собой. В активных областях тангенциальные скорости больше вертикальных.

THE VELOCITY FIELD IN THE SOLAR ACTIVE REGIONS, by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap.—The velocity fields at the different levels of the active regions are studied. The records of the radial velocities were made with the double magnetograph in the lines:  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I,  $D_1$  Na I,  $\lambda 4554 \text{ \AA}$  Ba II,  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I. It is found, that there is a good correlation between the velocities at the adjacent levels. The correlation decreases with the distance between the levels of line formation, and it disappears for the velocities recorded in  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  —  $H_{\beta}$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  —  $H_{\alpha}$ . The mean velocities (averaged over the whole area) increase with the height exponentially. The mean velocities in the active regions and in the quiet regions are approximately the same. The tangential velocities in the active regions are higher than the vertical ones.

Настоящая работа является продолжением исследования крупномасштабного поля скоростей в активных областях на Солнце, начатого в [1]. Недостаточное количество материала наблюдений, который мы использовали в [1], не позволило получить детального представления об изменении связи крупномасштабного поля скоростей с высотой. Поэтому в 1969 г. мы провели дополнительно большое число наблюдений лучевых скоростей в активных областях на Солнце. Записи поля скоростей вместе с магнитными полями и яркостями велись на двойном магнитографе [2]. При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между соседними разрезами  $6,7''$ . Скорость сканирования равнялась  $1,87$  в  $1 \text{ сек}$ . Ширина и высота входной щели спектрографа составляли  $0,3 \times 1,0 \text{ мм}$  соответственно при диаметре изображения Солнца  $200 \text{ мм}$ . Наблюдения велись в линиях  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I,  $D_1$  Na I,  $\lambda 4554 \text{ \AA}$  Ba II,  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I. Таким образом, наши записи охватывают практически все доступные наблюдениям уровни солнечной атмосферы. Щели фотометров брались разными при записях в различных линиях и такими же, как в [1]. Калибровка лучевых скоростей, измеренных по слабым линиям, выполнялась по записям сигнала скорости на восточном и западном краях Солнца, а для сильных линий, как и в [1], мы использовали также рассчитанные значения калибровки с учетом дисперсии и длины волны линий, по которым записывались лучевые скорости. Выбирались области с не очень сильной активностью и расположенные на различных расстояниях от центра диска Солнца.



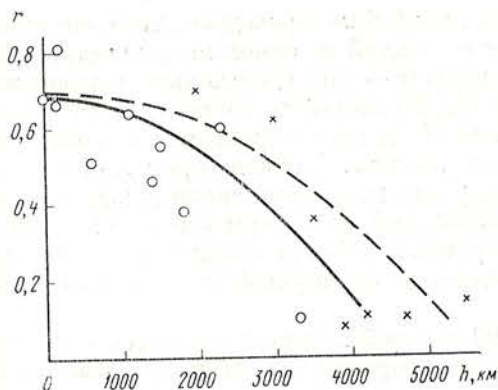
Для всех перечисленных выше линий было проведено две серии записей. В первой серии записей лучевых скоростей на одном из фотометров ставилась линия  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I, а на втором — последовательно каждая из перечисленных выше линий, кроме  $H_{\alpha}$ . Во второй серии записей на этом же фотометре устанавливалась линия  $H_{\alpha}$  и снова проводились записи лучевых скоростей во всех остальных линиях. Первая серия записей (опорная линия  $\lambda 6103 \text{ \AA}$ ) позволила изучить изменение связи между лучевыми скоростями с увеличением расстояния от фотосферы к верхней хромосфере, а вторая серия записей — изучить изменение связи между скоростями с увеличением расстояния при переходе от верхней хромосферы к фотосфере.

Для изучения мы отобрали 90 записей лучевых скоростей в активных областях, сделанных при хороших изображениях. При этом были исключены записи лучевых скоростей, полученные для активных областей в моменты, когда в них происходили вспышки, так как во время вспышек характер движений на всех уровнях в активных областях существенно меняется [3]. Заметим также, что часть изучаемого материала была уже использована в [4]. Весь материал наблюдений был представлен в виде карт лучевых скоростей.

Для выяснения связи между скоростями на разных уровнях использовались записи только тех активных областей, которые находились вблизи центра диска Солнца, что уменьшало влияние эффекта проекции. По парам карт, построенным на основании одновременных записей лучевых скоростей в двух спектральных линиях, вычислялись коэффициенты корреляции между скоростями, измеренными на разных уровнях для различных активных областей. Значения скоростей, по которым вычислялись коэффициенты корреляции, брались на обеих картах в одних и тех же местах, через одинаковые интервалы, равные  $6''{,}7$ . Полученные коэффициенты корреляции являются усредненными по всей активной области. Результаты вычислений коэффициентов корреляции приведены в таблице, где в первом и третьем столбцах приведены линии, по измерениям в которых вычислены коэффициенты корреляции, а во втором и четвертом — величины коэффициентов корреляции.

$\lambda\lambda, \text{ \AA}$	$r$	$\lambda\lambda, \text{ \AA}$	$r$
6103—5250	$0,81 \pm 0,01$	$H_{\alpha} - H_{\beta}$	$0,70 \pm 0,02$
6103—4554	$0,55 \pm 0,03$	$H_{\alpha} - H_{\gamma}$	$0,62 \pm 0,03$
6103—4554	$0,76 \pm 0,02$	$H_{\alpha} - H_{\delta}$	$0,36 \pm 0,03$
6103— $D_1$	$0,50 \pm 0,03$	$H_{\alpha} - 5184$	$0,08 \pm 0,04$
6103—4227	$0,62 \pm 0,03$	$H_{\alpha} - 4227$	$0,11 \pm 0,04$
6103—4227	$0,64 \pm 0,03$	$H_{\alpha} - D_1$	$0,10 \pm 0,05$
6103—5184	$0,47 \pm 0,04$	$H_{\alpha} - 5250$	$0,14 \pm 0,04$
6103—5184	$0,46 \pm 0,03$	$H_{\beta} - H_{\delta}$	$0,55 \pm 0,03$
6103— $H_{\delta}$	$0,37 \pm 0,03$		
6103— $H_{\gamma}$	$0,61 \pm 0,02$		
6103— $H_{\beta}$	$0,10 \pm 0,04$		

По данным таблицы на фиг. 1 построена зависимость между величиной коэффициентов корреляции и расстоянием между уровнями, на которых образуются линии. Высоты образования линий в атмосфере Солнца мы взяли из [4], где они приведены для невозмущенной атмосферы Солнца, так как соответствующие данные для активных областей практически отсутствуют. Конечно, истинные значения высот образования линий в активных областях могут существенно отличаться от соответствующих величин для невозмущенной атмосферы Солнца.



Фиг. 1. Изменение коэффициента корреляции между скоростями с увеличением расстояния между уровнями образования линий, по которым измерялись скорости, для активных областей, расположенных вблизи центра диска Солнца

Кружки — опорная линия  $\lambda 6103 \text{ \AA}$ , крестики — опорная линия  $H_{\alpha}$ . Сплошная линия — вычисленное распределение, штриховая — изменение коэффициента корреляции между скоростями с высотой для невозмущенного Солнца

На фиг. 1 по оси ординат отложены значения коэффициентов корреляции, а по оси абсцисс — расстояния между уровнями образования линий. На этой же фигуре штриховой линией показан ход изменения коэффициентов корреляции между скоростями, измеренными на различных уровнях в невозмущенной атмосфере Солнца по данным [5].

Как видно из данных таблицы и фиг. 1, коэффициенты корреляции между скоростями довольно высокие, если измерения скоростей сделаны по спектральным линиям, возникающим на близких уровнях. По мере увеличения расстояния между уровнями, на которых образуются спектральные линии, величина коэффициента корреляции убывает. Связь между скоростями практически исчезает, если скорости измерены по линиям  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  и  $H_{\beta}$  или по линиям  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  и  $H_{\alpha}$ . Все это свидетельствует о том, что движения типа струй, пронизывающих всю толщу активной области, не являются определяющими.

Из фиг. 1 также видно, что разброс величин коэффициентов корреляции для активных областей довольно значительный, чего мы не наблюдали для невозмущенных областей [5]. По-видимому, это указывает на то, что связь между скоростями несколько различна для разных активных областей. Для активных областей в среднем изменение коэффициента корреляции между скоростями с увеличением расстояния между уровнями образования линий можно приближенно представить в виде (сплошная кривая на фиг. 1)

$$r(h) = 0,68 - \left(\frac{h}{2h_0}\right)^2, \quad (1)$$

где  $h_0 = 2750 \text{ км}$ . В то же время для невозмущенного Солнца изменение коэффициента корреляции между скоростями с увеличением расстояния между уровнями образования линий описывается таким же выражением (штриховая линия на фиг. 1), но со значением  $h_{0\text{нев}} = 3350 \text{ км}$  [5]. Меньшее значение параметра  $h_0$  для активных областей, чем для невозмущенных, указывает на то, что связь между скоростями, измеренными по одним и тем же спектральным линиям, убывает с увеличением расстояния между уровнями образования линий быстрее в активных областях, чем в невозмущенных.

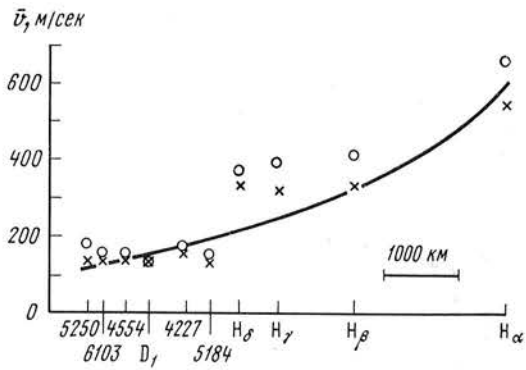
Найденное нами различие в ходе коэффициентов корреляции с увеличением расстояния между уровнями образования линий можно объяснить двумя причинами.

1) Если принять, что как в активных, так и в невозмущенных областях связь между скоростями изменяется с высотой одинаково, то это означает, что протяженность атмосферы Солнца над активными областями больше, чем над невозмущенными.

2) В предположении равенства расстояний между уровнями образования линий в активных и невозмущенных областях наши наблюдения свидетельствуют о том, что из-за движений Эвершедда в пятнах поле скорос-



Фиг. 2. Изменение с высотой средних скоростей опускания и подъема газа для активных областей вблизи центра диска  
Кружки — средние скорости опускания газа, крестики — средние скорости подъема газа, сплошная кривая — изменение с высотой средней скорости в невозмущенной атмосфере Солнца



тей в активных областях менее однородно по высоте, чем в невозмущенной. Последнее может быть обусловлено влиянием магнитного поля, которое в активных областях значительно сильнее, чем в невозмущенных.

На основании карт лучевых скоростей, построенных для областей, расположенных вблизи центра диска Солнца, вычислялись также средние по всей активной области скорости опускания и подъема газа. Значения средних скоростей для разных активных областей несколько различаются. Наибольшие различия в величинах средних скоростей, найденных для разных активных областей, были отмечены по измерениям в линии  $H_{\alpha}$ . Однако и здесь они отличались не более чем в два раза. Поэтому мы вычислили усредненные по всем областям значения скорости опускания и подъема газа, записанных в одной и той же линии. Необходимо также отметить, что усреднение скоростей как по каждой из активных областей в отдельности, так и по разным областям существенно уменьшило (если не исключило полностью) влияние пятиминутных пульсаций на величины усредненных скоростей.

На фиг. 2 приведено изменение с высотой усредненных по всем областям скоростей подъема и опускания газа. Сплошной линией дан ход усредненной скорости с высотой для невозмущенной области, который описывается выражением

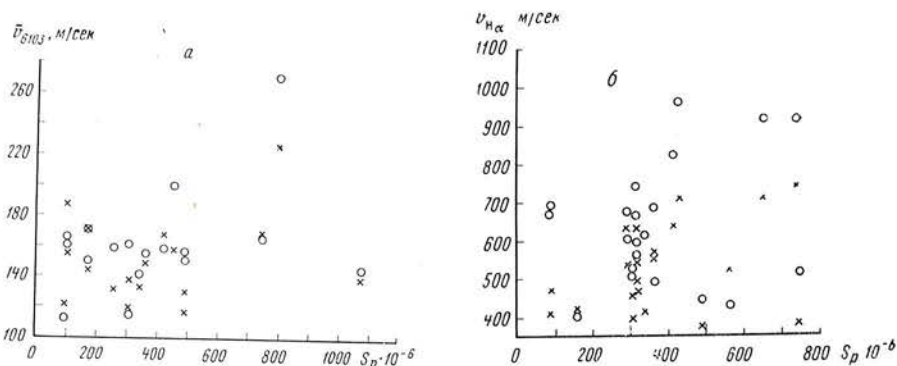
$$\bar{v}(h) = \bar{v}_{5250} e^{\frac{h}{h_0}}, \quad (2)$$

где уровень образования  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  принят за начало отсчета высот и  $h_0 = 3350 \text{ км}$  [5].

Как видно из фиг. 2, в активных областях на Солнце скорости опускания газа несколько больше скорости подъема. При этом разность между скоростями подъема и опускания газа больше в хромосфере, чем в фотосфере. В среднем скорости как подъема, так и опускания газа в активных областях растут с высотой. Приблизительно рост можно представить в виде (2) с тем же значением  $h_0 = 3350 \text{ км}$ , что и для невозмущенных областей. Далее, из фиг. 2 видно, что в среднем лучевые скорости крупномасштабных движений в активных областях незначительно больше лучевых скоростей в спокойных областях на Солнце.

С этим хорошо согласуется и тот факт, что имеется относительно слабая зависимость между средней скоростью и суммарной площадью пятен в активных областях, расположенных вблизи центра солнечного диска (фиг. 3). На фиг. 3, а и 3, б по оси абсцисс отложены величины суммарных площадей пятен в миллионных долях полусферы, а по оси ординат — средние скорости. Величины суммарных площадей пятен мы брали из бюллетеня «Солнечные данные». Кроме того, для контроля использовались зарисовки солнечных пятен, которые проводятся ежедневно в обсерватории.

Из сказанного можно заключить, что увеличение магнитного потока через активную область приводит только к небольшому увеличению скорости крупномасштабных движений (исключая пятна).



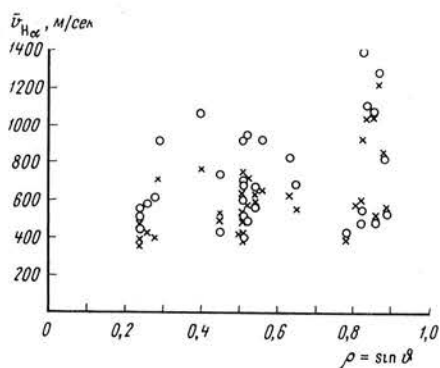
Фиг. 3. Зависимость между величиной средних скоростей опускания и подъема газа, измеренных по линии  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  (а) и по линии  $H_{\alpha}$  (б), и суммарной площадью пятен в группе для активных областей вблизи центра диска Солнца

Кружки — средние скорости опускания газа, крестики — средние скорости подъема газа

Как мы уже неоднократно упоминали, эти результаты получены для активных областей, расположенных вблизи центра солнечного диска, и, очевидно, относятся к радиальной составляющей скорости. Понятно, что без знания тангенциальной составляющей невозможно получить полное представление о характере движений в активных областях. Некоторые сведения о тангенциальных скоростях можно найти, используя записи лучевых скоростей в активных областях, расположенных вблизи края солнечного диска. Здесь необходимо также иметь в виду, что при переходе от центра Солнца к краю мы наблюдаем линию, возникающую в более высоких слоях. Поэтому измерения скорости по одной и той же линии в центре и у края диска относятся к несколько разным высотам.

На фиг. 4 представлено изменение средней скорости в активных областях в зависимости от расстояния их от центра диска Солнца. По оси ординат отложены величины средних скоростей, измеренных по линии  $H_{\alpha}$ , а по оси абсцисс — расстояние активной области от центра солнечного диска  $\rho = \sin \theta$ .

Из фиг. 4 видно, что в среднем скорость растет по мере приближения активной области к краю диска, где в измерениях скоростей всебольшую роль начинает играть тангенциальная составляющая. Из сказанного следует, что в активных областях тангенциальная составляющая скорости в среднем несколько преобладает над вертикальной. Таким образом, можно заключить, что в активных областях, в отличие от невозмущенных [6], имеется некоторая анизотропия скоростей. Возможно, последнее обусловлено анизотропией магнитных полей в активных областях на Солнце [7, 8].



Фиг. 4. Изменение средних скоростей опускания и подъема газа, измеренных по линии  $H_{\alpha}$ , с увеличением расстояния активной области от центра диска Солнца



В заключение приносим благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, а также Н. И. Райковой и Г. А. Козловой за помощь в обработке материала.

Май 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. С. И. Г о п а с ю к, Т. Т. Ц а п. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 15.
2. А. Б. С е в е р н ы й. Астрон. ж., 1966, 43, 465.
3. С. И. Г о п а с ю к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 14.
4. К. де Я г е р. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
5. С. И. Г о п а с ю к, Т. Т. Ц а п. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 45.
6. С. И. Г о п а с ю к, Б. К а л м а н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 52.
7. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 34.
8. В. Е. С т е п а н о в, С. И. Г о п а с ю к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.

МОДЕЛЬ ХРОМОСФЕРЫ И ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ  
ОТ ХРОМОСФЕРЫ К СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Э. Е. Дубов

Приведена модель хромосферы и переходного слоя от хромосферы к короне для спокойных областей Солнца. Модель характеризуется различным ходом температуры и плотности над границами и над серединой супергранул. Это различие связывается с увеличением потока механической энергии в волнах и местах усиления магнитного поля.

Средний ход электронной плотности с высотой берется в согласии с затменными наблюдениями, зависимость температуры от высоты подбирается так, чтобы получилось хорошее соответствие между теоретически вычисленными и наблюдаемыми значениями яркостной температуры центра диска Солнца для ряда длин волн в радиоизлучении (от нескольких миллиметров до полутора метров).

Полученная модель соответствует, таким образом, наблюдаемому излучению Солнца в оптическом и радиодиапазонах. Кроме того, объясняется распределение яркостей на спектрогелиограммах в линиях  $H_{\alpha}$ ,  $K_{232}$  Ca II, в ряде ультрафиолетовых линий. Поток излучения в линии  $\lambda$  1032 Å O VI, рассчитанный по этой модели, соответствует данным, полученным со спутника OSO IV как в среднем, так и для различных мест хромосферной сетки.

THE MODEL OF CHROMOSPHERE AND OF TRANSITION ZONE FROM CHROMOSPHERE TO SOLAR CORONA, by *E. E. Dubov*.— The model of chromosphere and of transition zone from chromosphere to corona for quiet regions of the Sun is developed. The main feature of the model is the different dependence of electronic temperature and electronic density on the height upon the border and the midparts of supergranules, caused by different flux of mechanical energy in waves depending on the magnetic field strength.

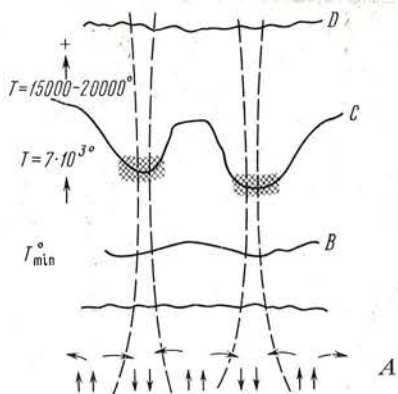
The mean value of density for different heights is given by eclipse observations. The dependence of temperature on heights is chosen to fit the theoretical calculations of radio brightness for many wavelengths (from millimeters up to 1,5 meter) with the observed values.

Thus the model obtained corresponds to observed solar emission in optical and radio regions of spectrum. Besides this model accounts for the brightness distribution on spectroheliograms in  $H_{\alpha}$ ,  $K_{232}$ , and several UV lines. The solar emission flux calculated using this model for O VI 1032 Å line corresponds to the flux obtained with spacecraft OSO IV for different places of chromospheric network.

Любая модель хромосферы должна объяснять три типа данных, получаемых в результате наблюдений: интенсивности хромосферного излучения в оптическом диапазоне (линий, континуума, ультрафиолетового излучения), яркостные температуры радиоизлучения в различных длинах волн и распределение яркости на спектрогелиограммах (СГГ).

Данные оптических наблюдений, в основном затменных, дают возможность определить средние значения электронной плотности на разных высотах в солнечной атмосфере. Данные о радиояркости центра солнечного диска позволяют подобрать значения электронной температуры на различных высотах. Однако объяснить распределение яркостей на СГГ, полученных в различных линиях, в рамках представлений о сферически симметричной хромосфере не удается.

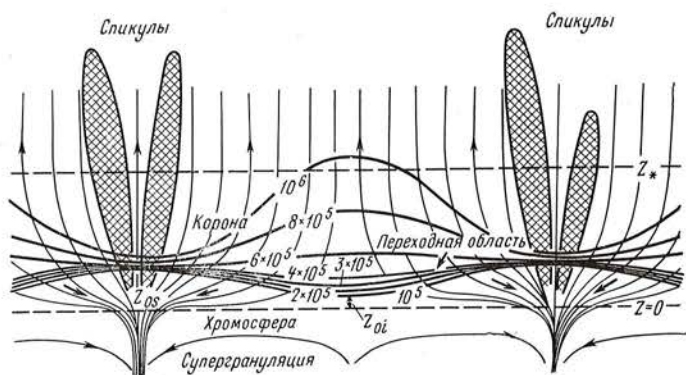
Фиг. 1. Первоначальная схема структуры нижней хромосферы А — конвективная зона; В — граница фотосфера — хромосфера (слой минимума температуры); С — граница нижней и верхней хромосферы. Стрелки — направление движени- ний вещества, штриховые линии — силовые линии магнитного поля



Еще в 1960 г. на основании изучения спектров вблизи линии  $H_\alpha$  на диске Солнца в [1] автор сделал вывод, что поверхности равной температуры и переход от нижней хромосферы к верхней проходят на разной высоте в различных местах хромосферной сетки. Открытие ячеек горизонтальных движений Лейтоном [2], обнаружение связи их со структурой хромосферной сетки и магнитного поля, развитые в связи с этим представления о супергрануляционных конвективных движениях позволили построить новую схему структуры хромосферы, которая объясняла, в частности, различие в распределении яркостей на СГГ в крыльях линии  $H_\alpha$  и в К-линии  $Ca II$ .

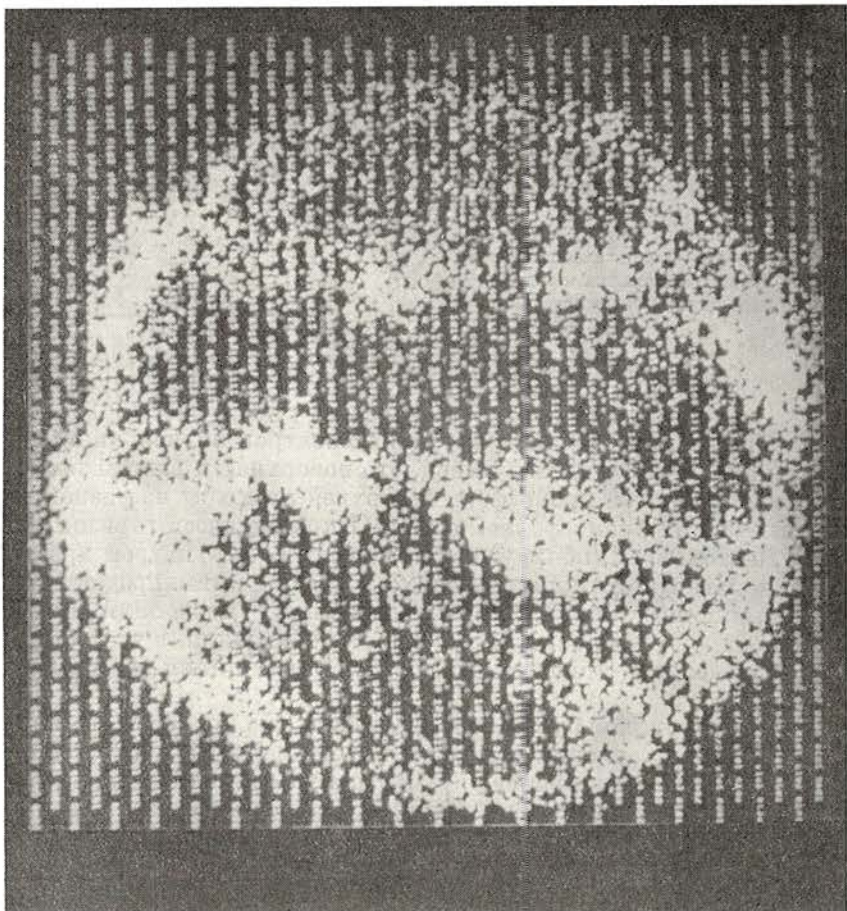
Особенности крупномасштабной структуры хромосферы объяснялись на основании представления о разной высоте верхней и нижней границ нижней хромосферы над серединой супергранулы и над ее границей. Последнее было связано с представлениями о различии потока механической энергии в волнах в местах сгущения магнитного поля у границ супергранул (ГСГ) и разрежения в середине супергранулы (ССГ). На фиг. 1 мы воспроизводим эту схему из [3]. Согласно этой схеме на разной глубине над ССГ и ГСГ расположен слой с минимумом температуры (переход фотосфера — хромосфера) и слой, в котором происходит быстрый рост температуры, связанный с переходом от нижней хромосферы к верхней.

Недавно Копп и Куперус [4] распространили этот вывод на переходный слой хромосфера — корона. Они учли влияние ориентации магнитного поля на теплопроводность из короны в хромосферу. Если принять вслед за авторами [4], что в короне магнитное поле становится одинаковым над ГСГ и над ССГ, то начиная с некоторой высоты в хромосфере магнитные силовые линии над ГСГ начинают расходиться от вертикального направления при переходе вверх, а над ССГ силовые линии, наоборот, с высотой будут сближаться. Отсюда следует, что поток тепла вниз сгущается



Фиг. 2. Схема переходной зоны от хромосферы к короне, согласно [4]





Фиг. 3. Спектрогелиограмма в линии  $\lambda 625 \text{ \AA}$  Mg X, полученная 25.X 1967 г. с OSO IV

над ГСГ и разрезается над ССГ. Согласно расчетам, проведенным в [4], над ССГ и над ГСГ переход к короне происходит на различной высоте. Толщина переходного слоя также различна над ГСГ и ССГ.

Таким образом, учет «канализирующего» влияния магнитного поля на теплопроводность приводит к выводу, что правы как те исследователи, которые считали переходный слой от хромосферы к короне очень тонким [5], так и те, которые считали переходный слой толстым [6], но приводимые ими доводы верны для разных мест солнечной поверхности.

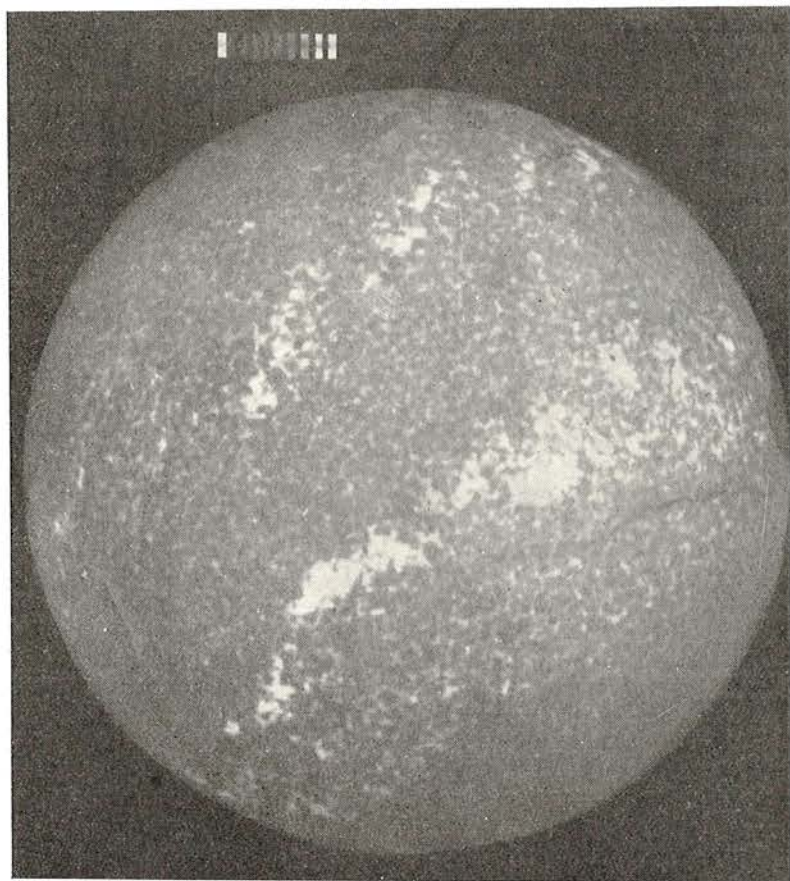
На фиг. 2 мы приводим рисунок из упомянутой работы Коппа и Куперуса. Этот рисунок дает представление о структуре переходной зоны согласно проделанным в [4] расчетам. Авторы делают вывод, что почти все ультрафиолетовое излучение исходит из мест, расположенных над ССГ, над граничными областями супергранул почти ничего не излучается. В этом выводе содержится оговорка — на самом деле речь идет только о том ультрафиолетовом излучении спокойного Солнца, которое образуется в переходном слое, а корональное ультрафиолетовое излучение должно вести себя противоположным образом, потому что над ГСГ (хромосферной сеткой) солнечная корона более протяженная и достигает более плотных слоев, т. е. здесь больше мера эмиссии. Для проверки этого нами использована СГГ в линии  $625 \text{ \AA}$  Mg X, построенная по телеметрическим данным, полученным со спутника OSO IV 25.X 1967 г. [8]<sup>1</sup>. Нами выполнено де-

<sup>1</sup> А также согласно частным сообщениям Л. Гольдберга.

тальное сопоставление распределения ярких мест хромосферной сетки СГГ в линии К Са II, полученной в этот же день на башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории.

Нетрудно показать, что разница в глубине образования линии и разница во времени получения обеих СГГ не должна оказывать влияние на результаты сравнения, если расстояние изучаемых деталей от центра диска не превышает 0,7 радиуса диска. Для совмещения СГГ при наложении одной из них на другую использованы многочисленные пятна, которые в этот день наблюдались на диске (фиг. 3 и 4). На СГГ, полученной в линии 625 Å Mg X, которая, без сомнения, образуется в солнечной короне, имеется около сотни ярких деталей хромосферной сетки. Почти каждая из них соответствует яркой детали на СГГ, в линии К Са II. Наоборот, любое темное место на СГГ в линии К Са II является также темным и на СГГ в линии 625 Å Mg X. Яркие места на СГГ в линии К соответствуют, по имеющимся теперь представлениям, ГСГ.

Представление о различном изменении физических условий с высотой над ГСГ и ССГ применяют в своих расчетах также Джонсон и Беебе [8]. Они пытаются, таким образом, добиться хорошего согласия между теоретически вычисленным и наблюдаемым ходом интенсивности в ядре резонансных линий Са II.



Фиг. 4. Спектрогелиограмма в линии К<sub>3</sub> Са II, полученная 25.X 1967 г. на башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории



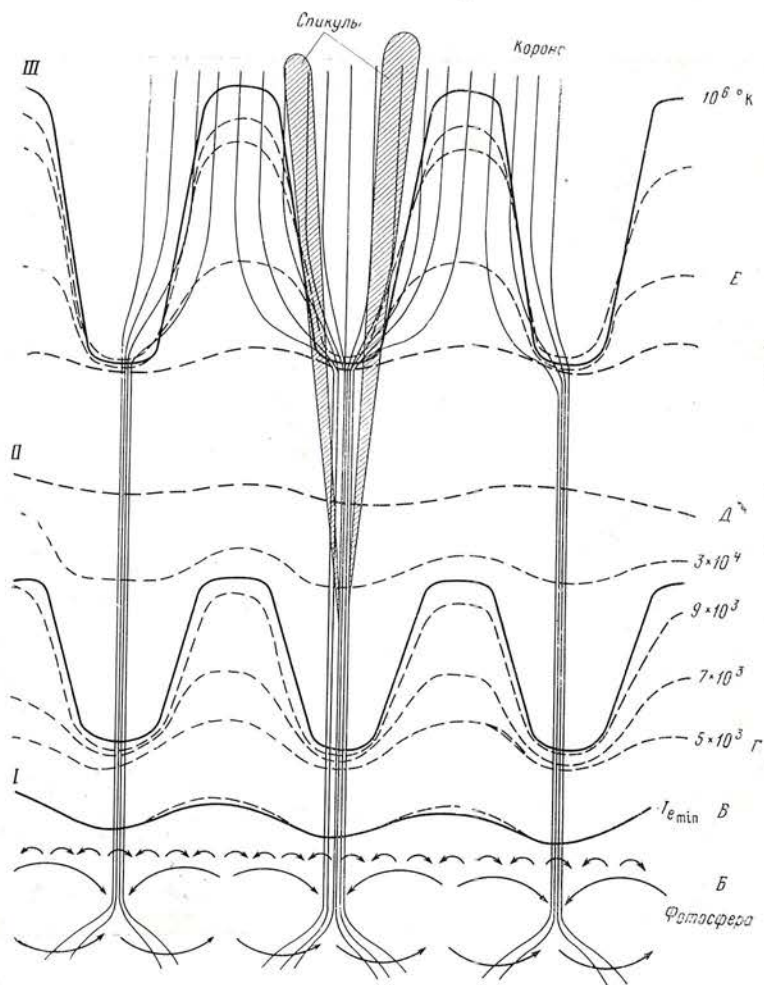
## § 1. Описание модели

Итак, результаты [1] и [4] позволяют построить схематическую модель той части атмосферы Солнца, которая расположена между фотосферой и короной, и с помощью этой схемы попытаться объяснить не только излучение в ряде линий оптического диапазона и радиоизлучение спокойного Солнца, но и распределение яркостей на СГГ.

Следует отметить, что в настоящей работе мы не рассматриваем условия в спикулах, которые возникают вблизи ГСГ на высотах более 2000 км. Спикулы покрывают сравнительно небольшую долю солнечной поверхности, так что их излучение в радио- и ультрафиолетовой областях спектра не должно быть существенно. Физические условия в спикулах очень хорошо описаны в обзоре Беккера [9].

На фиг. 5 изображена предлагаемая схема структуры хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне. Ниже мы подробно описываем различные слои солнечной атмосферы согласно этой схеме и отмечаем, какие характеристики этих слоев можно считать известными из наблюдений и какие подлежат дальнейшему выяснению.

**Конвективная зона (слой А).** Движения в самых глубоких из рассматриваемых в настоящей схеме слоев — в верхней части конвективной зо-



Фиг. 5. Структура хромосферы и переходной зоны

А — конвективная зона; Б — фотосфера; В — слой с минимумом температуры; Г — нижняя хромосфера; Д — верхняя хромосфера; Е — переходная зона

ны — хорошо описаны в обзоре С. Б. Пикельнера [10]. Это движения масштаба супергранул — 20 000—50 000 км, происходящие на глубине нескольких тысяч километров, т. е. под фотосферой. Следовательно, сами конвективные движения не должны наблюдаться в спектральных линиях поглощения, образующихся в фотосфере, т. е. гораздо выше. В верхних слоях ячеек движение вещества направлено изнутри ячейки (супергранулы) к ее границе. Движение вещества в силу вмерзженности магнитного поля приводит к «сгребанию» силовых линий магнитного поля также к ГСГ. В силу упругости силовых линий магнитного поля движение силовых линий передается вверх, так что и в фотосфере магнитное поле больше над ГСГ (до десятков эрстед) и меньше над ССГ (0,3—2 э). Движение силовых линий приводит, в свою очередь, к возникновению горизонтального движения вещества на уровне фотосферы и выше. Это горизонтальное движение и наблюдалось Лейтоном.

Горизонтальное движение накладывается на возможный общий поток вещества вверх или вниз и на вертикальные колебания с периодом 5 мин. Поэтому при разных обстоятельствах над ГСГ могут быть и опускание и подъем вещества, а при наблюдении по различным линиям может оказаться опускание на одном уровне и подъем на другом. Следует также иметь в виду, что уже при небольшом сжатии газа начинается его стекание вниз по силовым линиям магнитного поля [11]. Так как скорость такого стекания весьма невелика, то в некоторых случаях наблюдения вообще не покажут подъема или опускания газа над ГСГ. Измерения автора по СГГ, снятым в линиях ряда металлов [9], показывают, что часто у ГСГ газ движется вверх. К такому же выводу пришел и Дебнер [12]. Говард и др. [13] нашли, наоборот, опускание вещества над ГСГ, а Гопасюк и Цап [14] нашли, что большей частью ГСГ проходят вблизи нулевой линии поля скоростей.

Грануляционные движения соответствуют меньшим масштабам и происходят, по-видимому, в самой фотосфере (слой *B*). Фотосфера, как известно, конвективно стабильна, в ней имеет место лучистый перенос. Температура падает наружу. Модель фотосферы см., например, в [15].

**Слой *B* с минимальной температурой**, в котором происходит переход от фотосферы, где основную роль в балансе энергии играет лучистый перенос, к хромосфере, в которой существенную роль играет поглощение энергии из потока механических волн, очевидно, имеет место там, где количество энергии, которое может быть поглощено из поля излучения (эта величина уменьшается наружу вместе с оптической толщиной в континууме), и количество энергии, которое поглощается из потока энергии в волнах (эта величина наружу увеличивается), становится примерно одинаковым. Так как поток энергии в волнах несколько больше над ГСГ, ибо там больше магнитное поле, то следует ожидать, что слой с минимумом температуры проходит несколько ниже над ГСГ, чем над ССГ, а величина минимума несколько больше. Величина этой разницы нами не оценивалась. Минимальная температура по различным определениям составляет 4200—4600° К.

**Нижняя хромосфера (слой *Г*)**. В нижней хромосфере температура медленно растет вверх. Согласно [4, 16], можно принять, что нижняя хромосфера простирается до высот 1,5—2000 км над ГСГ и до 5000—6000 км над ССГ. Баланс энергии здесь обеспечивается излучением водорода [17], которое эффективно до высот и температур, когда водород становится полностью ионизованным. При расчетах нами было принято, что излучение водорода, которое возникает на этих высотах и наблюдается в крыльях линий водорода  $H_{\alpha}$  на диске Солнца, образуется в условиях локального термодинамического равновесия, так как оптическая глубина как в  $L_{\alpha}$ , так и в  $H_{\alpha}$  в этих слоях велика. Согласно расчетам, приведенным в [17, 18], ионизация водорода происходит при температурах до  $10^4$ ° К. Так как переход к верхней хромосфере, где действуют другие источники



охлаждения, происходит на разных высотах над ГСГ и ССГ, то на некоторых высотах одновременно сосуществуют места с различной температурой и плотностью. Относительные размеры ярких и темных деталей структуры на различных высотах  $l_1(h)$  и  $l_2(h)$  определены нами в [1] по изучению распределения темных и светлых мест на различных расстояниях от центра линии  $H_\alpha$ . Средний ход электронной плотности  $\bar{n}_e$ , приведенный в [9], довольно хорошо обоснован, он определен в основном по затменным наблюдениям. Полагая, что  $l_1 + l_2 = 1$ , можно вычислить относительную часть поверхности, занимаемую областями различного типа на данной высоте.  $Q_i(h) = l_i^2(h) / [l_i^2(h) + (1 - l_i^2)]$ ,  $i = 1, 2$ ;  $Q_1 + Q_2 = 1$ . Можно считать, что  $n_{e1}(h) l_1(h) + n_{e2}(h) l_2(h) = \bar{n}_e$ . Отсюда вычисляются электронные плотности  $n_{e1}$  и  $n_{e2}$ . Мы исходим также из предположения о неизменности электронного давления на одной и той же высоте. Температура в нижней хромосфере растет от минимального значения около 4500 до 9000—10 000°К. Излучение в крыльях линии  $H_\alpha$  должно быть сильнее над ССГ, ибо там протяженность нижней хромосферы больше.

**Верхняя хромосфера (слой D).** При переходе к верхней хромосфере температура быстро возрастает до величины порядка 20 000°К, необходимой для эффективного свечения линий гелия [49, гл. 7]. Расчеты кризиса ионизации кальция, выполненные в [18], показывают, что ионы Ca II наиболее обильны при температурах 8000—14 000°К, т. е. вблизи границы, разделяющей верхнюю и нижнюю хромосферу. Излучение Ca II, естественно, несколько размывает эту граничную область. Интенсивность излучения кальция больше там, где граничная область между верхней и нижней хромосферой проходит в более плотных слоях, т. е. над ГСГ. Температура в верхней хромосфере продолжает расти вверх.

Слой с температурой от  $10^5$  до  $10^6$ °К будем называть переходной зоной от хромосферы к короне. Этот слой будет рассмотрен особо. Несколько слов должно быть сказано об изменении давления в верхней хромосфере с высотой. Еще в [20] де Ягер обращал внимание на то, что по всем моделям, построенным к тому времени, давление в верхней хромосфере оказывается ниже, чем давление в солнечной короне. Недавно к этому вопросу вернулся Атей [21]. По мнению Атея, то обстоятельство, что давление в хромосфере не может быть ниже коронального, существенно ограничивает возможность построения модели хромосферы, т. е. требует, чтобы толщина тех областей хромосферы, где температура ниже 10 000°К, была меньше 2000 км. Это соображение еще раз фиксирует нижнюю границу верхней хромосферы (для усредненной сферической симметричной модели). Однако в [20] и [21] не учтена роль давления магнитного поля. В нашей схеме в верхней хромосфере газовое давление также в 4—5 раз меньше коронального. Однако напряженности поперечной составляющей магнитного поля в хромосфере величиной всего в 1—2 э достаточно, чтобы устранить указанное противоречие ( $P = H^2/8\pi$ ). У нас нет никаких данных наблюдений или теоретических соображений относительно изменения высот изотермы в верхней хромосфере. Возможно, что высоты изотерм над ССГ и ГСГ выравниваются. Для упрощения дальнейших расчетов мы принимаем, что изотермы в этих слоях горизонтальны.

**Переходная зона (слой E).** Общая картина переходного слоя взята нами из [4]. Над ГСГ, где магнитное поле не препятствует переносу тепла из короны в хромосферу из-за теплопроводности, переходный слой чрезвычайно узок (вероятно, сотни километров). Поток тепловой энергии вниз ( $F_c$ ) остается постоянным по всей толще этого слоя, а распределение температур определяется соотношением  $F_c = \int T_e^{3/2} dT_e/dH \approx 5 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Соответствующая модель разработана в [22] и [23]. В [23] величина  $F_c$  определяется из наблюдений совершенно иным путем, чем в [22]. Силовые линии магнитного поля в переходном слое расходятся начиная с некоторой высоты  $H_0$ . Благодаря наклону силовых линий магнитного поля теплопроводность вниз над ССГ значительно уменьшается. Поток



энергии вниз в расчете на  $1 \text{ см}^2$  изменяется в связи с существенным изменением площади сечения магнитной силовой трубки, содержащей этот поток (см. фиг. 5). В обоих случаях избыток энергии, подводимой в результате теплопроводности в верхнюю хромосферу, должен уноситься излучением. По-видимому, это ультрафиолетовое излучение, общий поток энергии которого, как показывают измерения, около  $15 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  вблизи орбиты Земли [24]. Для упрощения дальнейших расчетов мы принимаем линейную зависимость от высоты доли поверхности, занимаемой короной ( $Q_3$ ) и соответственно переходным слоем ( $Q_2$ ) на тех высотах, где они существуют. Примем также для упрощения дальнейших расчетов, что на тех высотах, где существуют корональные области и области верхней хромосферы (переходного слоя), электронная плотность и температура в короне не зависят от высоты:  $T_e = 10^6 \text{ К}$  и  $n_e = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Для полноты картины нужно добавить, что вблизи ГСГ на высотах порядка 2000—4000 км возникают плотные спиккулы с диаметром  $\sim 800 \text{ км}$ , достигающие высот 15 000—20 000 км. Их температура около  $16\,000^\circ \text{ К}$ . Все эти данные взяты из обзора Беккерса [9].

Таким образом, на высотах порядка 3000 км горизонтальная плоскость будет пересекать области двух типов: верхнюю и нижнюю хромосферу, а на высотах 12 000—14 000 км — области трех типов: спиккулы, корональные области и области переходного слоя.

## § 2. Расчет яркости центра диска Солнца на различных длинах волн в радиоизлучении

Цель настоящей работы — определить высоту, на которой начинается переходный слой ( $H_0$ ), его толщину, зависимость электронной температуры ( $T_e$ ) от высоты. Для проверки предлагаемой модели и уточнения распределения температур нами были рассчитаны видимые яркостные температуры центра солнечного диска для многих длин волн в радиодиапазоне от нескольких миллиметров до полутора метров. Соответствующее радиоизлучение образуется в различных слоях атмосферы Солнца от солнечной короны до нижней хромосферы.

Нами было выбрано несколько различных моделей, различающихся в основном ходом величины  $T_e(h)$  и  $Q_3(h)$  с высотой. На фиг. 6 приведены данные шести из десяти моделей, для которых проводились вычисления. В нашем случае нет необходимости учитывать рефракцию радиоволн в атмосфере Солнца и можно ограничиться применением закона Релея — Джинса.

Известно, что для небольшой части солнечной поверхности вблизи центра солнечного диска (с площадью  $S$ ) общая энергия, излученная в радиочастоте  $\nu$ , пропорциональна наблюдаемой радиотемпературе центра диска  $T_{\text{я}}$ , которая может быть выражена как

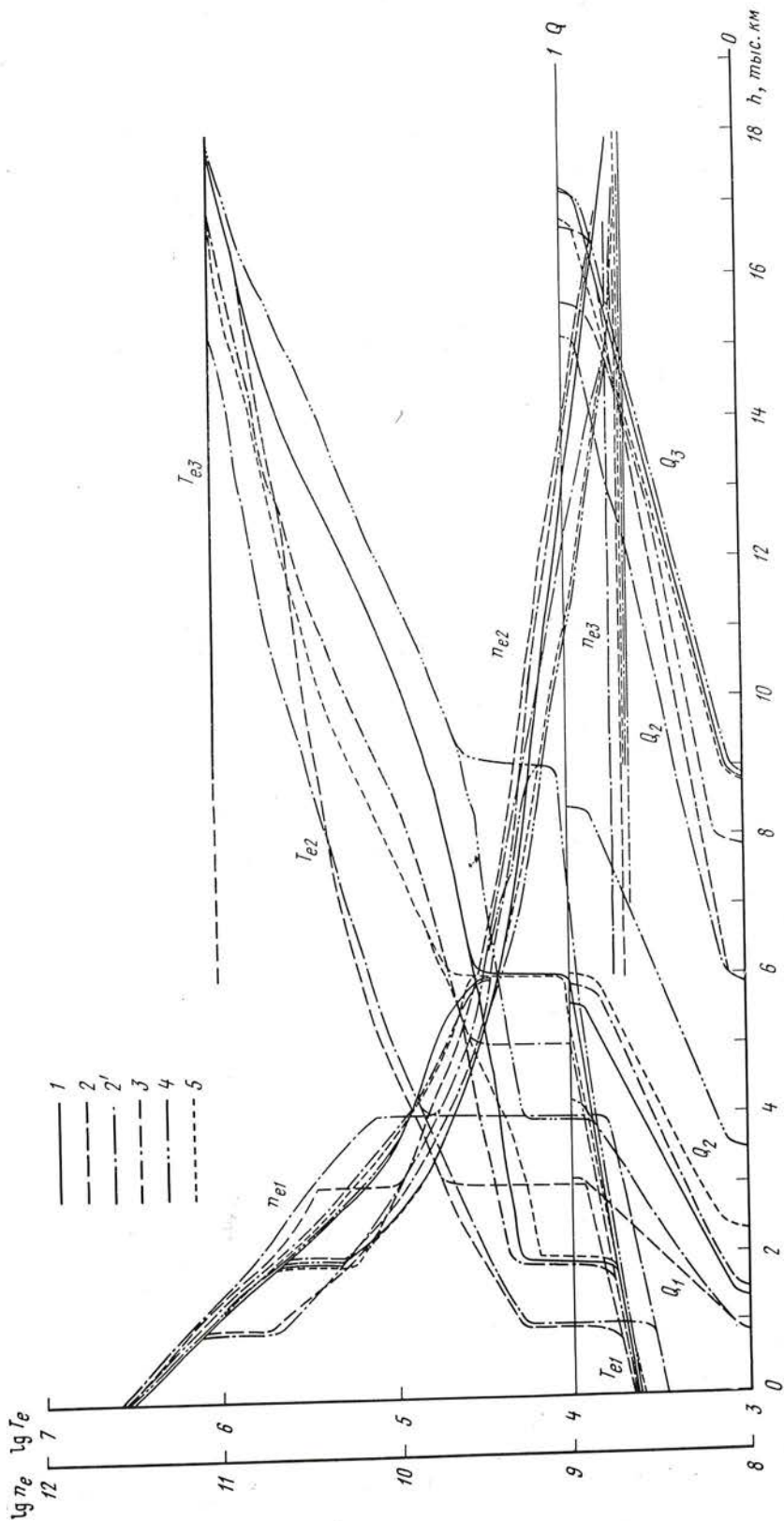
$$T_{\text{я}}(\nu) = \frac{1}{S} \int_0^\infty \int_S T_e e^{-\tau_\nu} k_\nu dh dS, \quad (1)$$

причем

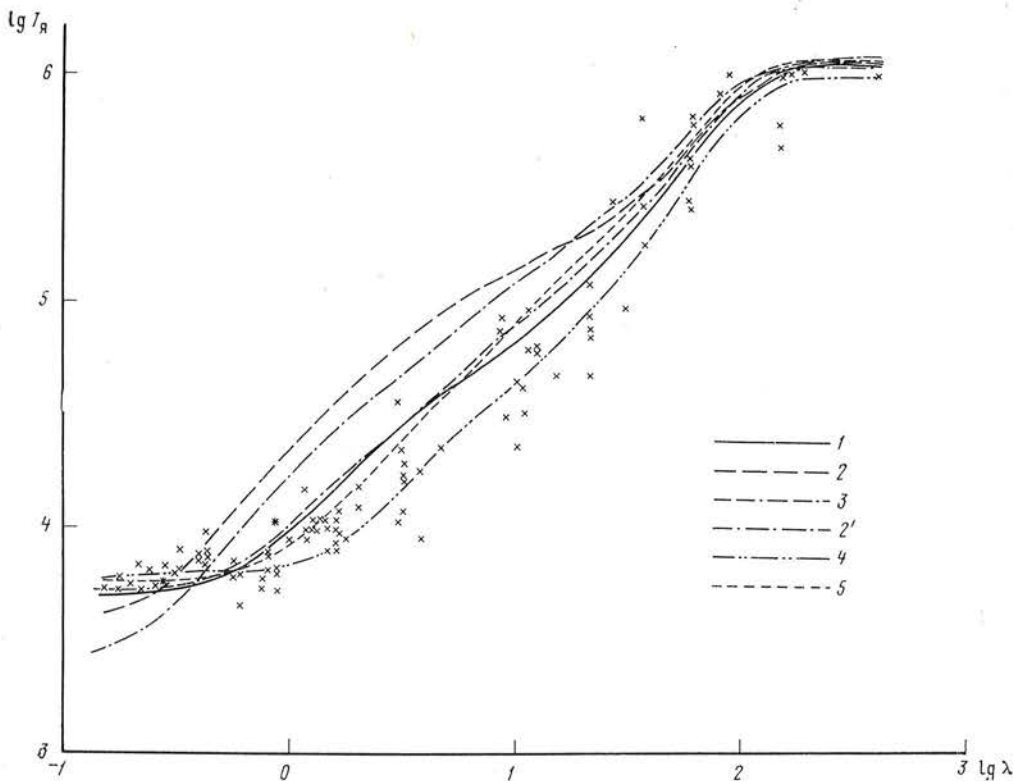
$$d\tau_\nu = k_\nu dh. \quad (2)$$

В нашем случае можно написать

$$T_{\text{я}}(\nu) = \sum_{i=1}^3 \int_0^{\tau_{\text{max}}} Q_i(h) T_{ei}(h) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (3)$$



Фиг. 6. Данные о моделях, для которых проведены расчеты



Фиг. 7. Зависимость радиояркости центра солнечного диска от длины волны для моделей, приведенных на фиг. 6 ( $\lambda$  в см)

Крестики — результаты наблюдений

где  $\tau_\nu(h) = \int_0^h k_\nu dh$  и, согласно [9], коэффициент поглощения

$$k_\nu = \frac{1}{\nu^2} n_e^2 T_e^{-3/2} [0,0132 \ln(600 T_e n_e^{-1/3})]. \quad (4)$$

Индексы  $i=1, 2$  и  $3$  соответствуют нижней и верхней хромосфере (включая переходный слой) и солнечной короне;  $Q_i(h)$  — доля солнечной поверхности, занятая на данной высоте областями типа  $i$ .

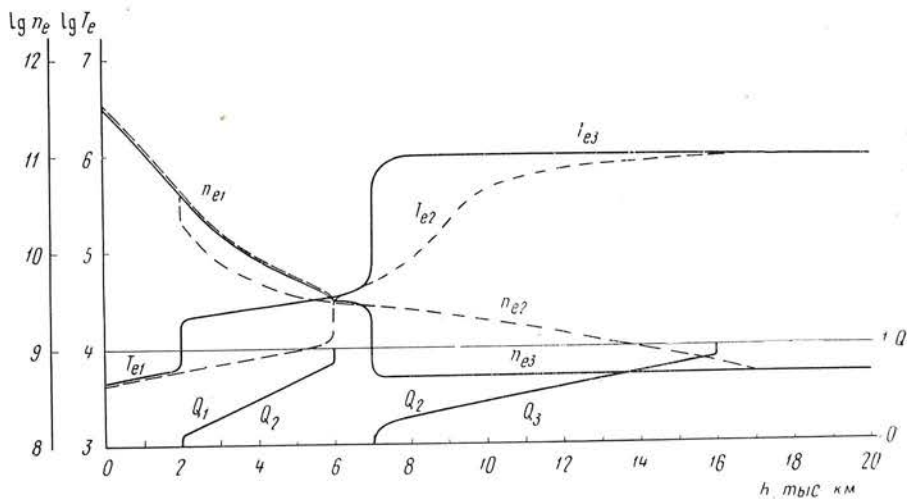
Результаты вычислений, выполненных с помощью ЭВМ обсерватории, приведены на фиг. 7. Из графика видно, что разные модели дают разный ход  $T_\nu$  с длиной волны. На фиг. 7 приведены также результаты наблюдений радиояркости центра солнечного диска, взятые нами из [25—28].

Как видно из графиков на фиг. 6, модели № 2 и 2' составляют группу моделей, в которых переход от нижней хромосферы к верхней происходит быстрее, на меньшем интервале высот, чем это следует из наших наблюдений, приведенных в [1]. В моделях № 1, 3 и 5 этот переход происходит в согласии с [1]; эти модели различаются только зависимостью  $T_{e2}(h)$ . В модели № 4  $T_{e2}$  на тех же высотах меньше, чем в моделях № 1, 3 и 5, а переход от нижней хромосферы к верхней начинается значительно выше, чем это следует из [1], и продолжается до высоты 9000 км, на этой же высоте начинается и переход к солнечной короне.

На фиг. 8 и 10 приведены данные о еще двух моделях: № 8 и 7, а на фиг. 9 и 11 приведен для них ход радиояркости.

На фиг. 7 видно, что модели № 2 и 2' дают ход  $T_\nu(\lambda)$ , сильно отличающийся от наблюдаемого. Модель № 4 в области длин волн от 30 до 1 см дает неплохое согласие с радионаблюдениями, но в области больших длин





Фиг. 8. Модель № 8

воли кривая проходит ниже, а в области миллиметровых волн выше, чем результаты измерений.

Модели № 1, 3 и 5 различаются в основном только ходом  $T_e(h)$ , величины  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  и значения электронной плотности для них почти одинаковы. В модели № 1 температура в верхней хромосфере  $T_{e2}$  меньше и медленно растет с высотой; более быстрый рост начинается на высоте 10 000 км. В модели № 3 величина  $T_{e2}$  на низких высотах больше и быстрый рост ее начинается раньше. В модели № 5  $T_{e2}$  на высоте 2000 км ниже, чем в моделях № 1 и 3, а на высоте 6000 км выше, но быстрый рост температуры начинается в этой модели еще ниже. Максимальная разница температур в этих моделях имеет место на высоте 10 000 км:  $T_{e2}$  (№ 1) =  $8,3 \cdot 10^4$  °К,  $T_{e2}$  (№ 3) =  $1,7 \cdot 10^5$  °К и  $T_{e2}$  (№ 5) =  $2,4 \cdot 10^4$  °К. Модели этой группы дают наилучшее согласие с наблюдениями в области самых коротких (до 3 см) волн и в области длинных волн (больше 60 см).

Таким образом, из рассмотрения фиг. 7 следует, что для  $\lg \lambda = 1,7$  лучше удовлетворяет наблюдениям радиояркости центра диска модель № 1, ниже  $\lg \lambda < 0,3$  лучшими оказываются модели № 1—3—5, а от  $\lg \lambda \sim 0,6$  до  $\lg \lambda \sim 1,5$  хорошо соответствует наблюдениям модель № 4.

Можно определить, какие высоты соответствуют  $\tau_\lambda = 1$  для указанных длин волн. Результаты таковы: модель выше 1300 км должна быть близка к модели № 1, ниже высоты 5500—6000 км можно также принять ход  $T_e$ , соответствующий модели № 1, а на высотах от 6 000 до 12 000 км модель должна быть близка к модели № 4. Модель № 7 приведена на фиг. 10, а соответствующая кривая радиояркости — на фиг. 11.

**Учет потока энергии из-за теплопроводности.** В области больших длин волн, т. е. для радиоизлучения, образующегося на высотах 10 000—20 000 км, различные модели дают довольно близкие результаты, и для фиксации хода  $T_e$  с высотой полезно привлечь соображения о потоке энергии из короны вниз в результате теплопроводности. Согласно [29], он равен

$$F_c = 6 \cdot 10^{-7} T_e^{1/2} dT/dh. \quad (5)$$

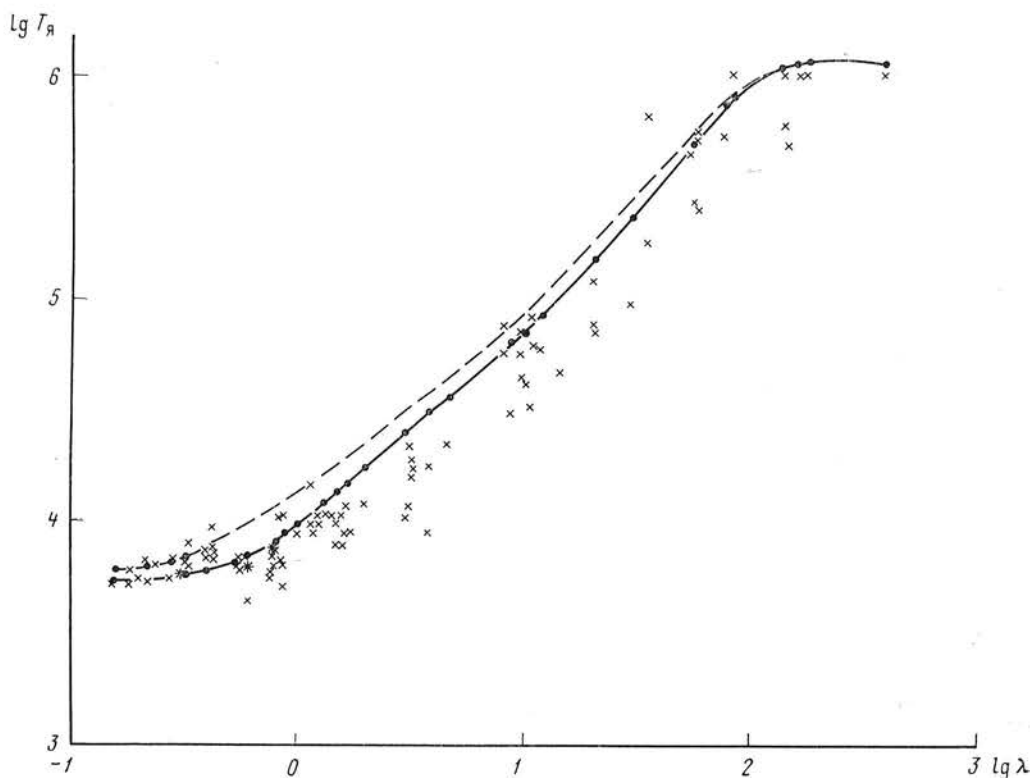
По определениям, содержащимся в [22, 23], в узкой переходной зоне над ГСГ он равен  $(5 \div 6) \cdot 10^5$  эрг/см<sup>2</sup>·сек. Благодаря канализирующей роли магнитного поля величина потока через 1 см<sup>2</sup> уменьшается вниз и должна быть обратно пропорциональна площади сечения силовой трубки  $Q_2$ . Ввиду того, что мы теперь рассматриваем места над ССГ, где толщина переходного слоя велика, естественно, что в более глубоких его слоях величина  $F_c$  будет уменьшаться и за счет ультрафиолетового излучения.

Для расчета окончательной модели примем, что  $F_c = 5 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>2</sup>·сек на границе между переходным слоем и солнечной короной, а температура в короне равна  $10^6$  °К. По формуле (5) можно теперь определить  $\Delta T/\Delta h$ , полагая, что  $F_c(h)Q_2(h) = \text{const}$ . Такая процедура помогает нам (с точностью, зависящей от точности принятого значения потока  $F_c$ ) определить  $T_e$  на больших высотах. На меньших высотах указанный метод дает завышенные значения температуры, ибо радиоданные требуют низких значений электронной температуры на соответствующих высотах. Наши вычисления показывают, что ультрафиолетовое излучение (главным образом He II, но также и C II—C III, O II—O III, N II—N V и Si III—Si V) становится существенным при  $T_e$  ниже  $2,5 \cdot 10^5$  °К. Таким образом, величина  $F_c Q_2(h)$  должна оставаться неизменной лишь для высот, больших той, при которой  $T_e = 2,5 \cdot 10^5$  °К. Вычисления  $F_c$  по формуле (5) показали, что наша модель № 7 соответствует этому требованию. Модель № 7 мы и примем за окончательную. Данные об этой модели приведены в табл. 1.

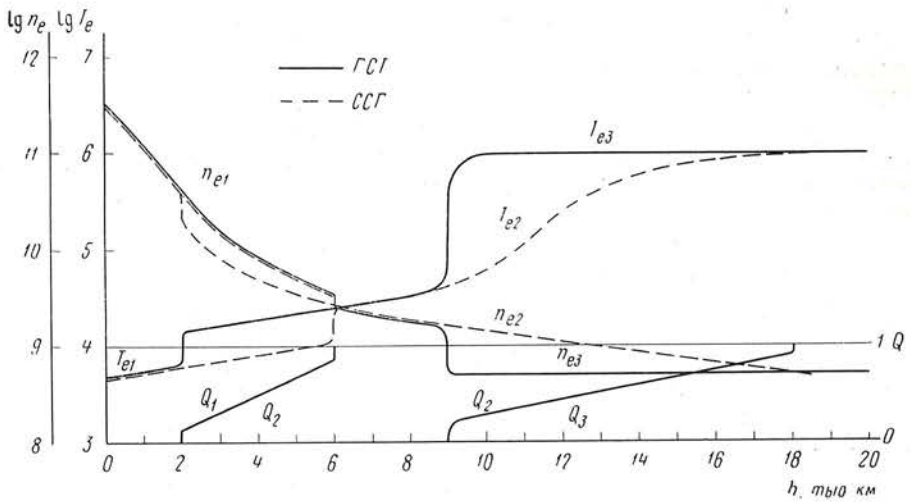
Следует отметить, что величина  $H_0$  определяется таким способом недостаточно уверенно. Возможно, что расчет хода радио- и ультрафиолетового излучения Солнца от центра диска к его краю и сравнение его с наблюдениями дадут более надежное значение  $H_0$ .

**Вопрос об однозначности полученных выводов. Излучение в линии 1032 Å O VI.** В настоящей работе мы имеем дело с 16 переменными величинами:

- относительные размеры  $l_1(h)$ ,  $l_2(h)$ ,  $l_3(h)$ ;
- относительные доли поверхности  $Q_1(h)$ ,  $Q_2(h)$ ,  $Q_3(h)$ ;
- электронные плотности  $n_{e1}(h)$ ,  $n_{e2}(h)$ ,  $n_{e3}(h)$ ;
- средняя наблюдаемая электронная плотность  $\bar{n}_e(h)$ ;
- электронные температуры  $T_{e1}(h)$ ,  $T_{e2}(h)$ ,  $T_{e3}(h)$ ;



Фиг. 9. Ход радиояркости для моделей № 8 и 10



Фиг. 10. Принятая модель хромосферы и переходного слоя от хромосферы к солнечной короне (модель № 7)

яркостная температура центра солнечного диска  $T_{\pi}(\lambda)$ ;

поток тепла из короны вниз  $F_c$ .

Семь из этих величин фиксируются наблюдениями:  $Q_1(h)$ ,  $\bar{n}_e(h)$ ,  $n_{e3}(h) = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{e3}(h) = 1 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $T_{\pi}(\lambda)$  и  $F_c = 5 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . В расчетах применялись следующие соотношения<sup>1</sup>:

$$\sum_{i=1}^3 l_i(h) = 1 \quad \text{и} \quad \sum_{i=1}^3 Q_i(h) = 1;$$

$$Q_i = \frac{l_i^2}{l_i^2 + (1 - l_i)^2} \quad (i = 1, 2, 3);$$

$$T_{\pi}(\lambda) = \sum_{i=1}^3 \int T_{ei}(h) Q_i(h) e^{-\tau_i} d\tau_i;$$

$$F_c = KT_e^{3/2} dT_e/dh;$$

$$\sum_{i=1}^3 n_i l_i = \bar{n}_e;$$

$$n_{e1}(h) T_{e1}(h) = n_{e2}(h) T_{e2}(h);$$

$$F_c Q_2(h) = \text{const} \quad \text{при} \quad T_{e2}(h) > 2,5 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}.$$

В качестве свободного параметра служила величина  $T_{e2}(h)$ .

Из сказанного видно, что в результате подбора только одной переменной величины  $T_{e2}(h)$  все величины определяются однозначно, хотя может быть недостаточно точно. Ошибки связаны как с ошибками наблюдений и принятыми упрощающими предположениями, так и с общей грубостью самого метода проб и ошибок.

Независимой проверкой выбранной таким способом модели может служить расчет ультрафиолетового излучения над ГСГ и ССГ и сравнение его с данными наблюдений, полученными с помощью OSO IV и любезно предоставленными проф. Л. Гольдбергом в наше распоряжение. Расчет проведен нами для линии  $\lambda 1032 \text{ \AA}$  иона O VI. Согласно [23], для резонансных линий интенсивность солнечного излучения вблизи орбиты

<sup>1</sup> На каждой высоте или  $l_1$  или  $l_3$  равны нулю.



Земли в  $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$ . равна

$$I = 2,38 \cdot 10^{-20} \frac{1}{\pi} A g f \int_0^{\infty} R_i(T_e) T_e^{-1/2} \cdot 10^{\frac{-5040 \chi}{T_e}} n^2 dh. \quad (6)$$

Здесь  $A$  — содержание данного элемента,  $g$  — фактор Гаунта,  $f$  — сила осциллятора для данной линии,  $\chi$  — потенциал возбуждения линии в эв,  $R_i$  — отношение числа рассматриваемых ионов к общему числу атомов и ионов данного элемента.  $R_i$  для разных температур взято нами из [30]. Величина  $A = 3,05$  [31],  $g = 0,8$ ,  $f = 0,131$  [23].

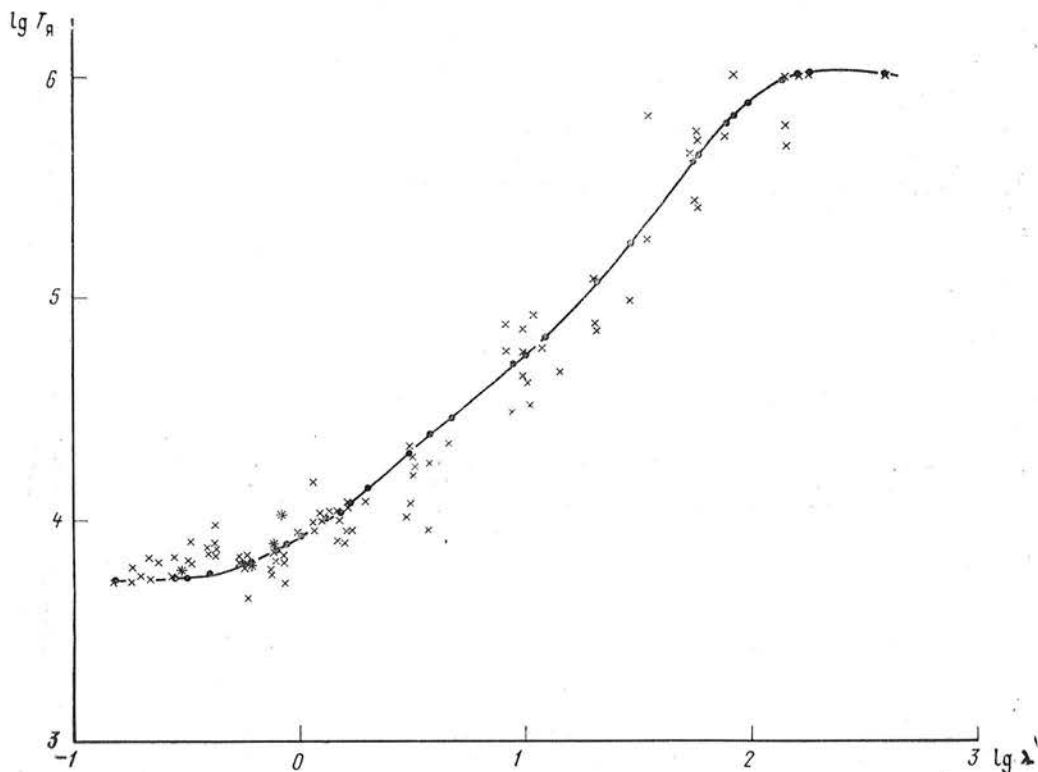
Над ГСГ формула (6) может быть упрощена [22], так как величина

$$F_c = \text{const} = 5 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} = 6 \cdot 10^7 T_e^{3/2} \frac{dT_e}{dh}$$

не зависит от высоты. Не зависит от высоты также  $p = n_e T_e = (n_e T_e)_{\text{кор}} = 5 \cdot 10^{14}$ . В результате вычислений получаем над ГСГ  $I_{\text{min}} \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$  и над ССГ  $I_{\text{max}} = 25 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$ , причем глубина образования этого излучения около 10 000 км. На этой высоте  $Q_2 = 0,52$  и  $Q_3 = 0,48$ . Отсюда  $I = 16,4 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$ .

Наблюдения на OSO IV дают  $I_{\text{min}} = 11 \cdot 10^{-3}$  и  $I_{\text{max}} = 16 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$ . Так как разрешение на OSO IV составляло только 1', то результаты, естественно, сглаженные. Средняя величина  $14 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$ .

Как отмечено в [16], излучение линии  $K_{232} \text{ Ca II}$  образуется в основном вблизи границы между нижней и верхней хромосферой. Диапазон температур, при которых существуют ионы  $\text{Ca II}$ , одинаков как над ГСГ, так и над ССГ, поэтому яркости (например, на СГГ), которые определяются величиной добавочного излучения хромосферы, налагающегося на



Фиг. 11. Зависимость яркостной температуры центра солнечного диска от длины волны для модели № 7

линию поглощения, определяются величиной  $\int n_e^2 dh$ . Над ГСГ эта величина, как показали оценки, на порядок больше, чем над ССГ, и поэтому на СГГ, снятых в линии  $K_{232}$  Ca II, яркими представляются ГСГ. Недавно аналогичные результаты получены в [8].

По нашим оценкам, мера эмиссии для дополнительного излучения, вблизи ГСГ должна в 4—5 раз превышать ее значение над ССГ в слоях, где осуществляется переход от хромосферы к короне. Это приводит к увеличению яркости на СГГ в линии  $625 \text{ \AA}$  Mg X также над ГСГ, как в линии  $K_{232}$ . В линиях, образующихся в переходном слое, можно ожидать, что картина будет обратной — яркие места должны наблюдаться над ССГ.

Довольно трудно понять, почему расхождение силовых линий магнитного поля над ГСГ начинается так высоко в хромосфере (см. [5]), хотя газовое давление сравнивается с магнитным уже в нижней хромосфере, а затем становится значительно меньше его. Однако сравнение СГГ в линиях Ca II и Mg X, по-видимому, подтверждает, что ниже переходного слоя силовые линии расходятся очень мало.

В какой-то мере, это, очевидно, связано с одновременным стремлением их к расхождению из-за магнитного давления и движением их к ГСГ вместе с движением вещества в нижних слоях, где магнитное давление меньше газового и где перемещение вещества увлекает за собой силовые линии магнитного поля.

Таким образом, приведенная модель удовлетворяет оптическим наблюдениям (которые фиксируют распределение электронной плотности в данной модели), наблюдениям в радиодиапазоне (это достигнуто подбором распределения температур) и объясняет распределение яркости на СГГ в  $K_{232}$  Ca II и  $625 \text{ \AA}$  Mg X (последнее обеспечивается неоднородностью хромосферы вдоль поверхности Солнца).

### § 3. Сравнение распределения яркостей на СГГ в ультрафиолетовых линиях

Следующим этапом работы было сравнение распределения яркостей на СГГ, полученных в других линиях ультрафиолетового диапазона, образующихся в короне и в переходном слое. Нами проделано предварительное сравнение СГГ в ультрафиолетовом диапазоне, построенных по данным телеметрии со спутника OSO IV 26.XI 1967 г. Сравнялось относительное расположение тех мест невозмущенной атмосферы Солнца, где яркость была выше среднего значения. Сравнение выполнено по увеличенным копиям СГГ — наложением одной СГГ на другую при просвечивании снизу. Кроме того, яркие детали в спокойных областях Солнца переводились на координатную сетку с последующим подсчетом числа совпадений деталей. Так как разрешающая способность инструмента составляла  $1'$ , то совпадающими считались яркие детали, расстояние между которыми было меньше  $40''$ .

В обработку вошли СГГ в лаймановском континууме ( $800 \text{ \AA}$ ),  $991 \text{ \AA}$  N III,  $1032 \text{ \AA}$  O VI,  $770 \text{ \AA}$  Ne VIII,  $625 \text{ \AA}$  Mg X,  $499 \text{ \AA}$  Si XII,  $417 \text{ \AA}$  Fe XV и  $361 \text{ \AA}$  Fe XVI. На последних двух СГГ вне активных областей практически ярких деталей не оказалось.

В табл. 2 приведены данные (согласно [32]) о температуре, соответствующей максимальному количеству ионов данной степени ионизации.

Согласно сказанному выше следует ожидать, что яркие места на СГГ, полученных в линиях, образующихся в переходной зоне, будут соответствовать до известной степени расположению ярких деталей на СГГ, полученных в крыльях линии  $H_\alpha$  (т. е. будут яркими над ССГ, или, иными словами, в межспиккулярных областях). Линии, возникающие в короне, должны давать СГГ, расположение ярких мест на которых будет более соответствовать расположению ярких мест на СГГ, снятых в линии K или H Ca II (т. е. ГСГ, хромосферной сетке, спиккулярным областям). Аналогичным



Принятая модель хромосферы и переходного слоя от хромосферы к короне

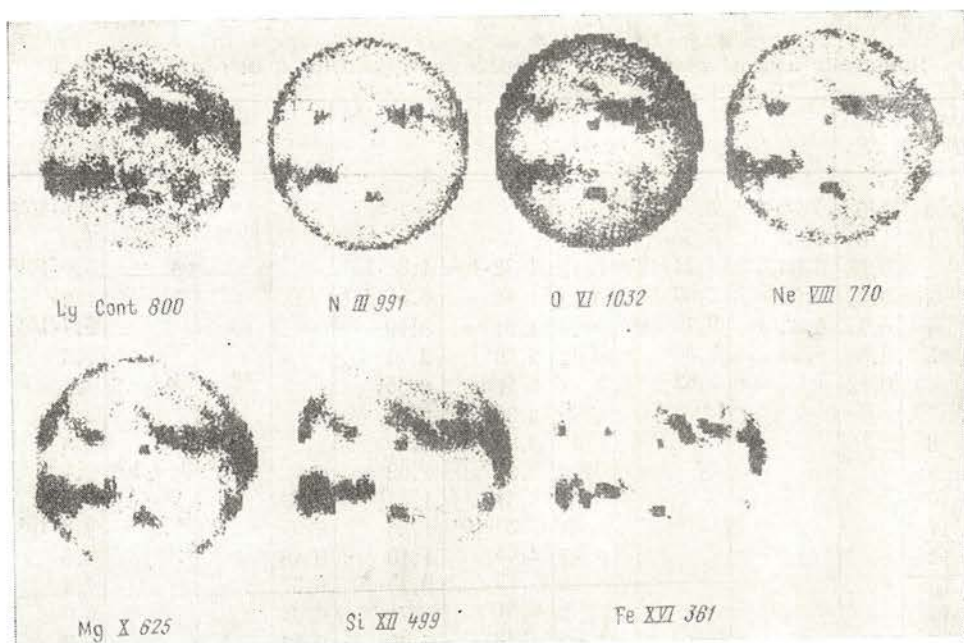
$H$ , тыс. км	$Q_1$	$T_{e1}$	$n_{e1}$	$Q_2$	$T_{e2}$	$n_{e2}$	$Q_3$	$T_{e3}$	$n_{e3}$	$\bar{n}_e$
0	1,0	$4,36 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^{11}$							$3,5 \cdot 10^{11}$
1	1,0	5,13	1,3							1,3
2	0,88	5,89	$4,21 \cdot 10^{10}$	0,12	$1,32 \cdot 10^4$	$1,88 \cdot 10^{10}$				$3,6 \cdot 10^{10}$
3	0,68	6,92	1,57	0,32	1,66	$6,55 \cdot 10^9$				1,2
4	0,54	8,32	$9,18 \cdot 10^9$	0,46	1,91	3,99				$6,7 \cdot 10^9$
5	0,38	9,55	6,30	0,62	2,19	2,74				4,3
6	0,12	$1,05 \cdot 10^4$	5,62	0,88	2,51	2,35				3,2
7				1,0	2,88	2,2				2,2
8				1,0	3,39	1,8				1,8
9				0,90	4,27	1,62	0,1	$1 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^8$	1,4
10				0,70	6,31	1,41	0,30			1,2
11				0,63	$1,20 \cdot 10^5$	1,26	0,37			$9,8 \cdot 10^8$
12				0,52	2,63	1,10	0,48			8,6
13				0,43	4,15	$9,55 \cdot 10^8$	0,57			7,4
14				0,35	6,31	8,71	0,65			6,6
15				0,28	7,32	7,59	0,72			5,9
16				0,20	8,32	6,46	0,80			5,4
17				0,15	8,85	5,62	0,85			4,9
18				0,1	9,43	5,00	0,9	$1 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^8$	4,5

должно быть распределение ярких мест и на СГГ в линиях, возникающих в самой верхней хромосфере сразу ниже переходного слоя, так как они отражают распределение по поверхности потока тепла из короны вниз вследствие теплопроводности  $F_c$ , который больше над ГСГ.

Если магнитное поле в короне становится более однородным, то линии, возникающие высоко в короне, должны дать СГГ с очень небольшим количеством ярких деталей, связанных только с флуктуациями плотностей и температуры. Для сравнения с наблюдениями было принято, что температура в нижней хромосфере меньше  $10^4$  °К, в верхней хромосфере больше  $10^4$  °К и меньше  $10^5$  °К, в переходной зоне соответственно  $10^5$  —  $10^6$  °К, снизу в короне  $(1-3) \cdot 10^6$  °К и в верхней короне не больше  $3 \cdot 10^6$  °К. Данные о слое, в котором образуются линии, и об ожидаемом распределении ярких мест на СГГ приведены в табл. 2, а на фиг. 12 даны примеры СГГ.

Таблица 2

Ион	$\lambda$	$\lg T_m$	Место образования	Тип распределения яркости
H I	800	4,0	Хромосфера	$H_\alpha \pm$
N III	991	5,0	Переходный слой	$H_\alpha \pm$
O IV	791	5,2	»	$H_\alpha \pm$
O VI	1032	5,5	»	$H_\alpha \pm$
Ne VIII	770	5,9	»	$H_\alpha \pm$
Mg X	625	6,2	Нижняя корона	Ca II
Si XII	499	6,4	»	Ca II
Fe XV	417	(6,5)	Верхняя корона	Ca II
Fe XVI	381	6,6	»	Ca II



Фиг. 12. Примеры спектрогелиограмм, полученных на ИСЗ ОСО IV 26.XI 1967 г.

**Результаты сравнения.** Ранее было показано [16], что распределение яркостей на СГГ, снятых в крыльях линии  $H_{\alpha}$  (1-й тип распределения яркости), противоположно распределению яркостей на СГГ в линиях Ca II (2-й тип распределения яркостей на СГГ), т. е. в спокойных участках поверхности Солнца яркие места на первых соответствуют темным местам на вторых, и наоборот. Кроме того, оказалось, что, как правило, в спокойных областях на СГГ в линии  $625 \text{ \AA}$  Mg X яркости ближе к распределению 2-го типа.

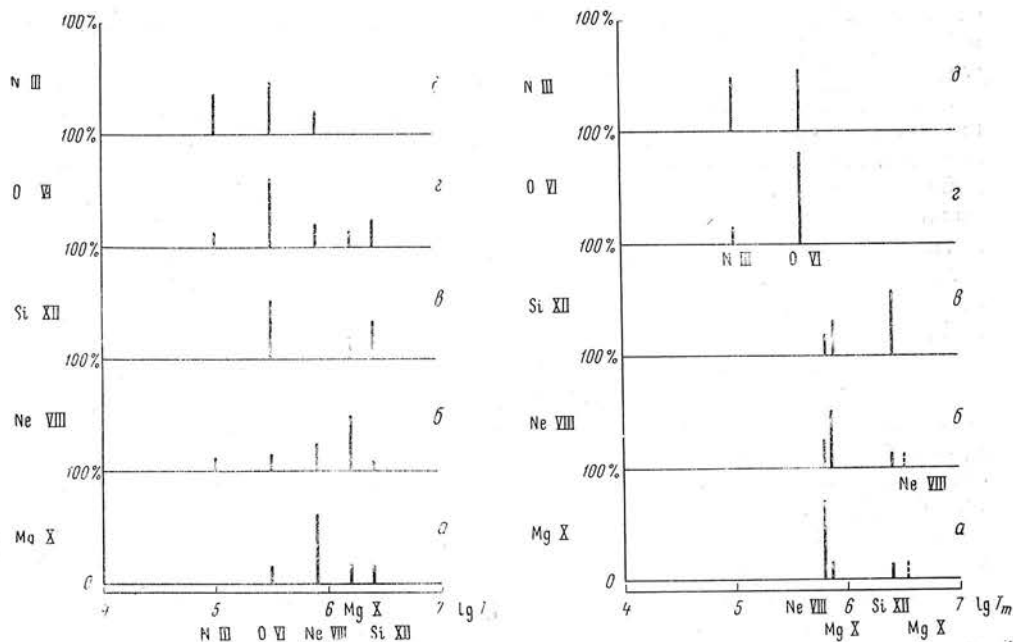
Как и можно было ожидать, в спокойных областях яркие места на разных СГГ часто не совпадают. Сравнение показало, что распределение яркостей на СГГ в  $L_{y\text{cont}}$  противоположно распределению в  $625 \text{ \AA}$  Mg X, т. е. близко к 1-му типу<sup>1</sup>. Распределение ярких мест в O VI также близко к 1-му типу, но иногда (изредка) противоположно ему. Нами подсчитывалось общее количество деталей в данной линии и количество ярких деталей, совпадающих по расположению с яркими деталями на СГГ в других линиях. Результаты приведены на фиг. 13, а — д. По оси абсцисс на этих графиках отложена температура ( $\lg T_m$ ), по оси ординат — число совпадающих деталей в процентах. При рассмотрении фиг. 13 прежде всего бросается в глаза, что почти 60% ярких деталей в резонансных линиях Ne VIII и Mg X совпадают (т. е. носят характер распределения 2-го типа). Однако часть деталей в Mg X совпадает не с Ne VIII, а с O VI и с Si XII (одновременно в одних и тех же местах).

Детали, яркие в N III, в половине случаев совпадали с яркими местами в O VI, но в 20% случаев совпадали с местами, яркими в линии Ne VIII.

В линии Si XII ярких деталей в 3—4 раза меньше, чем на других СГГ. Более чем в половине случаев их распределение совпадает с яркими деталями в O VI; в большинстве остальных случаев там, где находится

<sup>1</sup> *Примечание при корректуре.* Дальнейшие исследования (см.: Э. С. Дубов, Л. Г. Карташева. Изв. Крымской астрофиз. об., 1973, 47) показали, что чаще распределение ярких мест на СГГ в  $L_{y\text{cont}}$  близко ко 2-му типу.





Фиг. 13. Результаты подсчета совпадения ярких деталей на различных спектрогелиограммах

Каждая диаграмма соответствует СГГ в одной спектральной линии. Вертикальные отрезки пропорциональны числу ярких деталей на этой СГГ, совпадающих с яркими деталями на СГГ в других линиях

Фиг. 14. Данные фиг. 13 с учетом особенностей кривых ионизации и излучения в лаймановском континууме

яркая деталь в Si XII, во всех других линиях яркие детали не наблюдаются. Для небольшого числа деталей это бывает и в других линиях. На фиг. 13 детали, яркие только в данной линии, приведены против значения температуры, соответствующего этой стадии ионизации.

**Особенности зависимости распределения ионизации элементов от температуры.** Из предыдущего можно видеть, что между ожидаемым распределением яркостей и тем распределением, которое наблюдается на СГГ, существует заметная разница, а иногда и прямая противоположность. Это различие может быть существенно уменьшено, если отказаться от грубого рассмотрения только температур, когда наибольшее число атомов данного элемента находится в данном состоянии ионизации, а обратиться к кривым распределения ионов по температурам, приведенным в [18] и [30].

Кроме того, следует учесть, что на распределение яркостей на СГГ в линии  $770 \text{ \AA}$  Ne VIII влияет излучение лаймановского континуума. По данным, любезно сообщенным нам Нойесом, можно оценить, что в лаймановском континууме на длине волны  $770 \text{ \AA}$  (в расчете на  $1 \text{ \AA}$ ) Солнце дает излучение всего в несколько раз более слабое, чем в Ne VIII. Поэтому те участки поверхности Солнца, в которых излучение в  $L_{\gamma\text{cont}}$  особенно сильно, будут выглядеть яркими на СГГ в линии  $770 \text{ \AA}$  Ne VIII. Расположение этих мест должно соответствовать 2-му типу. По-видимому, это и объясняет те 20% совпадений ярких деталей на СГГ в O VI и в Ne VIII (фиг. 13, б). Аналогично можно объяснить совпадение небольшого числа ярких деталей на СГГ в Ne VIII и N III.

Если рассмотреть кривые ионизации кислорода, приведенные в [29], то можно видеть, что кривая для O VI как бы составлена из двух кривых

с максимумами около  $\lg T_e = 5,6$  и  $\lg T_e = 6,2$ . Поэтому даже при  $\lg T_e = 6,4$  будут существовать в некотором количестве ионы O VI, которые, следовательно, могут светиться даже в короне. Это обстоятельство отмечено и в [33] Зириным и Козловским. Поэтому, хотя большинство деталей на СГГ в O VI соответствуют 1-му типу (как и ожидалось), некоторые из них (согласно наблюдениям 20—25%) указывают на распределение, которое наблюдается в линии Si XII, образующейся в верхней короне (фиг. 13). Необходимо также уточнить зависимость от температуры ионизации магния и неона. Для Mg X, согласно [18], существует два максимума: большой при  $\lg T_e = 5,86$  и малый для  $\lg T_e = 6,56$ . Для Ne VIII, согласно [29], большой максимум имеет место при  $\lg T_e = 5,8$  и малый  $\lg T_e = 6,5$ . Отношение числа ионов в обоих случаях 150—200. Таким образом, хотя большая часть излучения в линиях Ne VIII и Mg X соответствует примерно одинаковой температуре и дает в большинстве случаев совпадения расположения ярких деталей на СГГ, однако некоторая часть ярких деталей в этих линиях соответствует расположению ярких деталей в линиях, образующихся в слоях с более высокой температурой (линия 499 Å Si XII), что и наблюдается на самом деле.

По распределению яркостей на СГГ в линиях Si XII, Fe XV и Fe XVI можно видеть, что в этих линиях вне активных областей вообще очень мало ярких деталей. Частично, правда, этот результат, вероятно, связан с уменьшением чувствительности прибора в этих длинах волн.

Теперь фиг. 13 может быть перестроена без учета лаймановского излучения и с учетом особенностей кривых ионизации элементов. Результат приведен на фиг. 14, а—д. Можно видеть, что это распределение довольно хорошо соответствует ожидаемому: линии Mg X, Ne VIII и Ca II дают распределение яркостей одного типа, а линии O VI, N III, H $\alpha$   $\pm$  и лаймановский континуум — другого. Таким образом, предлагаемая нами модель хромосферы и переходного слоя удовлетворительно объясняет и распределение ярких мест на СГГ в ультрафиолетовых линиях. В настоящее время проводится более подробное изучение распределения как ярких, так и темных мест на СГГ по данным OSO IV. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в активных областях яркость увеличивается одновременно на всех СГГ во всех линиях. Объяснить это иначе, чем опусканием в активных областях всех изотерм [13, 16], нелегко.

Автор выражает свою искреннюю благодарность Е. Смирновой, составившей программу и проведшей большую часть вычислений на ЭВМ КраО, З. Щербаковой, оказавшей большую помощь в проведении ряда вычислений и в оформлении статьи, Л. Гольдбергу, любезно предоставившему некоторые результаты, полученные со спутников.

5 мая 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 301.
2. K. V. Leighton, R. W. Noyes, G. W. Simon. *Astrophys. J.*, 1962, 135, 474.
3. E. E. Dubov. *Sympos. N 35 IAU*, 1968. D. Reidel publishing Co., Dordrecht—Holland, p. 255.
4. A. K. Kopp, M. Kuperus. *Solar Phys.*, 1968, 4, N 2, 242.
5. R. G. Athay. *Astrophys. J.*, 1966, 145, N 3, 784.
6. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский. *Астрон. ж.*, 1962, 39, № 5, 777.
7. L. Goldberg, R. W. Noyes, W. H. Parkinson, E. Reeves, G. L. Withbroe. *Science (USA)*, 1968, 162, 95.
8. H. A. Veerbe, H. K. Johnson. *Solar Phys.*, 1969, 10, 79.
9. J. M. Beckers. *Solar Phys.*, 1968, 3, N 3, 367.
10. С. Б. Пикельнер. *УФН*, 1966, 88, 505.
11. С. Б. Пикельнер. *Астрон. ж.*, 1969, 46, № 2, 328.
12. F. L. Deubner. *Mitt. astron. Ges.*, 1968, N 25, 188.



13. A. S. Tanenbaum, J. M. Wilcox, B. N. Frazier, R. Howard. *Solar Phys.*, 1969, 9, N 2, 328.
14. С. И. Гонасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 15.
15. O. Gingerich, C. de Jager. *Solar Phys.*, 1968, 3, 5.
16. Э. Е. Дубов. *Астрон. ж.*, 1967, 44, № 2, 342.
17. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 101.
18. L. L. House. *Astrophys. J., Suppl.*, 1964, 8, N 81, 307.
19. Р. Томас, Р. Атей. Физика солнечной хромосферы. М., «Мир», 1965, гл. 7 (перев. с англ.)
20. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962 (перев. с нем.)
21. K. Athay. *Solar Phys.*, 1969, 9, N 1, 51.
22. A. K. Dupree, L. Goldberg. *Solar Phys.*, 1967, 1, 229.
23. G. L. Withbroe. *Solar Phys.*, 1970, 11, 42; 11, 208.
24. Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда (сборник переводов). М., ИЛ, 1962.
25. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.
26. T. I. Shimabukuro, I. M. Stasey. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 777.
27. M. K. das Gupta, D. Vasu. *Nature*, 1965, 208, 739.
28. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 21.
29. S. Chapman. *Astrophys. J.*, 1954, 120, 151.
30. I. W. Allen, A. K. Dupree. *Scient. Report N 24. Harvard College Observ.*, 1957.
31. L. Goldberg, E. A. Mullere, L. H. Aller. *Astrophys. J., Suppl.*, 1960, 5, N 45, 1.
32. R. W. Noyes, G. L. Withbroe, R. P. Kishner. *Solar Phys.*, 1970, 11, 378.
33. B. Z. Kozlowsky, H. Zirin. *Solar Phys.*, 1968, 5, 50.

СТРУКТУРА ИСТОЧНИКА ШУМОВОЙ БУРИ  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗАТМЕНИЯ  
22 СЕНТЯБРЯ 1968 ГОДА НА ВОЛНЕ 1,37 м

Л. И. Юровская

Из рассмотрения наблюдений затмения Солнца 22.IX 1968 г. на волне 1,37 м получено, что источник шумовой бури состоял из двух областей, наблюдаемых отдельно в проекции на диск Солнца: области повышенного излучения фона и области всплесков.

Размеры области повышенного излучения фона составляют  $1',0 \pm 0',2$  в направлении закрытия и  $0',8 \pm 0',2$  в направлении открытия. Протяженность области, ответственной за излучение всплесков, составила около  $13',6$  и  $7',6$  в тех же направлениях.

Наблюдение с малой постоянной времени регистрирующего прибора позволило выделить интенсивную центральную часть в источнике всплесков, размеры которой составили около  $1',6 \pm 0',8$  и  $0',8 \pm 0',8$  в направлении закрытия и открытия соответственно.

THE STRUCTURE OF THE NOISE STORM SOURCE ACCORDING TO OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE ON THE 22<sup>nd</sup> OF SEPTEMBER 1968 AT 1,37 m, by L. I. Yurovskaya.— From the examination of the observations of the Solar eclipse on the 22<sup>nd</sup> of September 1968 at 1,37 m wavelength the noise storm source is found to consist of two regions separately observed on the solar disk: one is the region of the enhanced background continuum, another is the burst one.

The dimensions of the enhanced background region, are  $1',0 \pm 0',2$  in eclipsing direction and  $0',8 \pm 0',2$  in uneclipsing one. The dimensions of the region responsible for the bursts emission are about  $13',6$  and  $7',6$  in the same directions.

The observation with small time constant of recorder was favourable to define the more intensive central part of the burst region. Its dimensions are about  $1',6 \pm 0',8$  and  $0',8 \pm 0',8$  corresponding to eclipsing and uneclipsing directions.

## § 1. Данные наблюдений

Наблюдение солнечного затмения 22.IX 1968 г. проводилось в Крымской астрофизической обсерватории одновременно на двух независимых установках на волне 1,37 м. Один комплект аппаратуры был установлен на малой антенне, другой — на радиотелескопе РТ-22 совместно с сантиметровой аппаратурой. Ширина диаграммы направленности РТ-22 на волне 1,37 м составляла около  $5^\circ \times 5^\circ$ , запись радиоизлучения производилась при постоянной времени регистрирующего прибора 0,25 сек и скорости протяжки бумажной ленты 40 мм/мин.

Во время затмения запись общего потока излучения Солнца производилась без переключения чувствительности радиометра. Калибровка осуществлялась путем сравнения с излучением дискретного источника Касиопея-А до и после затмения.

22.IX 1968 г. затмение в оптическом диапазоне происходило с  $10^{\text{h}}00^{\text{m}}$  UT (первый контакт, время везде мировое) по  $12^{\text{h}}24^{\text{m}}$  (четвертый контакт). Максимальная фаза затмения в  $11^{\text{h}}14^{\text{m}}$  составляла 0,64. Скорость движения Луны относительно диска Солнца равнялась в среднем  $0,4''/\text{сек}$ . В день затмения на диске Солнца было несколько групп пятен, из которых



группа № 381 (нумерация бюллетеня «Солнечные данные») [1] была наиболее мощной.

В течение двух дней до затмения, а также в последующие дни на метровых волнах наблюдалась сильная шумовая буря. Однако в день затмения ее активность значительно снизилась, и слабые всплески шумовой бури удалось зарегистрировать только благодаря малой постоянной времени выходного прибора и большой эффективной площади РТ-22. При анализе результатов с целью устранения случайных помех и аппаратурных флуктуаций сравнивались записи затмения на волне 1,37 м, полученные на обоих установках.

На фиг. 1 (масштаб времени уменьшен) приведена запись хода затмения, полученная с помощью РТ-22. Штриховой линией изображена расчетная кривая покрытия Луной равномерно излучающего диска радиусом  $1,4 R_{\odot}$ . Участки наиболее быстрого изменения общей интенсивности излучения, которые связаны с закрытием и открытием локального источника, обозначены на фиг. 1 цифрами 1, 2.

Ниже будут рассмотрены некоторые результаты наблюдения затмения, позволившие определить структуру источника шумовой бури. Обе компоненты (повышенное излучение фона и всплески) будут рассмотрены раздельно.

## § 2. Область повышенного излучения фона

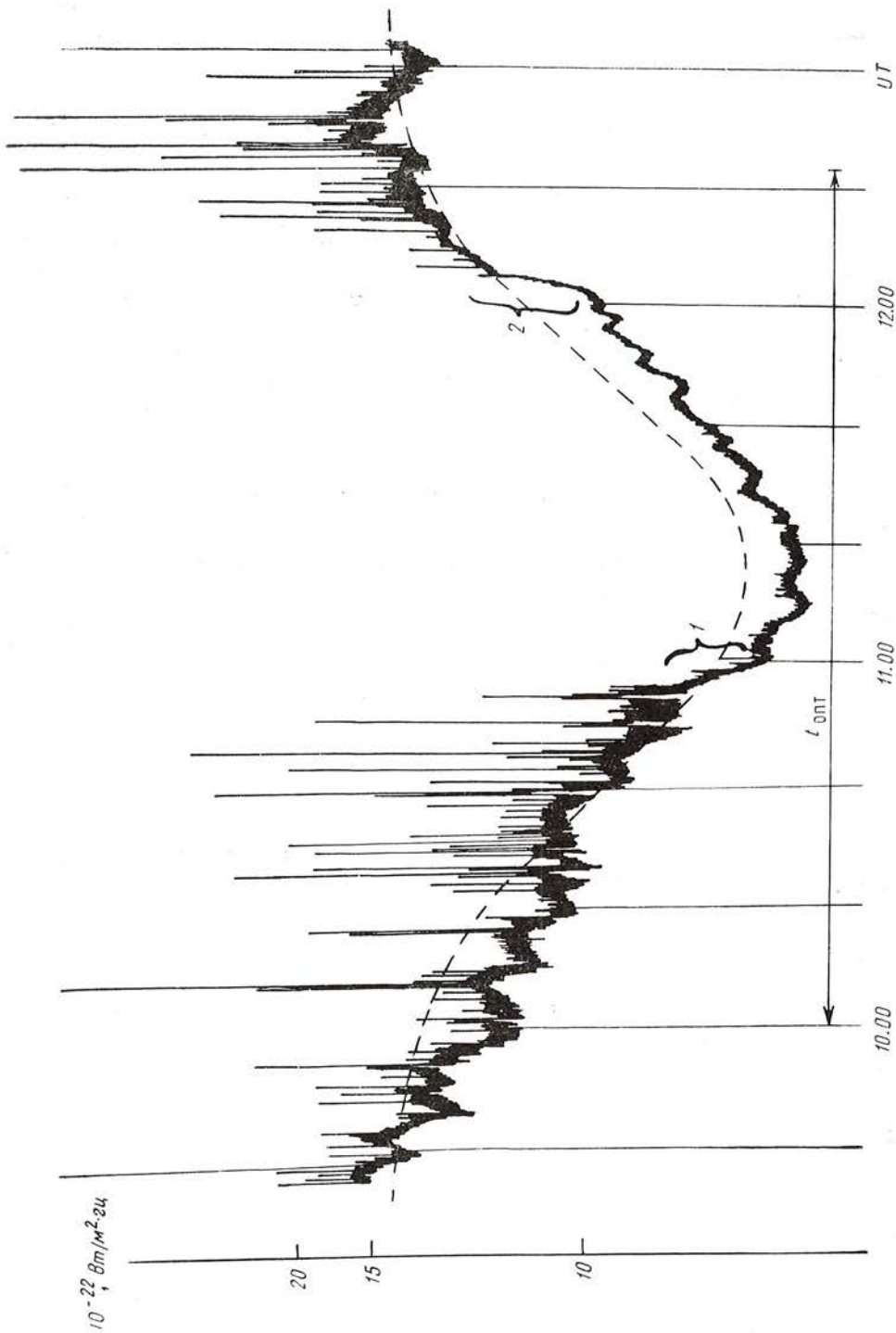
Повышенное излучение фона во время шумовой бури меняется во времени, однако не так резко, как всплески. Во всяком случае в течение 2—3 мин (время закрытия или открытия источников) его уровень можно считать постоянным, поэтому для определения размеров, положения и яркостной температуры  $T_{я}$  области повышенного излучения фона можно использовать прием, применяемый в сантиметровом диапазоне при изучении источников  $S$ -компоненты по затменным наблюдениям [2].

На фиг. 2 представлены участки оригинальной записи, соответствующие закрытию (а) и открытию (б) области повышенного излучения фона. Штриховыми линиями, соответствующими постепенному изменению полного потока при покрытии Луной спокойного Солнца, отмечены дополнительные изменения, вызванные наличием локального источника в короне. Действительно, на фиг. 2, а можно видеть, что начиная с  $10^{\text{h}}55^{\text{m}}54^{\text{s}} \pm 6^{\text{s}}$  поток начал уменьшаться заметно быстрее. Конец быстрого уменьшения интенсивности можно отнести ко времени  $10^{\text{h}}58^{\text{m}}20^{\text{s}} \pm 3^{\text{s}}$ . Это аномальное изменение потока можно объяснить закрытием Луной локального источника. Примем за время закрытия наибольшее значение интервала времени быстрого уменьшения потока, а именно  $10^{\text{h}}55^{\text{m}}48^{\text{s}} - 10^{\text{h}}58^{\text{m}}23^{\text{s}}$ , который обозначен на фиг. 2 через  $t_1$ .

Открытие локального источника сопровождается ростом интенсивности (фиг. 2, б) с несколько меньшими вариациями на записи полного потока, чем в случае закрытия. Начало открытия соответствует времени  $12^{\text{h}}02^{\text{m}}29^{\text{s}} \pm 6^{\text{s}}$ , конец —  $12^{\text{h}}04^{\text{m}}17^{\text{s}} \pm 6^{\text{s}}$ . За величину ошибки при определении отдельных моментов принят интервал времени, в течение которого происходило изменение полного потока на 0,1 определяемой величины. Окончательно за время открытия локального источника можно принять максимальный интервал  $12^{\text{h}}02^{\text{m}}25^{\text{s}} - 12^{\text{h}}04^{\text{m}}20^{\text{s}}$ .

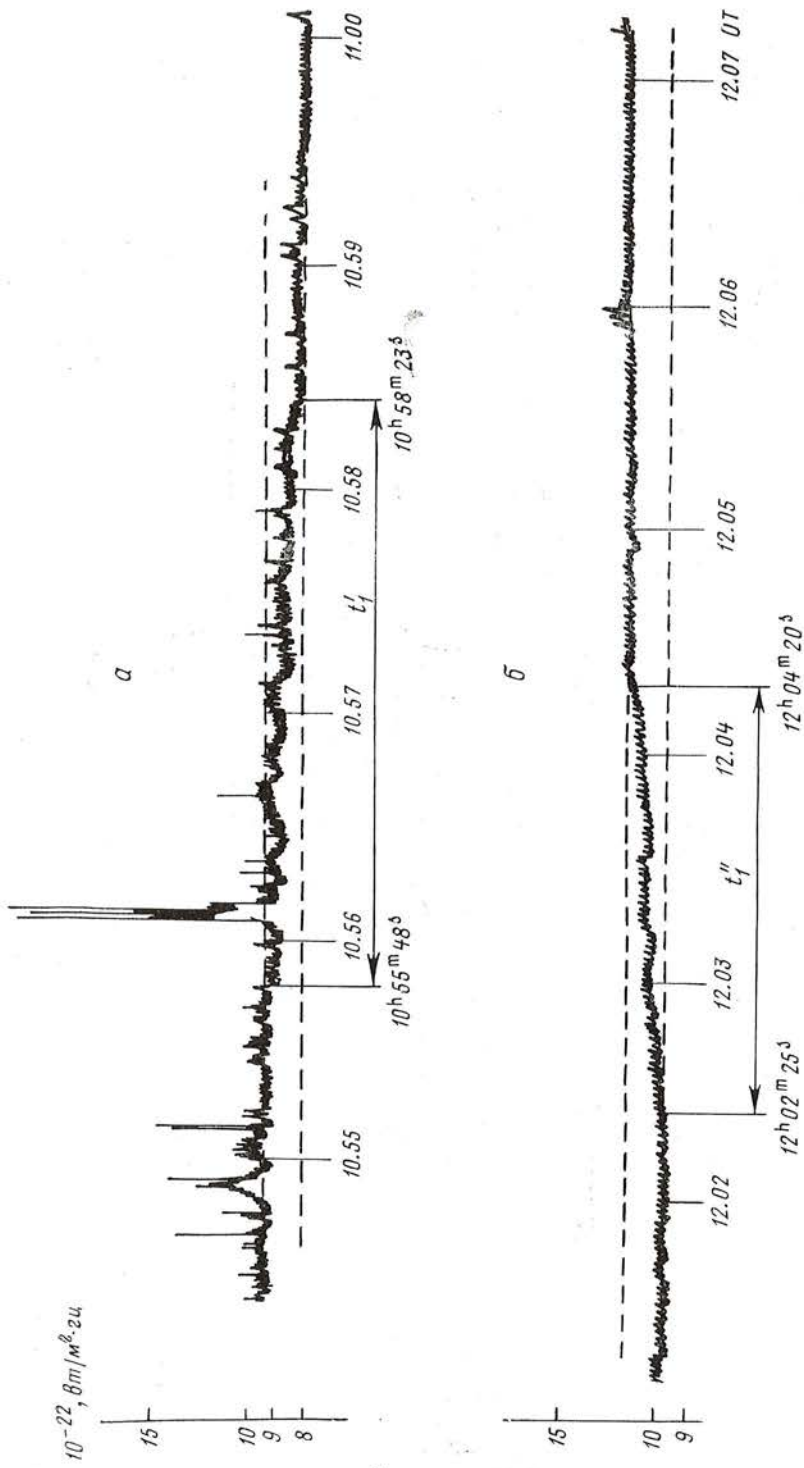
По этим данным и скорости движения края Луны по диску Солнца можно оценить размеры области повышенного излучения фона источника шумовой бури. В данном случае они составили  $1'$  в направлении закрытия и  $0,8'$  в направлении открытия.

При определении размеров источника ошибка за счет неточности отсчетов времени оказалась равной  $2'',4$ . Это существенно меньше размеров первой зоны Френеля, составляющей на метровых волнах около  $10''$  [3]. Согласно нашим расчетам [4], минимальный размер источника на волне



Фиг. 1. Записъ изменения общото потока излучения Слънца на волне 4,37 м во време затмения 22.IX 1968 г.





Фиг. 2. Изменение интенсивности излучения Солнца при закрытии (а) и открытии (б) области повышенного излучения фона

1,37 м, который можно уверенно определить по затменным наблюдениям, должен быть больше 12". С учетом этих замечаний можно принять, что ошибка в определении размеров рассматриваемого источника составила около 0',2.

Яркостную температуру источника можно оценить по формуле [5]

$$T_{я.и} = \frac{S_{и} T_{я\odot} \Omega_{\odot}}{S_{\odot} \Omega_{и}},$$

где  $S_{и}/S_{\odot}$  — отношение потока локального источника к общему потоку Солнца,  $T_{я\odot}$  — яркостная температура Солнца, равная  $10^6$  °К,  $\Omega_{\odot}$  — телесный угол Солнца,  $\Omega_{и}$  — телесный угол, под которым виден источник.

Как видно из фиг. 1, вклад источника шумовой бури в общий поток составляет около 10% от излучения незакрытого Солнца. При размере источника 1' это соответствует его яркостной температуре  $T_{я.и} \approx 100 \cdot 10^6$  °К. Это значение существенно превышает яркостную температуру спокойного Солнца, что свидетельствует о нетепловой природе повышенного излучения фона.

### § 3. Область излучения всплесков

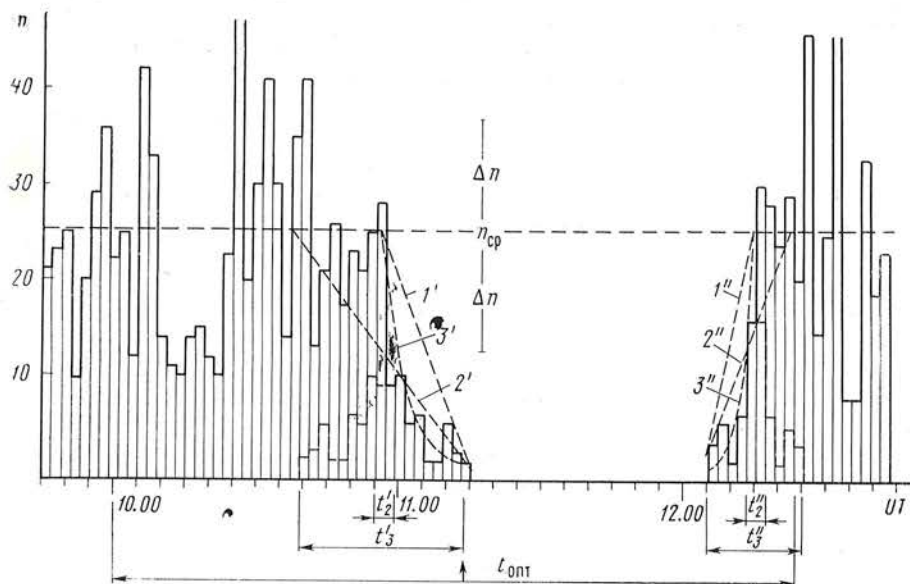
Резко выраженный нестационарный характер излучения всплесков шумовой бури на метровых волнах не позволяет применить использованный выше способ определения размеров области их излучения. Некоторые сведения по этому вопросу можно получить, рассмотрев изменение активности шумовой бури при закрытии и открытии источника по отдельным характеристикам излучения всплесков, в частности, по изменению числа всплесков и их амплитуды.

На фиг. 3 представлено изменение числа всплесков в двухминутные интервалы в течение всего периода наблюдений 22.IX 1968 г. За отдельный всплеск принималось кратковременное ( $< 0,25$  сек) повышение общего потока излучения Солнца, амплитуда которого в два раза превышала шумовую дорожку. На фиг. 3 можно видеть, что начиная с  $10^h57^m$  число всплесков постепенно уменьшается, затем они полностью исчезают и с  $12^h05^m$  снова постепенно появляются.

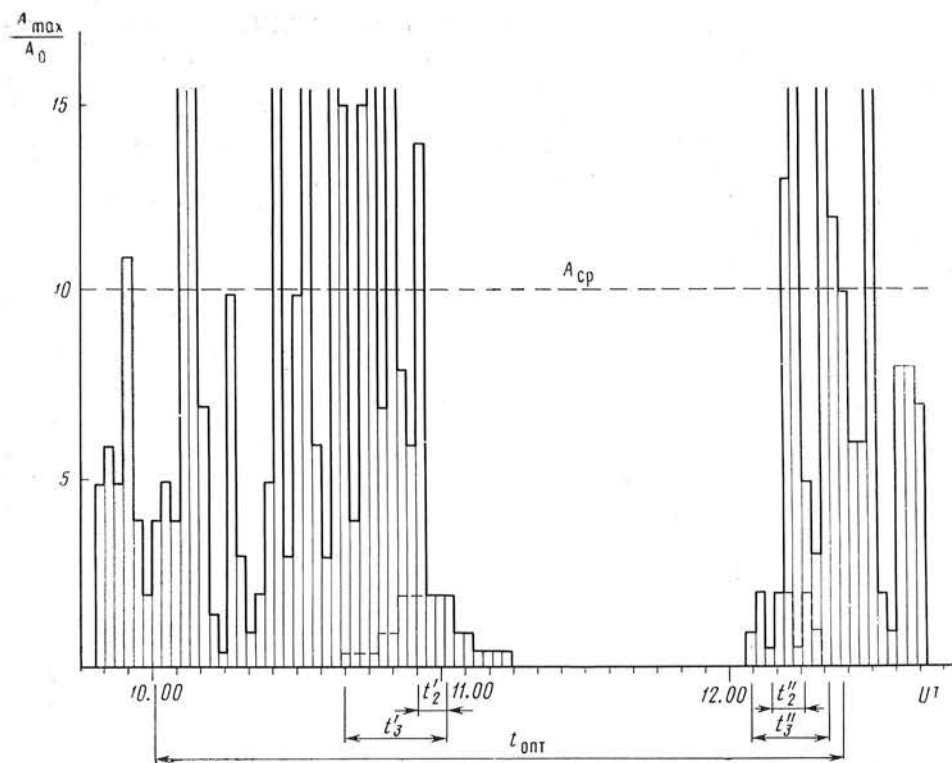
Из-за нестационарного характера всплесков шумовой бури точно определить моменты начала закрытия и полного открытия области излучения всплесков трудно, тогда как моменты окончания закрытия и начала открытия находятся достаточно определенно. Для предварительных оценок (согласно фиг. 3) можно принять, что исчезновение всплесков началось приблизительно в  $10^h56^m$  и закончилось в  $11^h14^m \pm 2^m$ , а их появление вновь происходило с  $12^h06^m \pm 2^m$  приблизительно до  $12^h14^m$ . Ошибка в определении указанных моментов времени не превышала наибольшего интервала между двумя соседними всплесками. Непосредственно по этим данным можно оценить угловые размеры области излучения всплесков, однако для уточнения начала закрытия и окончания открытия области рассмотрим сначала следующие обстоятельства.

Если предположить, что всплески распределены по всей области равномерно, то их среднее число должно изменяться согласно  $I'$  и  $I''$  (фиг. 3) для закрытия и открытия соответственно. Линиями  $2'$  и  $2''$  на фиг. 3 показан возможный ход изменения числа всплесков при закрытии более протяженной, чем в случае  $I'$  и  $I''$ , области, в которой среднее число равномерно распределенных всплесков составляет  $n$  (фиг. 3). Как видно из фиг. 3, оба эти случая не согласуются с наблюдениями, поэтому можно принять распределение всплесков по области неравномерным. Кривые  $3'$  и  $3''$  характеризуют изменение среднего числа всплесков при закрытии и открытии области с преимущественным возникновением всплесков в





Фиг. 3. Изменение числа всплесков при закрытии Лунной источника шумовой бури на волне 1,37 м во время затмения 22.IX 1968 г.



Фиг. 4. Изменение амплитуды всплесков шумовой бури на волне 1,37 м во время затмения 22.IX 1968 г.

одном ее районе. Принимая во внимание соответствие кривых  $3'$  и  $3''$  наблюдениям, можно предположить, что в рассматриваемом источнике шумовой бури в какой-то части области возникло большее количество всплесков, чем в другой. С учетом возможных замираний из фиг. 3 можно определить, что эта часть источника могла закрываться Луной в интервале  $(10^h55^m - 10^h59^m) \pm 2^m$ , а открываться в  $(12^h13^m - 12^h17^m) \pm 2^m$ . Эти интервалы времени обозначены на фиг. 3 через  $t'_2$  и  $t''_2$ . Из сравнений этих данных с предварительно принятыми выше моментами начала закрытия и окончания открытия можно определить, что наиболее активная в излучении часть источника будет располагаться, по-видимому, вблизи ориентировочных границ области всплесков.

Согласно данным [4, 6, 7], указывающим на наличие некоторой симметрии в излучении источников шумовых бурь, и полученным выше результатам, можно предполагать, что источник всплесков шумовой бури 22.IX 1968 г. представлял собой область с интенсивно излучающей центральной частью, которую можно определить как ядро области. Действительно, до закрытия Луной этой части источника по нашим наблюдениям трудно заметить возможное изменение числа всплесков за счет постепенного закрытия менее активной в излучении всплесков области источника. Если предположить, что излучение источника симметрично (штриховая линия на фиг. 3), то можно отнести начало закрытия области к  $10^h40^m$ , а окончание открытия к  $12^h25^m$ . Эти значения, по-видимому, соответствуют наибольшим размерам области излучения всплесков ( $t'_3$  и  $t''_3$  на фиг. 3). Действительно начало закрытия возможно в интервале  $10^h40^m - 10^h56^m$ , а полное открытие — в интервале  $12^h14^m - 12^h25^m$ .

Рассмотрение изменения максимальных амплитуд всплесков, представленного на фиг. 4, приводит к такому же предположению относительно тонкой структуры области всплесков. Как видно из фиг. 4, область, где происходят всплески большой амплитуды, с учетом возможных замираний закрывалась в интервале  $(10^h55^m - 11^h01^m) \pm 2^m$ , а открывалась в интервале  $(12^h09^m - 12^h15^m) \pm 2^m$ . Эти интервалы обозначены на фиг. 4 через  $t'_2$  и  $t''_2$  соответственно. Время закрытия и открытия всей области определяется так же, как и по числу всплесков ( $t'_3$  и  $t''_3$  на фиг. 4).

Из сравнения данных о структуре области всплесков, полученных при рассмотрении фиг. 3 и 4, можно окончательно принять, что закрытие области всплесков в целом происходило в интервале  $10^h40^m - 11^h14^m \pm 2^m$ , а открытие — в  $12^h06^m \pm 2^m - 12^h25^m$ , причем моменты времени  $10^h40^m$  и  $12^h25^m$  определены неточно, они соответствуют наибольшим размерам области излучения всплесков. Для центральной части области, наиболее активной в излучении всплесков (ядра), можно принять следующие значения: закрытие в  $(10^h55^m - 10^h59^m) \pm 2^m$ , открытие в  $(12^h13^m - 12^h15^m) \pm 2^m$ .

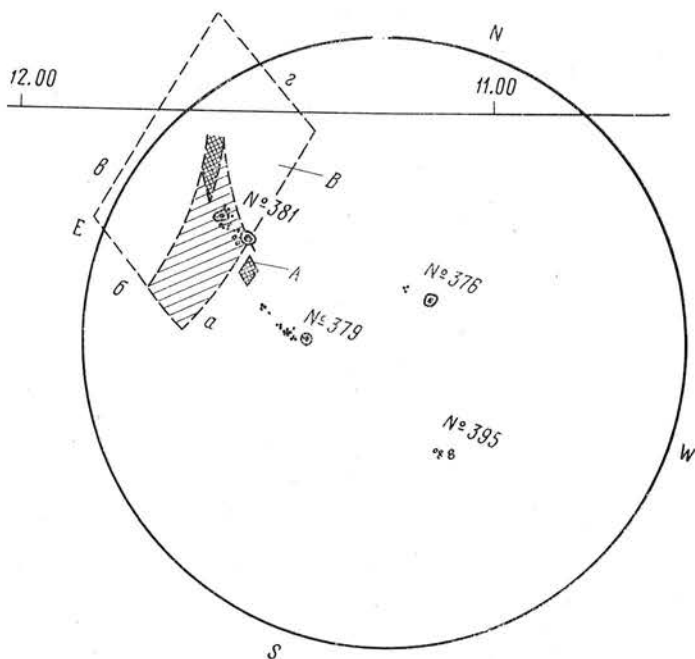
По этим данным и скорости движения края Луны по диску Солнца можно определить размеры области излучения. Для всей области они получились: около  $13',6$  в направлении закрытия и около  $7',6$  в направлении открытия. Размеры наиболее интенсивной части источника (ядра) составили  $(1',6 \pm 0',8) \times (0',8 \pm 0',8)$  в тех же направлениях.

#### § 4. О локализации источника шумовой бури на диске Солнца

Основные данные об активных областях на диске Солнца (фиг. 5) взяты из [4, 8] и наблюдений в Крымской обсерватории. Прямой линией на фиг. 5 обозначено направление движения центра Луны.

Как видно из фиг. 5, 22.IX 1968 г. на диске Солнца было несколько групп пятен, из которых наиболее мощной была группа № 381. Она состояла из двух больших пятен противоположной полярности, вокруг которых было несколько мелких. Закрытие и открытие этой группы по времени близко к закрытию и открытию источника шумовой бури, что





Фиг. 5. Положение источника шумовой бури в проекции на диск Солнца 22.IX 1968 г.

указывает на их возможное соответствие, однако не исключено влияние других активных образований, например соседней группы № 379.

Проекция источника шумовой бури на диск Солнца на фиг. 5 представлена двумя областями: источником повышенного излучения фона — областью *A* (частая штриховка) и источником всплесков — областью *B*, границы *a* и *б* которой определены уверенно, в то время как *в* и *г* указаны ориентировочно. Частой штриховкой в области *B* отмечена ее центральная часть (ядро), редкой штриховкой — та часть источника, излучение которой можно наблюдать после закрытия ядра.

Как видно из фиг. 5, обе части источника располагаются по разные стороны от центра группы пятен № 381. Такое положение проекции источника с учетом рефракции лучей в солнечной короне не позволяет рассматривать радиальное расположение источника относительно соответствующей группы пятен, даже если принять, что области *A* и *B* находятся на различных высотах в короне. В случае одинаковой высоты окажется, что источники *A* и *B* располагаются в различных местах активной области. Такие случаи, по-видимому, возможны, так как компоненты шумовой бури (фон и всплески) могут иногда иметь противоположную поляризацию [9].

Соответствие размеров источника *A* и ядра источника *B*, может быть, не является случайным, а указывает на какую-то связь между ними, которая может осуществляться, например, при помощи магнитного поля. Подобный механизм рассмотрен Мак Лином [10] для источников шумовых бурь на  $f = 80 \text{ Мгц}$ .

### Заключение

Наблюдение затмения 22.IX 1968 г. на волне 1,37 м позволило получить сведения о структуре источника шумовой бури. Подобные результаты были получены Гнездиловым [11] по наблюдениям затмения 20.V 1966 г. в различных пунктах полосы затмения. Раздельное наблюдение обеих компонент отмечалось также в [12, 13].

Полученные результаты согласуются с наблюдениями на интерферометрах с различными базами, позволившими определить наличие ядра в источнике шумовой бури [7], а также с результатами [14], согласно которым размеры источников всплесков шумовой бури могут быть меньше  $1',5$ .

Выше было рассмотрено неравномерное распределение всплесков по области излучения. Полученные данные не противоречат и представлению об одновременном возбуждении всей области  $B$  в процессе генерации каждого всплеска, причем независимо от амплитуды наиболее интенсивное излучение исходит из центральной части области. Такое представление хорошо согласуется с резким изменением максимальной амплитуды всплесков при закрытии и открытии источника.

Не исключено и третье предположение, согласно которому источником всплесков является определенное выше ядро. Остальная часть области, где всплески редки и имеют малую амплитуду, несмотря на существенно большие ее размеры по сравнению с ядром, может представлять собой проекцию на диск Солнца области, рассеивающей излучение источника из-за неоднородности электронной плотности.

Для того чтобы выяснить, какое из этих предположений больше соответствует действительности, необходимы дальнейшие исследования.

На основании рассмотренных данных, полученных во время затмения Солнца 22.IX 1968 г. на волне  $1,37$  м, можно сделать следующие выводы.

1. В рассмотренном случае источник шумовой бури, связанный с bipolarной группой пятен, имеет сложную структуру. Он состоит из области повышенного излучения фона и области излучения всплесков.

2. Размеры области повышенного излучения фона составляют  $1',0 \pm 0',2$  и  $0',8 \pm 0',2$  в направлении закрытия и открытия соответственно.

3. Область излучения всплесков, в свою очередь, имеет тонкую структуру. Оказалось возможным выделить более интенсивную центральную часть, размеры которой в двух направлениях составляют  $1',6 \pm 0',8$  и  $0',8 \pm 0',8$ . Полный размер области излучения всплесков шумовой бури не более  $13',6 \times 7',6$ .

Пользуюсь случаем выразить благодарность Н. Н. Ерюшеву за помощь и постоянный интерес к работе, а также А. Б. Северному за ряд ценных замечаний, высказанных при обсуждении статьи.

15 апреля 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. «Солнечные данные», 1968, № 9.
2. «Курс астрофизики и звездной астрономии», под ред. А. А. Михайлова. М., «Наука», 1964.
3. C. H a z a r d. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1962, 124, N 4.
4. Л. И. Ю р о в с к а я, Ю. Ф. Ю р о в с к и й. В сб. «Материалы солнечного затмения 20 мая 1966 г.» (в печати).
5. А. Д. К у з ь м и н, А. Е. С а л о м о н о в и ч. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Наука», 1964.
6. Quart. Bull. on Solar Activity, 1968, N 163.
7. A. D. F o k k e r. Rendiconti della Scuola Internazionale di fisica «Enrico Fermi». Corso XII, Radioastronomia Solare. Bologna, 1960, p. 385.
8. Магнитные поля солнечных пятен 15—30 сентября 1968 г.
9. В. В. Ж е л е з н я к о в. Радиоизлучение Солнца и планет. «Наука», 1964.
10. D. J. M c L e a n. Proc. ASA, 1969, 1, N 5, 188.
11. А. А. Г н е з д и л о в. Астрон. ж., 1970, 47, вып. 1.
12. A. V o i s h o t, P. S q u e r e n. Ann. astrophys., 1960, 23, N 6, 1006.
13. A.-M. L e S q u e r e n. Ann. Astrophys., 1963, 26, N 2, 97.
14. D. D a i g n e. Nature, 1968, 220, N 5, 167.



ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ЯРКОСТИ  
К КРАЮ СОЛНЕЧНОГО ДИСКА НА ВОЛНЕ 8 мм

Г. Ф. Елисеев

Рассматривается распределение радиояркости по солнечному диску на волне  $\lambda = 8$  мм. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Обнаружено повышение радиояркости на лимбе солнечного диска. Отношение яркостной температуры, усредненной по диску Солнца, к температуре в центре составляет  $1,16 \pm 0,03$ .

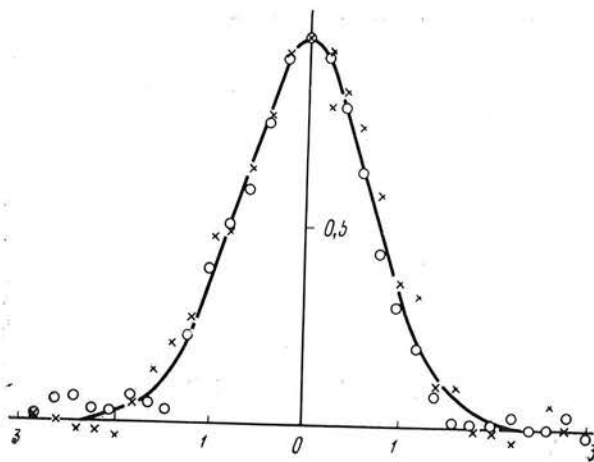
THE LIMB-BRIGHTENING OF THE SUN AT 8 mm, by G. F. Eliseev.— The distribution of the radio brightness across the Solar disk at 8 mm is considered. The observations were made with the 22-metre radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. The limb-brightening at 8 mm is revealed. The ratio of the disk-averaged brightness temperature to the central brightness temperature at 8 mm is calculated to be  $1.16 \pm 0.03$ .

При исследовании радиоизлучения «спокойного» Солнца одним из важных вопросов является выяснение распределения радиояркости по диску Солнца. Результаты, полученные при решении этой задачи, могут служить дополнительными данными при построении модели атмосферы Солнца и, кроме того, могут использоваться для проверки теории теплового радиоизлучения невозмущенного Солнца.

Радиальное распределение яркостной температуры может быть определено с высоким угловым разрешением при наблюдениях солнечных затмений. Впервые такие измерения были проведены Коутсом, Гибсоном и Хагеном [1] во время затмения 30.VI 1954 г. на волне  $\lambda = 8,6$  мм, которые сделали вывод о возможном увеличении яркости на краю солнечного диска примерно на 10%.

Наряду с затменными наблюдениями исследование распределения радиояркости по диску Солнца в миллиметровом диапазоне волн проводилось по наблюдениям на антеннах с достаточно большим угловым разрешением. Так, Ньютэд [2] указывает, что отношение яркостной температуры, усредненной по диску Солнца, к температуре в центре диска составляет  $1,11 \pm 0,02$ . Это значение близко к величине  $1,14 \pm 0,03$ , полученной в [3]. Несмотря на данные указанных работ, вопрос о существовании поярчания на краю диска Солнца, по крайней мере на волне 8 мм, остается до настоящего времени дискуссионным.

В настоящей работе излагаются результаты о распределении радиояркости по диску Солнца на волне  $\lambda = 8$  мм, полученные при наблюдениях на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в ноябре — декабре 1967 г. Ширина диаграммы направленности антенны по уровню половинной мощности составляет примерно  $1'6$ . На фиг. 1 представлена усредненная диаграмма направленности антенны, полученная из наблюдений радиоизлучения Юпитера и источника ЗС 273 в двух ортогональных плоскостях. Получены 24 сечения по  $\alpha$  (прямое восхождение) и 14 по  $\delta$  (склонение). Сплошной кривой на фиг. 1



Фиг. 1. Диаграмма направленности антенны в плоскостях  $\alpha$  (кружки) и  $\delta$  (крестики) соответственно

Сплошной линией нанесен график функции  $y = e^{-ax^2}$

нанесен график функции  $y = e^{-ax^2}$ , где  $a$  определяется из условия  $y = 1/2$  при  $x = 0,8$  и равняется  $\sim 1,08$  (если  $x$  измеряется в минутах дуги). Фиг. 1 показывает, что диаграмма направленности антенны достаточно хорошо описывается показательной функцией; ею мы и будем пользоваться при дальнейшем рассмотрении.

Ньюстэд [2] получил выражение для величины  $\beta$ , характеризующей отношение яркостной температуры, усредненной по солнечному диску, к температуре в центре диска в виде

$$\beta = \frac{2}{\Phi_v^2} \int_0^{\Phi_0} \frac{S(\Phi)}{S(0)} \Phi d\Phi, \quad (1)$$

где  $\Phi_v$  — оптический радиус диска Солнца,  $\Phi$  — угловое расстояние от центра солнечного диска,  $S(\Phi)$  — значение интенсивности сигнала на угловом расстоянии  $\Phi$ . При выводе  $\beta$  в [2] принималось, что температура Солнца зависит только от расстояния точки наблюдения от центра; при  $\Phi = 0$  вклад в сигнал  $S(0)$  приходит от области с постоянной температурой  $T_0$ . Оптический радиус полагался равным радиусу.

Используя выражение (1) и записи прохождения Солнца через диаграмму направленности антенны, можно определить величину  $\beta$ . На фиг. 2 представлена усредненная кривая интенсивности сигнала по четырем записям экваториальных сканирований Солнца, проведенных в ноябре и декабре 1967 г. По вертикальной оси отложена приведенная к единице интенсивность сигнала (за единицу взята интенсивность в центре диска), по горизонтальной оси — угловое расстояние от центра; штриховые линии указывают положение оптического лимба. Направление сканирования выбиралось таким образом, чтобы диаграммой направленности не захватывались активные образования на Солнце. Значение  $\beta$ , полученное таким образом, оказалось равным  $1,16 \pm 0,03$ .

Чтобы судить о наличии поярчения к краю диска, можно воспользоваться и несколько иным методом [3], который заключается в следующем. При прохождении диска равномерной яркости через диаграмму направленности площадь под кривой записи сигнала должна равняться площади прямоугольника с основанием, равным радиусу диска, и высотой, соответствующей интенсивности сигнала в центре диска. Если площадь под кривой сканирования больше, то это будет говорить о том, что средняя температура выше температуры в центре диска. Среднее значение  $\beta$ , полученное таким образом, оказалось равным  $1,07 \pm 0,03$ . Заметим, что это значение  $\beta$  несколько меньше значения  $\beta$ , полученного первым методом, причем такая закономерность сохраняется и при рассмотрении отдельных прохождений Солнца. Причину подобного расхождения значений



можно объяснить тем, что в первом случае выражение (1) дает значение температуры, усредненной по всему диску, тогда как во втором случае усреднение происходит вдоль линии сканирования в полосе, ширина которой определяется диаграммой направленности антенны. Другими словами, если  $\beta_1$  и  $\beta_2$  относятся к первому и второму случаям соответственно и диаграмму направленности антенны можно считать достаточно узкой, то величины  $\beta_1$  и  $\beta_2$  выражаются следующим образом:

$$\frac{T_{\text{ср}}^{\text{л}}}{T_0} = \beta_1 = \frac{2 \int_0^R T(r) r dr}{T_0 R^2}, \quad (2)$$

$$\frac{T_{\text{ср}}^{\text{R}}}{T_0} = \beta_2 = \frac{\int_0^R T(r) dr}{R T_0}, \quad (3)$$

где  $T_{\text{ср}}^{\text{л}}$  и  $T_{\text{ср}}^{\text{R}}$  — температуры, усредненные по диску и по радиусу соответственно;  $T_0$  — температура в центре диска;  $R$  — оптический радиус;  $r$  — расстояние от центра диска. Из (2) и (3) видно, что в общем случае  $\beta_1$  должно отличаться от  $\beta_2$ . Они оказываются равными друг другу тогда, когда  $T(r) \equiv T_0$ , т. е. в случае равномерного диска. Далее, если  $T(r)$  растет с увеличением  $r$ , то можно показать, что  $\beta_1 > \beta_2$ . Действительно, если  $T = T_0 + br$  и  $b > 0$ , то из (2) и (3) имеем

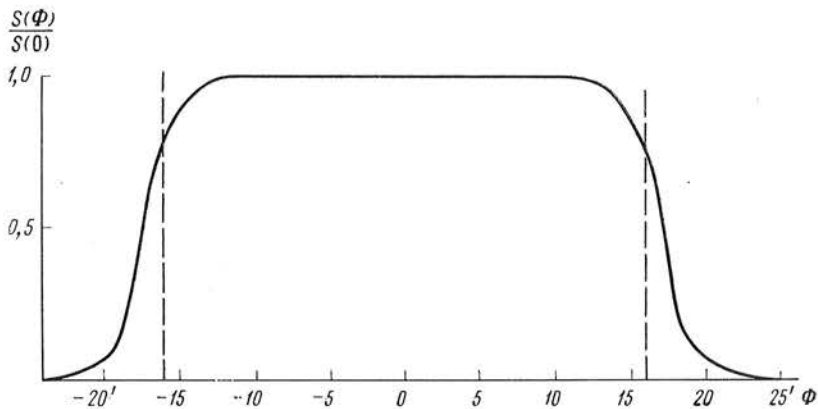
$$\beta_1 - \beta_2 = \frac{bR}{bT_0} > 0. \quad (4)$$

При произвольной зависимости  $T(r)$  весь интервал  $r$  можно разбить на участки, в каждом из которых температура линейно зависит от расстояния, и для каждого из них  $\beta_1 > \beta_2$ . Тем самым можно считать, что всегда, когда температура возрастает с увеличением  $r$ ,  $\beta_1$  будет больше  $\beta_2$ .

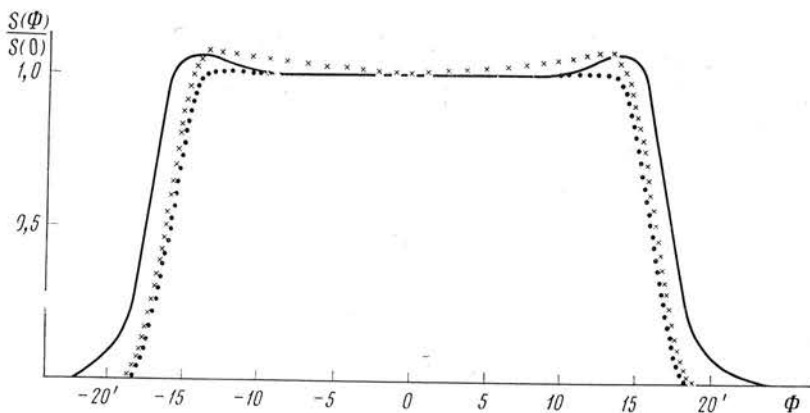
Далее, для того чтобы получить распределение радиояркости по всему диску Солнца, кривая прохождения была исправлена за диаграмму направленности. Указанная коррекция проводилась по формуле, полученной Брейсуэллом [4]:

$$I_{\text{испр}}(\Phi) = 2I_{\text{набл}}(\Phi) - \frac{1}{2} I_{\text{набл}}(\Phi - a) + I_{\text{набл}}(\Phi + a), \quad (5)$$

где  $I_{\text{набл}}(\Phi)$  есть значение интенсивности на угловом расстоянии  $\Phi$  от центра.



Фиг. 2. Интенсивность сигнала, усредненная по четырем экваториальным сканированиям Солнца, в зависимости от углового расстояния от центра солнечного диска



Фиг. 3. Интенсивность сигнала, усредненная по четырем экваториальным сканированиям Солнца и исправленная за диаграмму направленности, в зависимости от углового расстояния от центра солнечного диска (сплошная кривая)

Точки и крестики относятся соответственно к случаям, когда температура диска постоянна и линейно растет от центра к краю

Значение параметра  $a$  оказывается несколько неопределенным. Его можно положить равным половине расстояния между нулями диаграммы направленности. При расчете  $a$  полагалось равным  $2,5$ . Ход исправленной кривой представлен на фиг. 3 сплошной линией. На этом же рисунке представлены кривые прохождения через диаграмму направленности равномерного диска (точки) и диска (крестики), температура которого меняется по закону

$$T = T_0 + 0,1T_0 \frac{r}{R_{\odot}}, \quad (6)$$

т. е. для случая, когда температура на краю выше температуры в центре на 10%. Сравнение с результатами, полученными в [5], где рассматривается распределение радиояркости на волне  $\lambda = 3,3$  мм, показывает хорошее соответствие.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность И. Г. Моисееву и В. А. Ефанову за помощь и ценные советы при выполнении данной работы.

15 апреля 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. R. J. Coates, J. E. Gibson, J. P. Hagen. *Astrophys. J.*, 1958, 128, 406.
2. R. A. Newstead. *Solar Phys.*, 1969, 6, N 1, 56.
3. R. W. Noyes, J. M. Beckers, F. J. Low. *Solar Phys.*, 1968, 3, 36.
4. R. N. Bracewell. *Austral. J. Phys.*, 1955, 8, N 2, 200.
5. F. I. Shimabukuro, J. M. Stacey. *Astrophys. J.*, 1968, 152, N 3, 777.



## ВНЕАТМОСФЕРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СВЕТИМОСТИ НЕБА СО СПУТНИКОВ «КОСМОС-51» И «КОСМОС-213».

### I. МЕТОД И КАЛИБРОВКА ИЗМЕРЕНИЙ

Н. А. Димов, А. Б. Северный

Описываются широкоугольные ( $18^\circ$ ) фотометры для одновременной регистрации в космосе яркости ночного неба в ультрафиолетовой ( $\lambda = 2700 \div 2800 \text{ \AA}$ ) и видимой ( $\lambda = 4800 \div 5200 \text{ \AA}$ ) областях спектра (предусматриваются также записи темнового тока и яркости люминофора (активированного  $C^{14}$ )). Даны описания фотоумножителей (табл. 1) и электронной схемы (фиг. 4). На фиг. 6 приведены измеренные в лаборатории кривые реакции для ультрафиолетового и визуального каналов фотометров. Определяется отношение  $b_U/b_V$  максимальных чувствительностей ультрафиолетового и визуального каналов для фотометра, установленного на «Космосе-51». Определена яркость люминофора в числе звезд  $m_V = 10^m$  на 1 кв. град. Предельная чувствительность фотозлектрической фотометрии около  $\pm 20$  звезд  $m_V = 10^m$  на 1 кв. град.

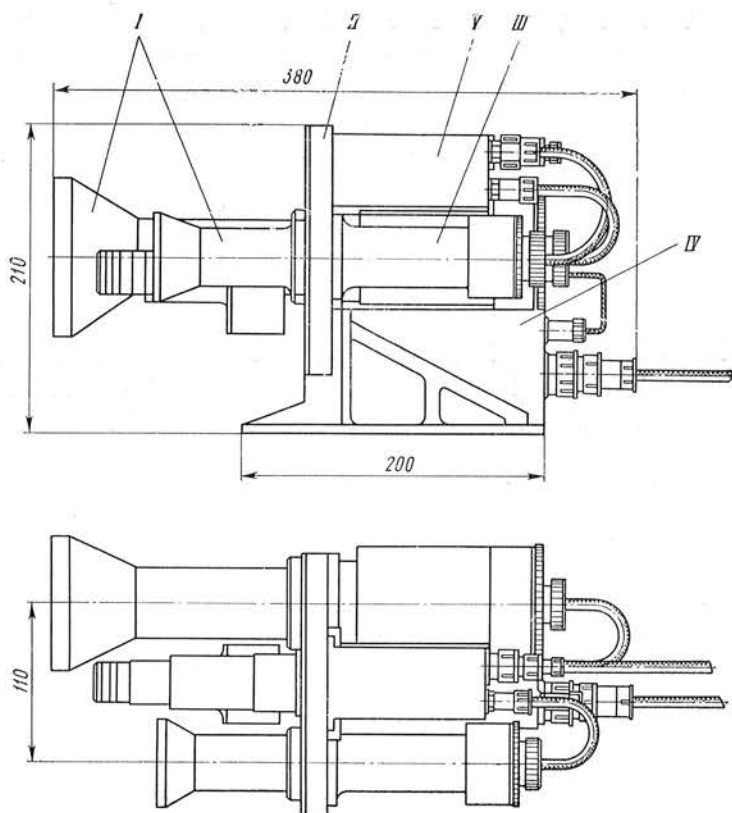
THE OUT OF SPACE OBSERVATIONS OF THE NIGHT-SKY BRIGHTNESS AT THE SPUTNIKS «KOSMOS-51» AND «KOSMOS-213». I. METHOD AND CALIBRATION OF THE MEASUREMENTS, by N. A. Dimov, A. B. Severny.—The wide-angle ( $18^\circ$ ) photometers for the simultaneous records out of space of the ultraviolet ( $\lambda = 2700 \div 2800 \text{ \AA}$ ) and the visual ( $\lambda = 4800 \div 5200 \text{ \AA}$ ) regions of the night sky radiation are described (fig. 1—3). (The records of the dark currents and of the brightness of the luminoфор (activated by  $C^{14}$ ) are also provided.) The descriptions of photomultipliers (table 1) and of electronic scheme (fig. 4) are given. The measured in laboratory response-curves of both ultraviolet and visual photometers are presented on fig. 6. The ratio  $b_U/b_V$  — of maximal responses for u. v. and visual channels is determined for the photometer installed at «Kosmos-51» (for the same ratio for «Kosmos-213» see [5]). The brightness of the luminoфор is determined for both experiments (in the number of stars  $m_V = 10^m$  per square degree). The limiting sensitivity of the photoelectric photometry is about  $\pm 20 \div 30$  stars  $m_V = 10^m$  per square degree.

Прямые измерения яркости ночного неба вне атмосферы Земли были выполнены в 1964 [1] и в 1967—1968 гг. [2]. Измерения яркости проводились как в видимой, так и в ультрафиолетовой областях спектра. Подобная методика использовалась также при измерениях зодиакального света [3, 4].

Полученные результаты рассматриваются в [5], а здесь приводится описание фотометра, метода и результатов его калибровки. Предварительное краткое описание фотометра для измерения яркости неба вне атмосферы см. в [1, 2].

Предполагая использовать для наблюдений спутники, имеющие ориентацию только по одной оси и скорость вращения до  $3^\circ/\text{сек}$  или вообще не имеющие ориентации, необходимо было выбрать величину поля зрения такой, чтобы и в этих условиях обеспечить возможность оценки звездной составляющей.

Использование поля зрения фотометра меньше 100 кв. град. исключалось из-за сравнительно небольшой чувствительности светоприемников (ФЭУ) и трудностей отождествления при отсутствии ориентации спутни-



Фиг. 1. Общий вид фотометра

ка, а при поле зрения больше 300 кв. град. появляются трудности с защитой от посторонних засветок (Солнце, Луна, Земля). Поэтому выбранное нами поле зрения составляло около 0,1 *стер* (около 250 кв. град.).

Для определения чувствительности прибора во время измерений использовался световой стандарт (радиолуминесцентный источник) подобно тому, как это делается в обычных фотоэлектрических фотометрах.

Кроме этих требований, относящихся к фотометрическим измерениям, необходимо выполнить общие требования к аппаратуре, устанавливаемой на спутниках Земли, такие, как: работоспособность после перегрузок, работа прибора в вакууме, ограничения по весу и электропитанию, сохранение параметров прибора при изменении температуры. Следует также учесть отсутствие практической возможности управления прибором, в частности выбора чувствительности и порядка измерений во время измерений вне атмосферы.

С учетом этих требований в 1963 г. была разработана конструкция двухканального астрофотометра АФ-3. Общий вид фотометра показан на фиг. 1. Фотометр устанавливается на внешней поверхности спутника и содержит в себе все элементы, необходимые для проведения измерений, кроме источника питания и телеметрической системы. Основные элементы фотометра следующие: *I* — бленды, ограничивающие поле зрения; *II* — камера, внутри которой вращаются два диска: *P* — программный и *M* — модуляторный (см. фиг. 2); *III* — фотоумножители (ФЭУ) для видимой и ультрафиолетовой областей спектра; *IV* — преобразователь постоянного напряжения для питания ФЭУ и усилителей; *V* — усилители фототока.

Фотометр не имеет линз или зеркал, фокусирующих изображение, что, по-видимому, освобождает измерения от возможного влияния рассеяния света в оптике, которое может возникать из-за эрозии и помутнения оп-

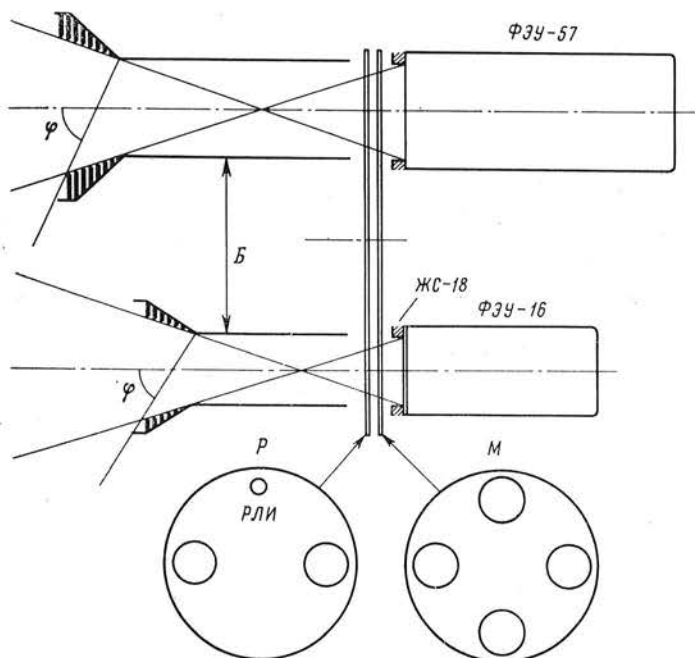


тики, экспонированной в космосе. Свет от неба из телесного угла, определяемого размерами катода и бленд, непосредственно освещает поверхность фотокатода.

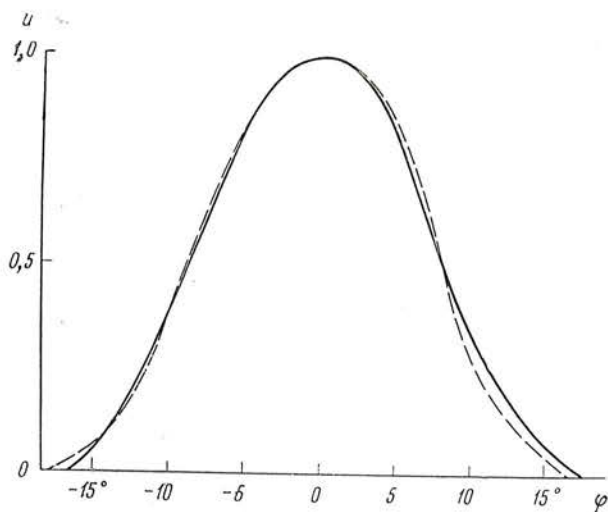
На фиг. 2 изображена оптическая схема фотометра. Рассмотрим последовательно каждый элемент этой схемы начиная с бленд *Б*. Бленды, кроме ограничения телесного угла до  $\sim 0,1$  стер, были рассчитаны таким образом, чтобы защитить фотокатод от засветки источниками света, расположенными под углами  $\varphi > 70^\circ$ . Размер диафрагм, расположенных в бленде, такой, что рассеянный свет, падающий на катод ФЭУ от освещенных краев диафрагм (при  $\varphi > 70^\circ$ ), составляет не более  $10^{-6}$  эрг/сек при освещении Солнцем. Были также проведены непосредственные измерения величины рассеяния при освещении Солнцем. Они выполнены в помещении спектрографа солнечного телескопа, где имитировались различные условия освещения бленды фотометра. Измерения показали, что фактический вклад от рассеянного света в ожидаемые потоки от неба ( $\sim 10^{-4}$  эрг/сек) не более нескольких процентов при углах  $\varphi > 70^\circ$ .

Распределение чувствительности в зависимости от угла определялось экспериментально по достаточно удаленному источнику света. Фотометр устанавливался на поворотном столике фотометрической скамьи, имеющей отсчет угла поворота. Источник света располагался на расстоянии около 4 м. Были приняты меры, чтобы на измерения не влиял посторонний свет или свет источника, отраженный от каких-либо предметов. Полученные кривые приведены на фиг. 3, где по оси абсцисс отложены углы поворота  $\varphi$ , а по вертикали — напряжение на выходе фотометра. За единицу принято напряжение, когда источник находится на оптической оси.

Рассмотрим теперь элемент схемы, который обеспечивает необходимую для фотометрии последовательность измерений: свет — темновой ток — световой стандарт — свет и т. д. Для этой цели использован дискретно поворачивающийся диск *Р* (см. фиг. 2), который может занимать следующие фиксированные положения. «Темнота» соответствует положению диска, когда свет на катод не проходит; «стандарт» — положение диска,



Фиг. 2. Оптическая схема фотометра АФ 3



Фиг. 3. Распределение чувствительности по полю зрения для ультрафиолетового (штриховая линия) и визуального (сплошная линия) каналов

когда перед катодом ФЭУ устанавливается люминофор (*РЛИ*), активированный изотопом  $C^{14}$ ; «небо» — установка перед катодом отверстия, пропускающего свет от неба. В фотометре, установленном на «Космосе-51», мы использовали два отверстия, так называемые «большое» и «малое небо», т. е. соответственно одно большое отверстие, пропускающее свет от неба, и другое — набор одинаковых небольших отверстий, расположенных внутри круга с диаметром таким же, как и у большого отверстия. Очевидно, полуширина поля зрения при этом не изменялась при переходе от «большого» к «малому небу». Чувствительность при этом изменяется пропорционально отношению площадей отверстий «большого» и «малого неба». Однако при большой скорости вращения спутника выгоднее использовать два одинаковых отверстия, расположенных по диаметру, так как при этом в большей степени обеспечивается условие одновременного измерения в обоих каналах. Это условие выполнено в фотометре на спутнике «Космос-213».

Отметим также, что световой стандарт (*РЛИ*) на диске *P* излучает только в видимой части спектра и его положение перед катодом ультрафиолетового ФЭУ фактически соответствует «темноте». Диск *P* укреплен на оси мальтийского креста, а ведущий палец мальтийской системы вращается электродвигателем типа ИДР. Скорость вращения двигателя такова, что время «стояния» диска *P* в каждом положении около 3 сек. Полный цикл измерения — полный оборот диска — равен 15 сек.

Между диском *P* и фотоумножителями расположен непрерывно вращающийся двигатель типа ДПМ диск *M* с четырьмя отверстиями. Он служит для модуляции светового потока от неба и светового стандарта. Частота модуляции 120 гц. Модуляция и последующее усиление переменного тока были использованы для того, чтобы исключить постоянную составляющую темнового тока ФЭУ.

Необходимо отметить, что работа описанных движущихся элементов в условиях космического полета была безупречной. Максимальная продолжительность нормальной работы нами не установлена, так как время существования «Космоса-51» было лишь немногим больше одного месяца и в течение этого времени работа всех элементов была нормальной, т. е. осуществлялся нормальный цикл измерений и отсчет светового стандарта оставался неизменным.

Последний элемент оптической схемы — приемники света для ультрафиолетовой и видимой областей спектра. Приемником света для ультрафиолетовой области спектра служил фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с  $Cs_2Te$ -катодом типа ФЭУ-57 [6]. Для измерения в видимой части спектра использовались фотоумножители с  $SbSc$ -катодом типа ФЭУ-16 или с



Таблица 1

Параметры	ФЭУ-15А	ФЭУ-16	ФЭУ-57
Диаметр фотокатода, мм . . . . .	28	28	50
Число каскадов . . . . .	12	12	12
Тип диодов . . . . .	Жалюзи	Жалюзи	Жалюзи
Область спектральной чувствительности, Å . . . . .	3000—7500	3000—6500	2100—3500
Спектральный максимум, Å . . . . .	5800	4100	2700
Квантовый выход, % в максимуме	8	12	7
Рабочее напряжение, в . . . . .	1250	1700	1700
Коэффициент усиления . . . . .	$1,7 \cdot 10^4$	$10^5$	$4 \cdot 10^6$
Темновой ток, а . . . . .	$10^{-8}$	$10^{-8}$	$10^{-8}$

Ві—Ag—O—Cs-катодом типа ФЭУ-15А. Типовые характеристики фотоумножителей приведены в табл. 1.

Отличительной особенностью фотоумножителей с диодами типа «жалюзи» из сплава Cu—Al—Mg [7] является возможность стабильной работы в широком диапазоне токовых нагрузок диодной системы. При установке в фотометре эти фотоумножители работали при рабочих напряжениях, которые подбирались при калибровке. В фотометре «Космоса-51» использовался ФЭУ-15А без дополнительного светофильтра, а в фотометре «Космоса-213» — ФЭУ-16 со светофильтром перед катодом. Желтый светофильтр ЖС-18 (5 мм) устанавливался для того, чтобы приблизить спектральную характеристику этого канала к фотометрической системе V.

Электронная часть фотометра состоит из усилителей фототока V и преобразователя напряжения IV (см. фиг. 1). Усилители обеспечивают необходимое усиление модулированного фототока ФЭУ и его выпрямление. Напряжение на выходе изменяется в пределах от 0 до +6 в, необходимых для нормальной работы телеметрической системы. Преобразователь служит для питания фотометра всеми необходимыми напряжениями от бортовой сети спутника. Преобразователь и усилители собраны на полупроводниках и герметизированы.

Принципиальная схема электронной части прибора изображена на фиг. 4. В средней части схемы расположен преобразователь постоянного напряжения для питания усилителей и фотоумножителей.

Напряжение питания предварительно стабилизируется схемой с эмиттерным повторителем на полупроводниковом триоде П201АЭ с тремя кремниевыми стабилитронами Д-813 в цепи базы. Такая же стабилизация использована для питания электродвигателей, вращающих диски Р и М. Выпрямление переменного тока со вторичной обмотки трансформатора для питания фотоумножителей производится одноконтурной схемой с утроением напряжения на селеновых столбиках 2Ц102Б. Это напряжение (около 2100 в) дополнительно стабилизируется газоразрядными стабилитронами СГ302С, включенными последовательно. Стабильное напряжение 1800 в через дополнительные сопротивления  $R_1, R_2$ , которыми осуществляется подбор напряжения, поступает на делители ФЭУ-16 и ФЭУ-57. Для контроля тока, идущего через делители, служит сопротивление  $R_3$ , через которое положительный полюс выпрямителя соединяется с корпусом прибора. Контрольное напряжение снимается в точке А и равно 3,0 в. Второй выпрямитель на четырех диодах Д9Е служит для питания усилителей фототока постоянным напряжением 15 в.

В левой части схемы фиг. 4 вверху и внизу приведены принципиальные схемы усилителей фототока. Оба усилителя идентичны, а подбор чувствительности фотометра производится изменением сопротивлений нагрузки фотоумножителей.

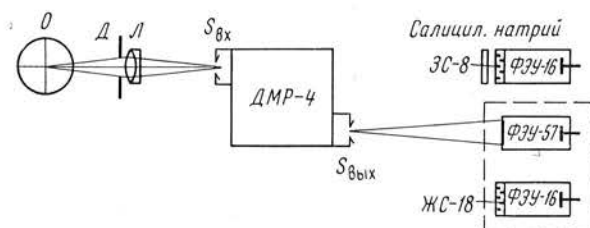




Входной каскад усилителей переменного тока построен на составном эмиттерном повторителе и имеет входное сопротивление несколько Мегом на частоте до 150 гц. Следующий каскад на триодах П-113 и П-116 служит для ограничения полосы пропускания на частоте модуляции. Резонансная частота 130 гц, полуширина полосы около 80 гц. Такая ширина полосы вполне достаточна для защиты от помех с одной стороны и мало влияет на изменение общего коэффициента усиления при небольшом изменении частоты модуляции.

После ограничения полосы сигнал усиливается двумя каскадами усиления по напряжению с промежуточным эмиттерным повторителем. Общий коэффициент усиления по напряжению всего усилителя около 500. Выпрямление сигнала переменного тока производится схемой с удвоением напряжения на диодах Д9Е. Полупроводниковый диод Д-808 ограничивает выходное напряжение величиной около 8 в для защиты телеметрической системы от перегрузки.

Фиг. 5. Оптическая схема для определения спектральных характеристик фотометра



Для питания фотоумножителей использованы делители напряжения с общим сопротивлением 40 Мегом. Такой делитель напряжения, обеспечивая линейность световой характеристики ФЭУ в измеренном диапазоне световых потоков, служит одновременно как защита последних каскадов фотоумножителя при световых перегрузках. Прямая засветка Солнцем вне атмосферы включенного фотометра уменьшает его чувствительность в несколько раз. Однако за время не более чем 1—2 мин после засветки чувствительность восстанавливается до прежнего значения. Контроль чувствительности производится по световому стандарту.

В заключение отметим, что во время полета «Космоса-213» на первой же телеметрической записи выявилось, что чувствительность видимого и ультрафиолетового каналов снизилась по сравнению с калибровкой на Земле.

Основные параметры фотометров, которые необходимы при обработке измерений, следующие.

1. Относительные спектральные характеристики  $\varphi_\lambda$  визуального и ультрафиолетового каналов:

$$\varphi_\lambda = E_\lambda / E_{\lambda_{\max}}, \quad (1)$$

где  $E_\lambda = U_\lambda / F_\lambda$ ,  $U_\lambda$  — напряжение на выходе усилителя фотометра при падении светового потока излучения  $F_\lambda$  на катод фотоумножителя.

2. Отношение абсолютной чувствительности в максимуме видимого канала  $b_V$  к абсолютной чувствительности в максимуме ультрафиолетового канала  $b_U$ :

$$k = b_V / b_U.$$

3. Световой поток от стандарта, выраженный в числе звезд десятой визуальной величины с 1 кв. град. Измерение характеристик  $\varphi_\lambda$  и параметра  $k$  производилось в лаборатории на установке, схематически изображенной на фиг. 5.

Кварц-флюоритовый ахромат  $L$  с диафрагмой  $D$  расположен на двойном фокусном расстоянии от калиброванного источника света  $O$  и входной щели монохроматора  $S_{вх}$ . Двойной кварцевый монохроматор ДМР-4

используется в спектральном диапазоне 2100—7000 Å. Монохроматический световой пучок после выходной щели  $S_{\text{вых}}$  освещает катод фотоумножителя. Условия освещения ФЭУ выбираются так, чтобы светом, выходящим из  $S_{\text{вых}}$ , освещался весь катод фотоумножителя. Это обеспечивает условия измерения, близкие к условиям наблюдений, когда свет от неба освещает всю площадь катода ФЭУ и позволяет устранить влияние неоднородной чувствительности по катоду фотоумножителя. Для определения спектральной характеристики в ультрафиолетовой части спектра  $\varphi_1$  служила водородная лампа с увиолевым окном ВСФУ-3 [8]. Источником света для измерений  $\varphi_2$  в видимой части спектра фотометра, установленного на спутнике «Космос-213», служила ленточная вольфрамовая лампа с сапфировым окном ЛЛС-0,7. (Определение спектральных характеристик фотометра «Космос-51» будет описано ниже.)

Для определения относительных значений световых потоков, выходящих из щели монохроматора при использовании водородной лампы, был применен следующий метод.

Как известно, слой салицилового натрия имеет достаточно постоянный квантовый выход люминесценции в интересующей нас спектральной области 2000—3400 Å [9]. Поэтому относительное распределение энергии в ультрафиолетовой части спектра  $F_\lambda$  после выходной щели монохроматора с водородной лампой в качестве источника света определялось с помощью салицилового натрия. На фиг. 5 показан фотоумножитель ФЭУ-16 с фильтром ЗС-8 и пластинкой с нанесенным слоем салицилового натрия. Светофильтр ЗС-8 выделяет спектральную область люминесценции салицилового натрия, которая и измеряется фотоумножителем ФЭУ-16. Таким образом, коротковолновое излучение, непосредственно прошедшее через слой салицилового натрия от выходной щели монохроматора, не попадает на катод фотоумножителя и не искажает результатов измерений.

В табл. 2 приведено относительное распределение энергии после выходной щели монохроматора  $F_\lambda$ , определенное описанным выше способом. Данные приведены с учетом изменения энергии квантов  $h\nu$  в измеряемой области спектра. Это необходимо, поскольку салициловый натрий обеспечивает постоянный квантовый выход люминесценции, а мы в дальнейшем пользуемся единицами, пропорциональными энергии, в ваттах.

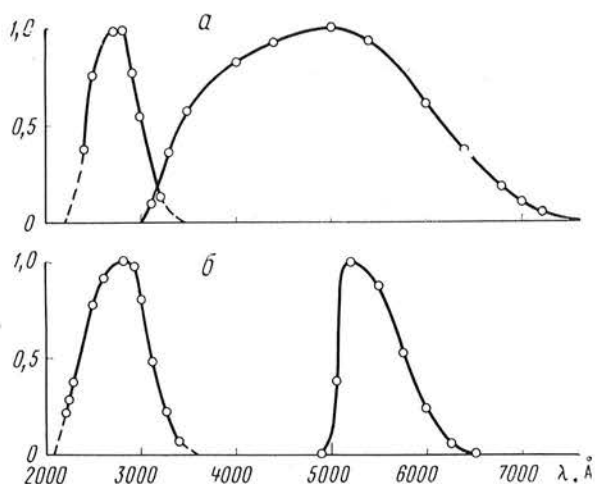
Спектральная характеристика в ультрафиолетовой области спектра  $\varphi_1$ , определяемая отношением (1), приведена на фиг. 6. Относительная спектральная характеристика визуального канала  $\varphi_2$  (для фотометра «Космоса-213») определялась на той же установке (фиг. 5), но с помощью

Таблица 2

Ультрафиолетовый канал «Космоса-213»					Визуальный канал «Космоса-213»								
$\lambda$ , Å	$F_\lambda$	$U_\lambda$ , в	$U_\lambda/F_\lambda$	$\varphi_1$ , %	$\lambda$ , Å	$E_W(\lambda)$	$D_{\lambda'}$ , Å/мм	$\tau_{\lambda'}$ , %	$p_{\lambda'}$ , %	$F_\lambda$	$V_\lambda$ , в	$V_\lambda/F_\lambda$	$\varphi_2$ , %
2220	8	0,15	0,019	21	4900	1,24	145	30	86	0,46	0,0	0,0	0,0
2250	12	0,3	0,025	28	5050	1,51	170	30	86	0,66	1,0	1,5	37,5
2300	17,5	0,6	0,034	38	5200	1,95	180	30	86	0,9	3,6	4,0	100
2500	42	2,9	0,069	77	5500	2,6	210	30	86,5	1,4	4,9	3,5	87
2600	49	4,0	0,082	91	5750	3,25	236	31	86,5	2,05	4,3	2,1	52,5
2700	57	4,9	0,086	96	5990	4,15	260	31	86,5	2,9	2,7	0,93	23,2
2800	61	5,5	0,090	100	6250	4,8	290	31	86,5	3,75	0,8	0,21	5,2
2950	63	5,5	0,087	97	6500	5,5	315	31	86,5	4,65	0,1	0,021	0,52
3000	67	4,8	0,072	80	7150	7,5	380	31	87	7,7	0,0	0,0	0,0
3130	75	3,2	0,043	48									
3250	85	1,7	0,020	22									
3400	95	0,55	0,006	6,6									



Фиг. 6. Кривые спектральной чувствительности фотометров, установленных на «Космосе-51» (а) и «Космосе-213» (б)



лампы накаливания ЛЛС-0,7. Для определения светового потока из выходной щели  $F_\lambda$  необходимо знать распределение энергии  $E_W(\lambda)$  в спектре лампы ЛЛС-0,7, пропускание  $\tau_\lambda$  монохроматора и его дисперсию  $D_\lambda$  на выходной щели  $S_{\text{вых}}$  и пропускание  $p_\lambda$  линзы  $L$ . Расчет распределения энергии  $E_W(\lambda)$  производился для рекомендованной в паспорте лампы цветовой температуры 2500 °К с использованием таблиц, составленных Фабри [10]. Коэффициенты излучательной способности вольфрама взяты из [11]. Пропускание сапфирового окна измерялось непосредственно при помощи разбитой лампы этого типа. Дисперсионная кривая монохроматора получена из измерений расстояния между спектральными линиями ртути и неона в плоскости выходной щели монохроматора. Измерения велись с помощью измерительного микроскопа. При измерениях в ультрафиолетовой области в плоскости выходной щели устанавливалась пластинка с хлоридом натрия, чтобы сделать видимыми спектральные линии.

Пропускание монохроматора  $\tau_\lambda$  определялось вторым монохроматором, входная щель которого освещалась источником света со сплошным спектром, а выходная щель проектировалась на плоскость входной щели ДМР-4. Светосила перебрасывающей оптики выбиралась такой, чтобы световой пучок не виньетировался оптическими элементами монохроматора. Таким образом, входная и выходная щели монохроматора, пропускание которого определяется, должны быть выбраны соответствующим образом. После установки обоих монохроматоров на одну длину волны производилось измерение светового потока до и после ДМР-4. Световой поток в визуальной области измерялся селеновым фотоэлементом, а в ультрафиолетовой — фотоумножителем типа ФЭУ-57. Равномерность чувствительности по поверхности селенового фотоэлемента была достаточно хорошей (отклонение не более  $\pm 1\%$ ), а фотоумножитель специально отбирался из нескольких экземпляров так, чтобы неравномерность чувствительности по катоду не превышала  $\pm 2\%$ . Удалось отобрать таким образом один фотоумножитель, который имел участок катода диаметром 10 мм. Чувствительность по поверхности участка удовлетворяла поставленному условию.

При измерении светового потока до и после монохроматора соблюдалось также условие перпендикулярности плоскости фотокатода световому пучку. Нестабильность источника света в течение всего времени измерения не превышала 1%. На фиг. 7 приведена кривая пропускания монохроматора ДМР-4, полученная описанным выше способом.

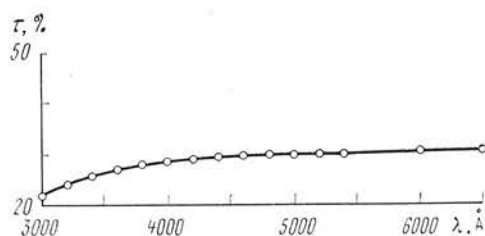
Распределение энергии на выходе в относительных единицах определяется как

$$F_\lambda = E_W(\lambda) \tau_\lambda p_\lambda D_\lambda, \quad (2)$$

а спектральная характеристика фотометра в визуальной области  $\varphi_2$  — из соотношения (1).

В табл. 2 приведены значения  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  для ультрафиолетового и визуального каналов фотометра «Космоса-213». Спектральная характеристика визуального канала измерялась с фильтром ЖС-18. Кривые спектральной чувствительности фотометра «Космоса-213» показаны на фиг. 6.

Спектральная характеристика фотометра, установленного на «Космосе-51», для ультрафиолетовой области определялась способом, аналогичным описанному для фотометра «Космоса-213». Использовались



Фиг. 7. Кривая коэффициента пропускания монохроматора ДМР-4

водородная лампа и монохроматор СФ-4, на выходе которого распределение энергии определялось с помощью салицилового натрия. Полученные значения  $\varphi_1$  представлены в табл. 3, а кривая спектральной чувствительности — на фиг. 6. Части кривой  $\varphi_1$ , проведенные штриховыми линиями, экстраполированы по типовым кривым для ФЭУ-57.

Не располагая перед экспериментом с «Космосом-51» лампой накаливания с известной температурой, мы поступили следующим образом для определения спектральной характеристики  $\varphi_2$  визуального канала. Для области спектра с  $\lambda \geq 4000$  Å использовалась индивидуальная паспортная кривая ФЭУ-15. Для области длин волн  $\lambda \lambda$  3100—4000 Å были применены два способа построения кривой  $\varphi_2$ . Во-первых, с помощью водородной лампы с монохроматора были измерены напряжения на выходе визуального канала  $V_\lambda$  для ряда фотоумножителей той же серии (включая примененный). Впоследствии все ФЭУ (кроме примененного) были измерены с помощью лампы накаливания и монохроматора по методике, описанной выше (см. фиг. 5), и получены для них характеристики  $\varphi_\lambda$ .

Таблица 3

Ультрафиолетовый канал «Космоса-51»				$\varphi_1, \%$	Ультрафиолетовый канал «Космоса-51»				$\varphi_1, \%$
$\lambda, \text{Å}$	$F_\lambda$	$U_\lambda, \text{e}$	$U_\lambda/F_\lambda$		$\lambda, \text{Å}$	$F_\lambda$	$U_\lambda, \text{e}$	$U_\lambda/F_\lambda$	
1400	26,3	1,0	0,32	48	2900	69	4,2	0,61	77
2500	37	2,2	0,60	76	3000	74	3,1	0,42	54
2700	55,5	4,3	0,78	99	3200	81	0,8	0,10	12,7
2800	62,5	4,9	0,785	100					

Для примененного ФЭУ была взята характеристика, наиболее близкая к полученным. Во-вторых, для длин волн 3100 и 3200 Å по измеренным  $F_\lambda$  (см. табл. 3), а также измеренным выше для примененного ФЭУ значениям  $U_\lambda$  для этих длин волн можно было найти градиент  $U_\lambda/F_\lambda$  на данном участке спектра, что служило дополнительным материалом для получения кривой  $\varphi_2$  в области спектра 3100—3200 Å. Окончательно кривая спектральной чувствительности  $\varphi_2$  изображена на фиг. 6. Возможная относительная ошибка определения  $\varphi_2$  для  $\lambda = 3200$  Å может составлять около  $\pm 20\%$ .

Определение второго параметра  $k = b_V/b_U$  — отношения абсолютной чувствительности в максимуме видимого канала к той же чувствительности для ультрафиолетового — желательнее провести с одним источником света в обоих каналах.

Использование водородной лампы для этой цели может привести к значительным ошибкам, так как в видимой части спектра она имеет линейчатый спектр. Провести калибровку по лампе накаливания практически невозможно, так как  $F_\lambda$  изменяется в тысячи раз в диапазоне 3000—6000 Å, а диапазон световых потоков, измеряемых фотометром АФ-3, очень мал.

Как уже упоминалось, во время полета «Космоса-213» произошло падение чувствительности фотометра. Величина падения чувствительности в видимом канале может быть оценена по отсчетам светового эталона и была в 4,2 раза меньше измеренной при калибровке. Падение чувствительности в ультрафиолетовом канале можно оценить, сравнивая абсолютную калибровку канала в лаборатории с ожидаемым световым потоком в космосе.

Для этих измерений была использована калибровка лампы ВСФУ-3 № 9986, сделанная в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова по методике, описанной в [8].

На установке, изображенной на фиг. 5, был получен отсчет фотометра АФ-3 в ультрафиолетовом канале  $U_\lambda = 5,55$  в для  $\lambda = 2800$  Å. Входная щель  $S_{вх}$  имела ширину 0,2 мм (высота 0,7 мм), выходная щель  $S_{вых}$  — 0,2 мм. По формуле

$$F_\lambda = B_\lambda \omega p_\lambda S \Delta\lambda \quad (3)$$

можно подсчитать поток из выходной щели монохроматора ДМР-4. Здесь  $B_\lambda$  — спектральная плотность энергетической яркости лампы ВСФУ-3 для  $\lambda = 2800$  Å ( $0,8 \cdot 10^{-4}$  вт/см<sup>2</sup>·стер·Å),  $\omega$  — телесный угол, под которым виден объектив  $L$  из лампы ( $1,67 \cdot 10^{-3}$  стер),  $p_\lambda$  — коэффициент пропускания объектива  $L$  и монохроматора ( $\lambda = 2800$  Å), составляющий 8%,  $S$  — площадь входной щели (фиг. 5), равная  $1,4 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>,  $\Delta\lambda$  — ширина  $S_{вых}$  в Å (4 Å для  $\lambda = 2800$  Å).

Величина потока  $F_\lambda$  согласно (3) равна  $6 \cdot 10^{-4}$  эрг/сек. Таким образом, чувствительность канала  $F_\lambda/U_\lambda = 1,1 \cdot 10^{-4}$  эрг/сек·в.

Подсчет ожидаемой реакции фотометра АФ-3 при наблюдении Млечного Пути вне атмосферы дает величину около  $5,5 \cdot 10^{-4}$  эрг/сек·в. Отсюда видно, что чувствительность ультрафиолетового канала уменьшилась примерно так же, как и визуального, в 4—5 раз. Поэтому определение  $k = b_V/b_U$  производилось из наблюдений в полете «Космоса-213» (см. [5]).

Для фотометра «Космоса-51» определение  $k$  облегчается тем, что спектральные характеристики каналов перекрываются в области с  $\lambda = 3200$  Å. В таком случае, зная показания фотометра для этой длины волны для обоих каналов (в вольтах),  $U_\lambda$  — для ультрафиолетового канала и  $V$  — для визуального, мы можем написать

$$\frac{b_V}{b_U} = \frac{V_\lambda}{U_\lambda} \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \frac{\Delta\lambda_u}{\Delta\lambda_v}, \quad (4)$$

где  $\varphi_1$  — спектральная характеристика ультрафиолетового канала,  $\varphi_2$  — спектральная характеристика визуального канала,  $\Delta\lambda_u$  и  $\Delta\lambda_v$  — ширины выходных щелей монохроматора в Å. Произведенные измерения дали следующие значения:

$$V_\lambda/U_\lambda = 2,08, \quad \Delta\lambda_u/\Delta\lambda_v = 10.$$

Из спектральных характеристик (фиг. 6) для  $\lambda = 3200$  Å имеем  $\varphi_1/\varphi_2 = 0,6$ . Подставив эти величины в (4), получим

$$b_V/b_U = 2,08 \cdot 0,6 \cdot 10 = 12,5.$$



Лабораторные измерения в визуальной области проводились для фотометра «Космоса-51» с диафрагмой «большое небо», а измерения светимости вне атмосферы — с диафрагмой «малое небо» (см. описание). Отношение чувствительности визуального канала «большое небо»/«малое небо» = 7,6. Поэтому полученное значение  $b_V/b_U$  необходимо уменьшить в 7,6 раза. Кроме того, необходимо учесть отношение  $S_u/S_v = 2,2$  — отношение приемных площадей ФЭУ.

Для фотометра «Космоса-51» окончательно имеем

$$\frac{b_V}{b_U} = \frac{12,5}{7,6 \cdot 2,2} = 0,75.$$

Последний из интересующих нас калибровочных параметров — яркость светового стандарта — определялся по наблюдениям ночного неба. Наблюдения проводились в ночи с хорошей прозрачностью ( $\alpha = 0,8$ ) и в отсутствие Луны. Фотометр последовательно наводился на область неба В с центром  $\alpha = 5^h 10^m$ ,  $\delta = +45^\circ$  ( $\alpha$  Aur) и область А с центром  $\alpha = 6^h 40^m$ ,  $\delta = +65^\circ$  (Cam). Время наблюдения выбиралось таким образом, чтобы зенитное расстояние этих центров было одинаково. В этом случае можно считать, что свечение атмосферной составляющей и экстинкция для обеих областей одинаковы. Принимая, что свечение верхней атмосферы достаточно равномерно в наблюдаемой области неба, можно считать, что разность отсчетов на выходе фотометра  $\Delta_{vis}$  образуется только за счет яркости звездной составляющей и зодиакального света:

$$\Delta_{vis} = \Delta_{зв} + \Delta_{зод}.$$

Звездную составляющую для удобства разделим на две:  $\Delta_1$  — звезды ярче  $6^m$  и  $\Delta_2$  — звезды слабее  $6^m$ ,

$$\Delta_{зв} = \Delta_1 + \Delta_2.$$

Подсчет звезд ярче 6 производился по звездному атласу Бечвара с круговых площадок А и В диаметром, равным полю зрения  $18^\circ$  (250 кв. град.), с центрами, указанными выше. Учет углового распределения (фиг. 3) практически не меняет разности и вносит поправку не более 5%. Основной вклад в разность яркостей вносит  $\alpha$  Aur. Он составляет

$$\Delta_1 = 44 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$$

Звезды слабее  $6^m$  учитывались при помощи таблиц [12]. Среднее значение для области А составляет 69 звезд, а для В — 122 зв.  $10^m/\text{кв.град.}$ :

$$\Delta_2 = 122 - 69 = 53 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$$

Таким образом, звездная составляющая

$$\Delta_{зв} \approx 100 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$$

Оценка разности светимости областей А и В за счет зодиакального света  $\Delta_{зод}$  вычислялась с помощью значений, приведенных в работе [13]. Принимая элонгацию для обеих областей одинаковой, получим значения 106 и 95 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , учитывая соответствующие расстояния от полюса эклиптики для областей А и В. Это дает величину  $\Delta_{зод} = 11 \text{ зв. } 10^m/\text{кв.град.}$  Следовательно, искомая разность

$$\Delta_{vis} = 110 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.} \quad (5)$$

Вычисленное таким образом внеатмосферное значение разности яркостей наблюдаемых областей соответствует измеренной при калибровке фотометра разности показаний фотометра в вольтах и исправленной за погло-

щение в атмосфере:

$$U_{\Delta} = (U_B - U_A) / \tau_{\lambda}. \quad (6)$$

Эти показания фотометра для областей А и В были  $U_A = 3,5$  *с* и  $U_B = 4,4$  *с*. Коэффициент  $\tau_{\lambda}$  — прозрачность атмосферы во время калибровки в цветовой системе фотометра — составлял 0,705. Подставляя эти значения в (5), получим

$$U_{\Delta} = (4,4 - 3,5) / 0,705 = 1,28 \text{ с}. \quad (7)$$

Таким образом, если бы кривая реакции фотометра для «Космоса-51» соответствовала системе визуальных звездных величин, т. е. была бы кривой ночной видности  $V(\lambda)$ , то мы имели бы следующее условие калибровки:

$$1,28 \text{ с} = 110 \text{ зв. } 10^m / \text{кв. град.} \quad (8)$$

и светимость эталона, отсчет которого составлял 0,8 *с*, была бы

$$\text{эталон} = 69 \text{ зв. } 10^m / \text{кв. град.}$$

Однако кривая реакции  $\varphi_2$  для фотометра «Космоса-51» не соответствует системе  $m_{\text{vis}}$ , а охватывает существенно более широкий диапазон длин волн. Это означает, что в интересующей нас системе  $m_{\text{vis}}$  мы имели бы отсчет не 1,28 *с*, а существенно меньший отброс от тех же участков неба, с тем же числом звезд (110). Считая средний спектральный класс звездной (и зодиакальной) составляющей в участках А и В за G (главный вклад от Капеллы), отброс 1,28 нужно умножить на фактор

$$\beta = \frac{\int V(\lambda) f_G(\lambda) d\lambda}{\int \varphi_2(\lambda) f_G(\lambda) d\lambda},$$

где  $f_G(\lambda)$  — распределение энергии для спектрального класса G. Вычисленные интегралы для спутников «Космос-51» и «Космос-213» выполнено в [5] и дает

$$\beta = 1/2,65. \quad (9)$$

Таким образом, отсчет  $U_{\Delta}$  (7), если бы мы измеряли в системе  $m_{\text{vis}}$  (т. е. поставили бы фильтр с кривой реакции  $V(\lambda)$ ), будет меньше и составит

$$U_{\Delta} \beta = 1,28 / 2,65 = 0,48 \text{ с} = 110 \text{ зв. } 10^m / \text{кв. град.}, \quad (10)$$

и светимость эталона 0,8 *с* в системе  $m_{\text{vis}}$  есть

$$\text{эталон} = 185 \text{ зв. } 10^m / \text{кв. град.} \quad (11)$$

Использованное нами значение коэффициента пропускания атмосферы  $\tau$  по многолетним наблюдениям в обсерватории может отличаться для наших измерений не более чем на  $-0,1 \div +0,05$  (наблюдения велись в декабре). Следовательно, погрешность может составлять  $-10 \div +6\%$ . Оценка погрешности вычисленной разности  $\Delta_{\text{vis}}$  не превышает 5%, так как неуверенно определяемая разность  $\Delta_{\text{зод}}$  составляет малую часть общей светимости, а неравномерность свечения верхних слоев атмосферы, по-видимому, меньше этой величины, поскольку наблюдения в разные ночи не показали систематического хода светимости областей. Следовательно, погрешность определения свечения эталона составляет, вероятно, не более  $\pm 15\%$ , т. е.  $\pm 27$  звезд  $10^m$  на 1 кв. град., что соответствует порогу чувствительности телеметрических записей с АФ-3.

Определение светимости стандарта, установленного на «Космосе-213», производилось аналогичным образом. Было найдено

$$U_{\Delta} = (0,8 - 0,65) / 0,8 = 0,20 \text{ с}. \quad (12)$$



Условие калибровки вместо (7) здесь есть

$$U_{\Delta} = (0,8-0,65)/0,76 = 0,20 \text{ в} = 110 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.},$$

и светимость эталона, давшего отсчет 1,35 в, есть

$$\text{эталон} = 740 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.},$$

если пренебречь различием между кривой реакции  $\varphi_2$  фотометра «Космоса-213» (соответствующей V-системе) и кривой видности  $V_{\lambda}$ . Фактически отношение  $\beta$  для «Космоса-213» (см. [6]) есть 1,21, так что отсчет 0,2 в формуле (12) должен быть больше и составить  $0,2\beta = 0,24$ . Окончательно для эталона на «Космосе-213» (отсчет  $1/34$  в) получим

$$\text{эталон} = \frac{1,35}{0,24} \cdot 110 = 620 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$$

Погрешность оценки эталона с учетом того, что отсчет на эталон в случае «Космоса-213» в 1,7 раза больше, будет составлять около  $\pm 10\%$ .

Таким образом, для основных калиброванных параметров получаем следующие данные:  $b_V/b_U$  для «Космоса-51» составляет 0,75, для «Космоса-213» — 0,3 [5], для стандарта соответственно  $185 \pm 15$  и  $620 \pm 10\%$  зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  Следует отметить, что приведенные погрешности оценки яркости стандарта сравнительно велики. Повышение точности калибровки может быть достигнуто при использовании установки с рассеивающим экраном, освещенным эталонным источником света. В этом случае исключается необходимость использовать для калибровки подсчет звезд, а также необходимость учета пропускания атмосферы — основных источников погрешности при большом поле зрения фотометра.

В заключение считаем необходимым выразить глубокую благодарность В. Б. Никонову за полезное обсуждение работы, а А. И. Смирнову и А. П. Кульчицкому за помощь при проведении экспериментов. В. В. Бенюху авторы благодарны за участие в разработке механической конструкции фотометра АФ-3.

Апрель 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. А. Димов, А. Б. Северный. LIL Sympos., Athens, 1966.
2. Н. А. Димов, А. Б. Северный, А. М. Зверева. IAU Sympos., N 36, 1970, p. 325.
3. J. G. Sparrow, E. P. Ney. Astrophys. J., 1968, 154, 783.
4. R. D. Wolstencroft, L. J. Rose. Astrophys. J., 1967, 147, 271.
5. Н. А. Димов, А. М. Зверева, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 67.
6. Н. К. Даниленко, А. И. Разумовская. ПТЭ, 1966, № 3, 212.
7. Г. С. Вильдгрубе, Г. С. Дунаевская, И. А. Харитонова. ПТЭ, 1961, № 6, 91.
8. М. Н. Смолкин, Н. Б. Бердников. Оптика и спектроскопия, 1963, 14, 414.
9. N. Kristianpoller, R. A. Kippur. Appl. Opt., 1964, 3, N 8, 919.
10. Фабри. Фотометрия. ГОНТИ, 1935.
11. J. C. Devos. Physica, 1954, 20, 669.
12. F. E. Roach, L. R. Megill. Astrophys. J., 1961, 133, 228.
13. R. Dumont. Publ. Observ. Haute-Provence, 1965, N 42.



## ВНЕАТМОСФЕРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СВЕТИМОСТИ НЕБА СО СПУТНИКОВ «КОСМОС-51» И «КОСМОС-213».

### II. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Н. А. Димов, А. М. Зверева, А. Б. Северный

С помощью фотометров, описанных в [1] и установленных на спутниках «Космос-51» и «Космос-213», измерена яркость ночного неба в видимой и ультрафиолетовой областях спектра (данные об этих спутниках и характере информации см. в табл. 1; кривые реакции фотометров показаны на фиг. 1). Данные телеметрии позволяют оценить наблюдаемое отношение потоков в ультрафиолетовой и визуальной областях ( $U/V$ ), а также яркость ночного неба  $V_0$  (в числе звезд на 1 кв. град.). Указанные величины сравнивались с ожидаемым отношением  $(U/V)_c$  и величиной  $V_c$ , вычисленными на основании данных о численности и яркости звезд и теоретических отношений потоков  $(U/V)_i$  для звезд разных спектральных классов. При вычислении величин  $(U/V)_i$  были использованы результаты расчетов моделей звездных атмосфер (для звезд ранних спектральных классов учтен покровный эффект [2—4]). Учтено влияние зодиакального света и межзвездного поглощения. Для неориентированного спутника «Космос-51» отождествление производилось методом проб, пока не достигалось разумного согласия между величинами  $O$  и  $C$ . Для частично ориентированного спутника «Космос-213» отождествление выполнено уверенное. Описана внеатмосферная калибровка фотометра («Космос-213») на основании наблюдений другого искусственного спутника.

Основные выводы следующие: а) не было обнаружено заметного (превосходящего ошибки  $\pm 0^m3$ ) различия между наблюдаемым и вычисленным отношением  $U/V$  для области Лебедь — Орел (включая Млечный Путь); б) для области, включающей Сириус, найдена депрессия ( $O-C = -0^m45$ ), которая, по-видимому, реальна и согласуется с результатами [25, 26]; в) некоторая депрессия ( $\sim -0^m34$ ) для области Ориона, возможно, вызвана неуверенностью в оценках межзвездного поглощения.

Сделана попытка объединить все имеющиеся данные об интенсивности излучения фона Галактики (рис. 17) в направлении на Лебедь (кружки) и в направлении на галактический полюс. Объединяя наши результаты с данными, полученными на космической станции «Венера-3» [37], мы можем сделать вывод, что в некоторых направлениях (подобно Лебедю) максимум излучения лежит между  $\lambda$  2000 и  $\lambda$  3000 Å. Визуальная яркость ночного неба систематически больше ожидаемой на 20—30% (минимальная наблюдаемая яркость в нашем эксперименте составляет 180 зв.  $10^m$ /кв. град., и соответственно звездная компонента составляет около  $50 \pm 25$  зв  $10^m$ /кв. град.). Этот избыток яркости, возможно, вызван рассеянным светом в самых верхних слоях земной атмосферы, включая возможное пылевое облако вокруг Земли.

THE OUT OF SPACE OBSERVATIONS OF NIGHT-SKY BRIGHTNESS WITH THE SPUTNICS «KOSMOS-51» AND «KOSMOS-213». II. THE RESULTS AND DISCUSSION, by N. A. Dimov, A. M. Zvereva, A. B. Severny.— With the aid of the photometers described in [1] and installed on the board of «Kosmos-51» and «Kosmos-213» the brightness of night-sky was measured, in the visual and ultraviolet regions (the data about these sputniks and the type of information is given in table 1, the response curves are on the fig. 1). The data of telemetry permit us to estimate the observed ratio of fluxes in the ultra-violet and the visual ranges  $(U/V)_0$  as well as the brightness of night sky  $V_0$  (in the numbers 10-th magnitude stars per square degree). These observed values are compared with the expected ratio  $(U/V)_c$  and the values  $V_c$  calculated on the basis of the data on the population of stars of different spectral types and magnitudes and on the expected ratio of fluxes  $(U/V)_i$ , for different spectral types according to the models of stellar atmospheres (blanketed models for early type stars [2—4], see table 2). The influence of the zodiacal light and of the interstellar absorption is taken into account at these calculations. For the nonoriented, «Kosmos-51» the identification of the place in the sky is made by the trial and error until the reasonable agreement between  $O$  and  $C$  is reached. For the partially oriented «Kosmos-213» the identification is unambiguous. The out of space calibration of the photometer (with «Kosmos-213») is described by using observations of the other artificial satellite.

The principal conclusions are the following: We have not found appreciable, exceeding the errors  $\pm 0m,3$ , deviations in the observed and calculated ratio  $U/V$  for the region of Cygnus — Aquilae (including Milky Way). The depression ( $O - C = 0m,45$ ) found for the region including Sirius is probably real and in agreement with [25, 26]. Some depression for the region of Orion is probably due to the uncertainty and unaccuracy in the estimates of the interstellar absorption (in particular for the Orion nebula).

The attempt is made to compile all available data about the intensity of background radiation in our galaxy (fig. 17) in the direction of Cygnus (open circles) and in the direction of galactic pole (dots). Combining these data with those obtained at Venus-III space-probe [37] we can conclude that in some directions (like Cygnus) the maximum of radiation lies between 2000 and 3000 Å.

The visual night sky brightness exceeds systematically the expected value by 20—30% (the minimal observed value in our experiments is 180 stars  $10^m$  per square degree and the corresponding stellar component is about  $50 \pm 25$  stars  $10^m$ ). This excessive brightness can probably be due to the scattering of light in the uppermost layers of the Earth atmosphere including the possible dust cloud the Earth.

Внеатмосферные измерения яркости ночного неба были реализованы дважды с помощью двухканальных (ультрафиолетовый и видимый) фотоэлектрических фотометров, установленных на спутниках «Космос-51» и «Космос-213» и описанных в [1]. Данные об этих спутниках и характере регистрации представлены в табл. 1.

Таблица 1

Данные о спутниках	«Космос-51»	«Космос-213»
Дата запуска . . . . .	10.XII 1964 г.	15.IV 1968 г.
Период обращения, мин . . . . .	92,5	89,16
Максимальное расстояние от Земли, км . . . . .	554	291
Минимальное расстояние от Земли, км . . . . .	264	205
Наклон орбиты . . . . .	48°8	51°4
Ориентация . . . . .	Нет	По оси Солнце — спутник
Период наблюдений . . . . .	10.XII—31.XII 1964 г.	17.IV 1968 г.
Тип информации . . . . .	Непосредственная передача	Магнитная память

Задачей этих двух экспериментов было определение яркости ночного неба, в частности определение яркости звездного фона в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, и сравнение фактических данных с теми, которые можно ожидать на основании имеющихся в настоящее время сведений о спектральном составе, численности и яркости звезд и Млечного Пути, а также сведений о свечении зодиакального света и туманностей. Обратимся поэтому сначала к рассмотрению этих данных, в первую очередь данных о свечении звездного фона.

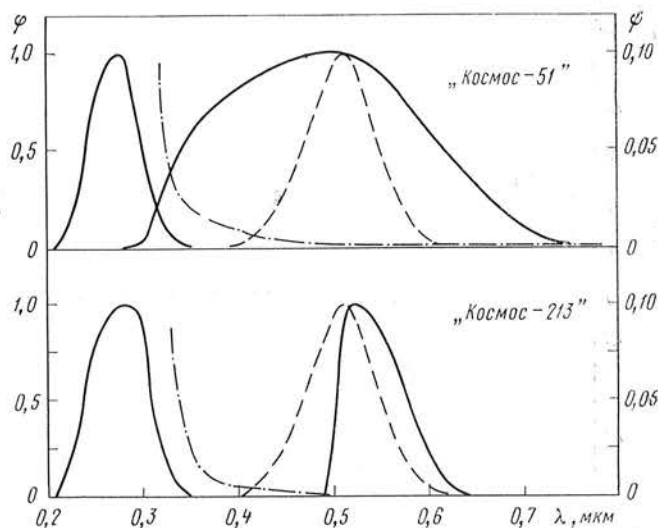
### § 1. Предварительный расчет ожидаемых потоков от звездных полей

При внеатмосферных наблюдениях звезды  $i$ -го спектрального класса и одновременной регистрации потока радиации от звезды в двух каналах (ультрафиолетовом —  $U$  и видимом —  $V$ ) отношение потоков будет

$$\frac{U_i}{V_i} = \frac{\int_0^{\infty} p_U(\lambda) f_i(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} p_V(\lambda) f_i(\lambda) d\lambda} = \frac{b_U \int_0^{\infty} \varphi_1(\lambda) f_i(\lambda) d\lambda}{b_V \int_0^{\infty} \varphi_2(\lambda) f_i(\lambda) d\lambda} = \frac{b_U F_i(U)}{b_V F_i(V)}, \quad (1.1)$$

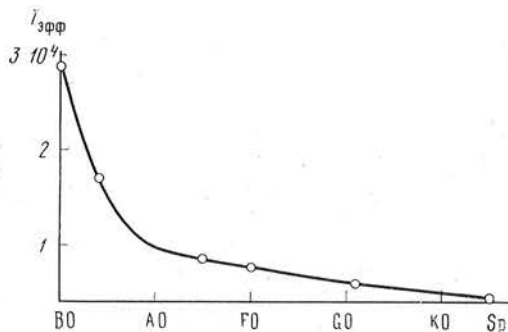


Фиг. 1. Относительная спектральная чувствительность  $\varphi(\lambda)$  (сплошная линия), функции  $\psi(\lambda)$  (штрих-пунктирная) и кривая видности  $V(\lambda)$  (штриховая)



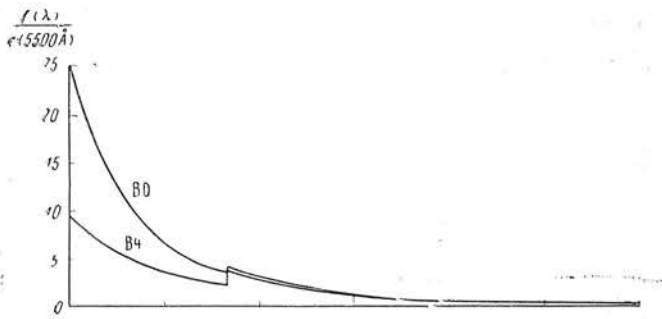
где  $p_U(\lambda)$  и  $p_V(\lambda)$  — абсолютная спектральная чувствительность каналов [ $p_U(\lambda) = b_U \varphi_1(\lambda)$  и  $p_V(\lambda) = b_V \varphi_2(\lambda)$ ],  $b_U$  и  $b_V$  — максимальная чувствительность. Величина  $b_V/b_U$  для «Космоса-51» определена в [1], она имеет следующее значение:  $b_V/b_U = 0,75$ . Что касается той же величины для «Космоса-213», то она будет определена ниже (см. стр. 85), ее значение  $b_V/b_U = 0,30$ . Кривые реакции  $\varphi_1(\lambda)$  и  $\varphi_2(\lambda)$  взяты из [1] и изображены на фиг. 1. Распределение энергии  $f_i(\lambda) = H_i(\lambda)/\pi$  [эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·Å] для звезд различных спектральных классов принято по моделям звездных атмосфер согласно шкале эффективных температур Мортон — Адамса [2]. Для класса B0 из [3]:  $\theta_e = 0,176$  ( $T_{эфф} = 28640^\circ$ ),  $\lg g = 4,0$ ; учтен покровный эффект (104 наиболее сильные линии в ультрафиолетовой части спектра между 911,6 и 1700 Å). Для B4 из [4]:  $\theta_e = 0,300$  ( $T_{эфф} = 16\,800^\circ$ ),  $\lg g = 4,0$ ; учтен покровный эффект (98 линий между 911,6 и 1600 Å). В моделях звездных атмосфер A0, A5, F0 [5] учитываются линии серии Бальмера от  $H_\alpha$  до  $H_{20}$ ; A0:  $\theta_e = 0,525$  ( $T_{эфф} = 9600^\circ$ ),  $\lg g = 4,0$ ; A5:  $\theta_e = 0,600$  ( $T_{эфф} = 8400^\circ$ ),  $\lg g = 4,0$ ; F0:  $\theta_e = 0,670$  ( $T_{эфф} = 7520^\circ$ ),  $\lg g = 4,0$ . Для звезд спектрального класса F5 принята модель [6]. Для звезд класса G взято распределение энергии для Солнца [7, 8]. Для звезд спектрального класса K принята модель [9].

На фиг. 2 изображена зависимость эффективных температур ( $T_{эфф}$ ) от спектрального класса для принятых моделей звездных атмосфер. Кривые распределения энергии излучения для звезд указанных спектральных классов приведены на фиг. 3. Для каждого спектрального класса были вычислены потоки  $F_i(U)$  и  $F_i(V)$  и отношение потоков  $\frac{U_i}{V_i} = \frac{b_U}{b_V} \frac{F_i(U)}{F_i(V)}$

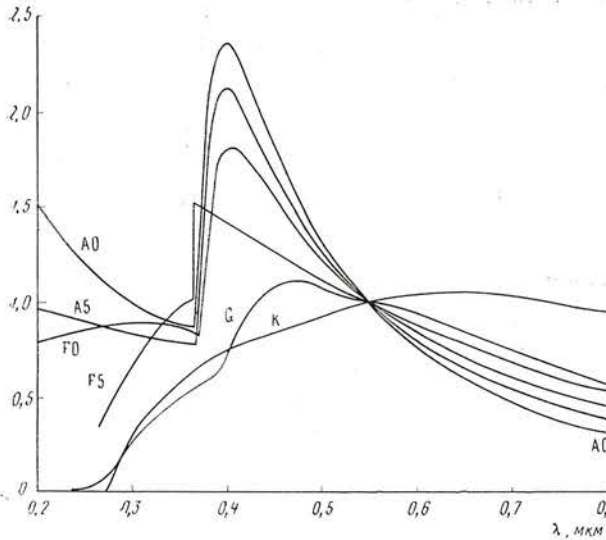


Фиг. 2. Зависимость эффективных температур  $T_{эфф}$  от спектрального класса

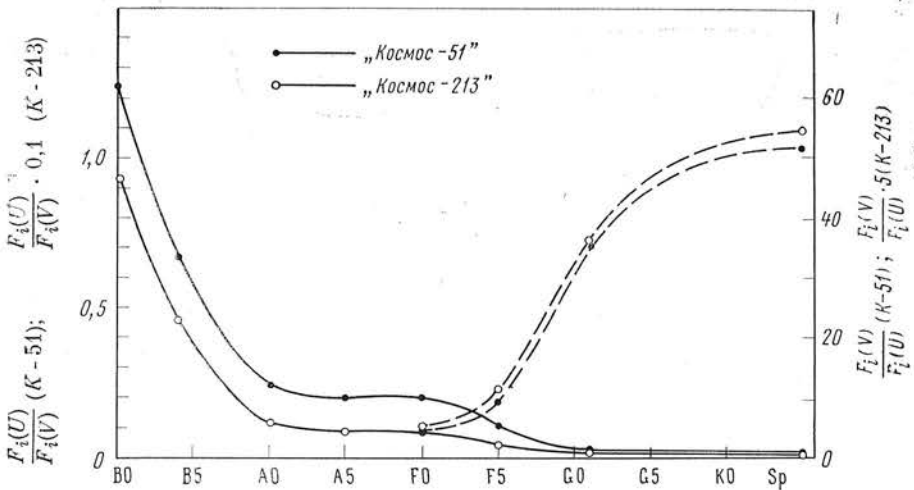




Фиг. 3. Относительное распределение энергии излучения для звезд различных спектральных классов



Фиг. 4. Зависимость величины  $F_i(U)/F_i(V)$  (сплошная линия) и  $F_i(V)/F_i(U)$  (штриховая) от спектрального класса



(табл. 2). Зависимость величины  $F_i(U)/F_i(V)$  (а также  $F_i(V)/F_i(U)$ ) от спектрального класса изображена на фиг. 4. Отношение потоков  $F_i(U)/F_i(V)$  резко падает при переходе от спектрального класса B0 к A0; в пределах спектральных классов A0, F0 это отношение остается практически без изменений, затем убывает при переходе к более поздним спектральным классам звезд (F5 — G — K).

Фактически из-за очень небольшой, но отличной от нуля чувствительности ультрафиолетовых фотомножителей к видимой части спектра кривые реакции  $\varphi_1(\lambda)$  имеют довольно длинный «хвост»  $\psi(\lambda)$  (см. фиг. 1).

Классе	«Космос-51»				«Космос-213»			
	$F_i(U)$	$F_i(V)$	$F_i(U)/F_i(V)$	$U_i/V_i$	$F_i(U)$	$F_i(V)$	$F_i(U)/F_i(V)$	$U_i/V_i$
В0	$80,2 \cdot 10^{10}$	$64,3 \cdot 10^{10}$	1,240	1,655	$95,4 \cdot 10^{10}$	$10,2 \cdot 10^{10}$	9,35	31,2
В4	$14,2 \cdot 10^{10}$	$21,1 \cdot 10^{10}$	0,672	0,896	$17,3 \cdot 10^{10}$	$37,4 \cdot 10^9$	4,62	15,4
А0	$12,2 \cdot 10^9$	$49,9 \cdot 10^9$	0,244	0,326	$13,2 \cdot 10^9$	$11,4 \cdot 10^9$	1,16	3,87
А5	$63,2 \cdot 10^8$	$31,6 \cdot 10^9$	0,200	0,266	$66,8 \cdot 10^8$	$75,1 \cdot 10^8$	0,890	2,97
F0	$40,1 \cdot 10^8$	$19,8 \cdot 10^9$	0,202	0,269	$43,2 \cdot 10^8$	$47,8 \cdot 10^8$	0,903	3,01
F5	$12,5 \cdot 10^8$	$11,5 \cdot 10^9$	0,109	0,145	$13,1 \cdot 10^8$	$29,4 \cdot 10^8$	0,445	1,48
G	$19,6 \cdot 10^7$	$68,7 \cdot 10^8$	0,0285	0,0380	$29,3 \cdot 10^7$	$21,2 \cdot 10^8$	0,138	0,460
K	$17,6 \cdot 10^6$	$90,5 \cdot 10^7$	0,0194	0,0258	$28,9 \cdot 10^6$	$31,6 \cdot 10^7$	0,0915	0,305

Поэтому при вычислениях величин  $F_i(U)$  мы должны учитывать это обстоятельство. Если  $F'_i(U)$  — строгое значение ультрафиолетового потока с учетом «хвоста», то, очевидно, добавка за счет «хвоста» будет

$$\Delta F_i(U) = F'_i(U) - F_i(U), \quad (1.2)$$

и она может быть вычислена, если известна функция  $^1 \psi(\lambda)$ . Вычисленные оценки  $\Delta F_i(U)/F_i(U)$  показывают, что вклад «хвоста» в ультрафиолетовый поток  $F_i(U)$  незначителен (для «Космоса-213» он не превышает 5%, для «Космоса-51» находится в пределах 10%). Поэтому в дальнейшем мы будем им пренебрегать и при расчете потоков от звездных полей будем использовать кривые реакции  $\phi_1(\lambda)$ .

Очевидно, что отношение потоков излучения от звездного поля состоящего из звезд различных спектральных классов, будет равно

$$\frac{U_{зв}}{V_{зв}} = \frac{b_U \sum_i v_i F_i(U)}{b_V \sum_i v_i F_i(V)} = \frac{b_U F_U}{b_V F_V}, \quad (1.3)$$

если принять в первом приближении, что  $v_i$  — доля звезд  $i$ -го спектрального класса в данной области неба — не зависит от яркости звезд, т. е. одинакова для каждой звездной величины. Эти значения  $v_i$  определены по всему небу в [11] для спектральных классов В, А, F, G, К (доля звезд класса М пренебрежимо мала) без разделения звезд на подклассы. С помощью [11] можно найти  $U_{зв}/V_{зв}$  для различных зон с заданным  $v_i$ , принимая  $i = В0, А0, F0, G, К$  (I вариант) и  $i = В4, А5, F5, G, К$  (II вариант). В табл. 3 приведены величины  $F_U/F_V$  и  $U_{зв}/V_{зв}$  для различных галактических зон (каждая зона представляет собой пояс шириной  $10^\circ$  со средней галактической широтой  $b$ ). Эти оценки  $U_{зв}/V_{зв}$  были использованы как ориентировочные при первоначальном отождествлении телеметрических записей с данными карты звездного неба, в особенности при расшифровке записей, полученных с неориентированного спутника «Космос-51».

Далее, фактически яркость неба при внеатмосферных наблюдениях состоит из двух компонент: звездный свет и зодиакальный свет. Влияние зодиакального света необходимо учитывать, так как минимальное значение его яркости  $V_z$  в полюсе эклиптики около  $70 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$

<sup>1</sup> Типичные данные измерений спектральной чувствительности ФЭУ-57 («Космос-51») в видимой области были нам любезно предоставлены Э. И. Терезом, выполнившим эти измерения для нескольких образцов. Для «Космоса-213» «хвост» принят согласно данным [10].

	«Космос 51»				«Космос-213»			
	I вариант		II вариант		I вариант		II вариант	
	$F_U/F_V$	$U/V$	$F_U/F_V$	$U/V$	$F_U/F_V$	$U/V$	$F_U/F_V$	$U/V$
+85°	0,324	0,432	0,174	0,232	1,57	5,07	0,768	2,48
+35	0,683	0,910	0,306	0,408	3,94	12,7	1,54	4,97
0	1,15	1,53	0,591	0,788	8,31	26,8	3,79	12,2
-35	0,813	1,08	0,306	0,408	4,98	16,1	1,95	6,29
-85	0,631	0,841	0,261	0,348	3,49	11,3	1,26	4,06

[12]<sup>1</sup>, а звездная составляющая яркости  $V_{зв}$  имеет минимальное значение в полюсе Галактики  $\sim 38$  зв.  $10^m$ /кв. град. [15, 16]. Яркость зодиакального света  $V_z$  определялась следующим образом. Для каждой области неба в известный момент времени мы определяли элонгацию  $\lambda - \lambda_{\odot}$  и эклиптическую широту  $\beta$ , по которым, используя [12], находили  $V_z$  в числе звезд  $10^m$  на 1 кв. град. Яркость звездного света определялась как сумма  $V_{зв} = V_1 + V_2$ , где  $V_1$  — яркость звезд ярче  $6^m$  — находили непосредственным подсчетом звезд,  $V_2$  — яркость звездного фона ( $6 < m < 18^m$ ) — принималась, согласно [15], для галактических широт  $< 30^\circ$  и, согласно [15, 16], для галактических широт  $> 30^\circ$ .

Итак, ожидаемое отношение потоков для звезд с учетом зодиакального света будет

$$\left(\frac{U}{V}\right)_c = \frac{U_{зв} + U_z}{V_{зв} + V_z} = \frac{U_{зв}}{V_{зв}} \frac{1 + \frac{U_z}{U_{зв}}}{1 + \frac{V_z}{V_{зв}}}. \quad (1.4)$$

Здесь  $U_z, V_z$  — яркость зодиакального света. Поскольку величина  $U_z/U_{зв}$  неизвестна, то вклад зодиакального света можно учесть лишь в областях, где  $U_z/U_{зв} \ll 1$ . Это условие выполняется в областях неба, где  $U_{зв}$  определяется главным образом звездами ранних спектральных классов. Тогда формула (1.4) упрощается и

$$\left(\frac{U}{V}\right)_c = \frac{U_{зв}}{V_{зв}} \left(1 + \frac{V_z}{V_{зв}}\right)^{-1}. \quad (1.5)$$

Величина  $(U/V)_{зв}$  для звезд ранних спектральных классов  $B$  вычислялась с учетом межзвездного поглощения по кривой межзвездного поглощения, приведенной в [17]<sup>2</sup>. Эта кривая нормирована так, что колор-эксцесс  $E(B - V) = 1^m, 0$ . Отсюда, зная эффективные длины волн для наших фотометров (для «Космоса-51»: 2700 и 4800 Å, для «Космоса-213»: 2800 и 5250 Å), находим, что

$$\frac{E(2700 - 4800)}{E(B - V)} \approx \frac{E(2800 - 5250)}{E(B - V)} \approx 3,0. \quad (1.6)$$

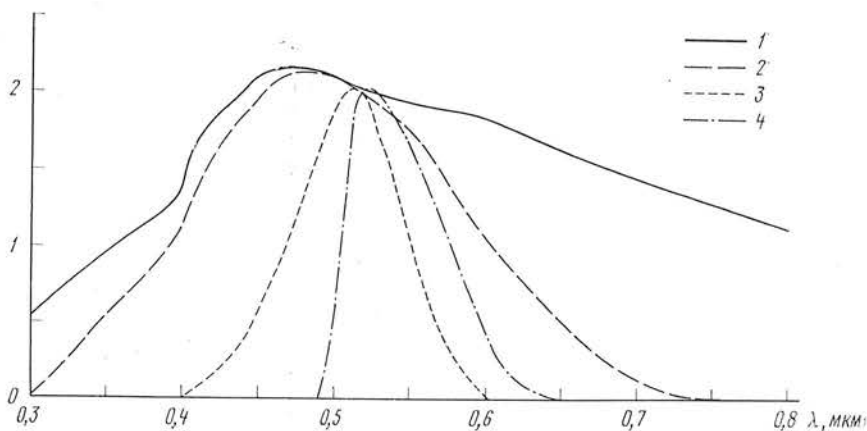
Считая, что закон межзвездного поглощения одинаков для всего неба, можно найти для каждой отдельной звезды значения  $E(2700-4800)$ ,  $E(2800-5250)$ , если известна величина колор-эксцесса  $E(B - V)$ :

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0.$$

<sup>1</sup> Наблюдения со спутника OSO-B2 [13] дают яркость зодиакального света  $V_z$  в полюсе эклиптики  $\sim 50$  звезд, другие наблюдения [14] дают 100 зв.  $10^m$ /кв. град.

<sup>2</sup> Мы благодарны В. Б. Никонову за важные замечания по поводу учета межзвездного поглощения.





Фиг. 5. Кривые реакции фотометрических систем  $\varphi_2(\lambda)$  («Космос-51»),  $V(\lambda)$  (кривая видности) и  $\varphi_2(\lambda)$  («Космос-213») для звезд спектрального класса G  
 1 —  $f_G(\lambda)$ ; 2 —  $f_G(\lambda) \varphi_2(\lambda)$  («Космос-51»); 3 —  $f_G(\lambda) V(\lambda)$ ; 4 —  $f_G(\lambda) \varphi_2(\lambda)$  («Космос-213»)

Тогда отношение потоков, исправленное за межзвездное поглощение, согласно (1.6) будет равно

$$\left(\frac{U}{V}\right)_{зв} = \left(\frac{U}{V}\right)'_{зв} \cdot 10^{-0,4 \cdot 3,0 \cdot E(B-V)}, \quad (1.7)$$

где  $(U/V)_{зв}$  — отношение потоков для звезды данного спектрального класса (см. табл. 2). Для определения величин  $E(B - V)$  были использованы работы [18—20].

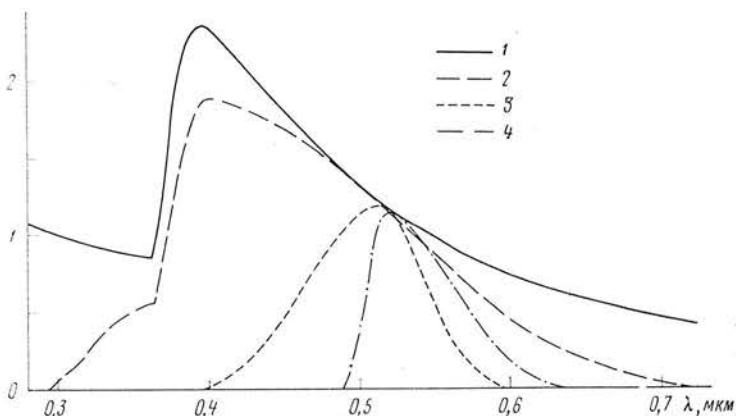
## § 2. Результаты измерений на спутнике «Космос-51»

Обратимся теперь к непосредственным измерениям на спутнике «Космос-51». Кривая реакции  $\varphi_2(\lambda)$  фотометра, установленного на этом спутнике (см. фиг. 1), отличается от кривой реакции  $V(\lambda)$ , соответствующей системе визуальных звездных величин, — кривой ночной видности (штриховая линия на фиг. 1), тем, что она охватывала существенно больший спектральный диапазон, чем  $V(\lambda)$ . Поэтому для приведения фактически измеренных показаний (в вольтах) от неба в космосе в систему визуальных звездных величин нужно эти показания умножить, строго говоря, на величину

$$\beta = \frac{\sum_i \int_0^\infty V(\lambda) v_i f_i(\lambda) d\lambda}{\sum_i \int_0^\infty \varphi_2(\lambda) v_i f_i(\lambda) d\lambda}, \quad (2.1)$$

которая существенно меньше единицы (суммирование ведется по всем спектральным классам  $i$  и частотам  $v_i$  их встречаемости на данном участке неба). Если, например, в данном участке неба преобладают только звезды класса G, то, как показывают вычисления с помощью кривых (фиг. 5),

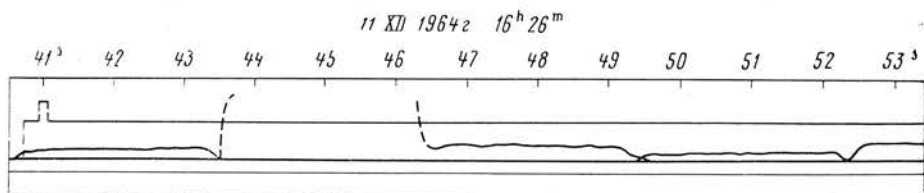
$$\beta = \frac{\int_0^\infty V(\lambda) f_G(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_2(\lambda) f_G(\lambda) d\lambda} = 0,38. \quad (2.2)$$



Фиг. 6. Кривые реакции фотометрических систем  $\varphi_2(\lambda)$  («Космос-51»),  $V(\lambda)$  (кривая видности) и  $\varphi_2(\lambda)$  («Космос-213») для звезд спектрального класса A0  
 1 —  $f_A(\lambda)$ ; 2 —  $f_A(\lambda) \varphi_2(\lambda)$  («Космос-51»); 3 —  $f_A(\lambda) V(\lambda)$ ; 4 —  $f_A(\lambda) \varphi_2(\lambda)$  («Космос-213»)

Для преобладающего класса A0-звезд  $\beta = 0,32$  (фиг. 6). Кроме того, ввиду завышенной чувствительности фотометра на «Космосе-51» отсчеты в V-канале при полном отверстии («большое небо») оказались зашкаленными, поэтому пришлось использовать отсчеты при системе отверстий «малое небо» (см. [1]), ослабляющей поток на катоде ФЭУ по сравнению с полным отверстием в 7,6 раза. Поэтому для приведения этих последних отсчетов в величины, сравнимые с эталоном (для «Космоса-51» его яркость равна  $180 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$ , см. [1]), нужно их умножить на величину  $7,6 \beta$  ( $0,32 \leq \beta \leq 0,38$ ). Эти оценки яркости неба в системе визуальных звездных величин (в числе звезд  $10^m$  на 1 кв. град.) полезны и нужны как для отождествления участков неба, так и сами по себе для выводов о светимости неба вне земной атмосферы.

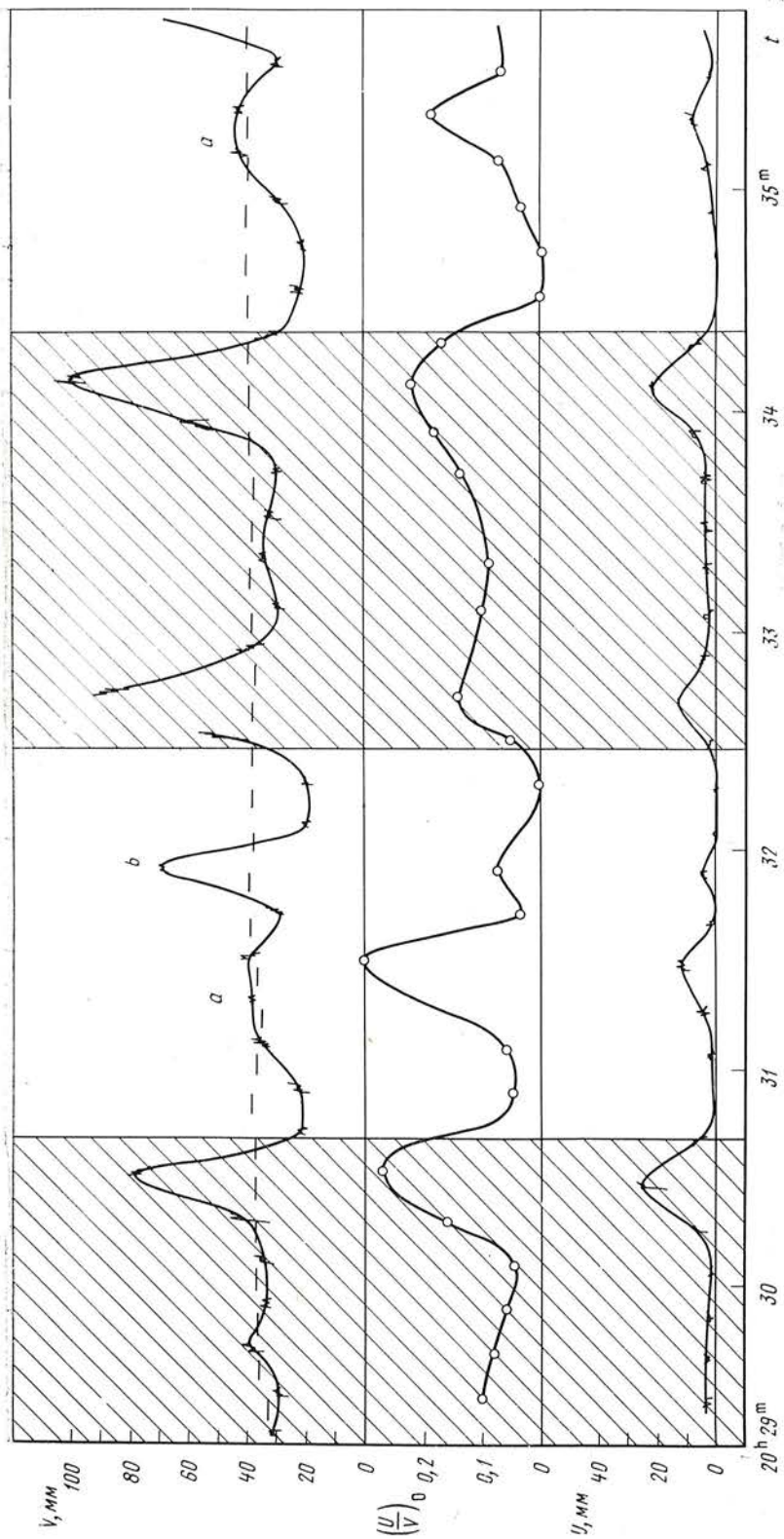
Во время полета неориентированного спутника «Космос-51» был получен ряд телеметрических записей в режиме непосредственной передачи потока от звездного неба в двух каналах. Копия оригинальной телеметрии



Фиг. 7. Копия оригинальной телеметрии («Космос-51»)

Последовательные сигналы: «малое небо» — «большое небо» — эталон (V-канал), «большое небо» U-канал)

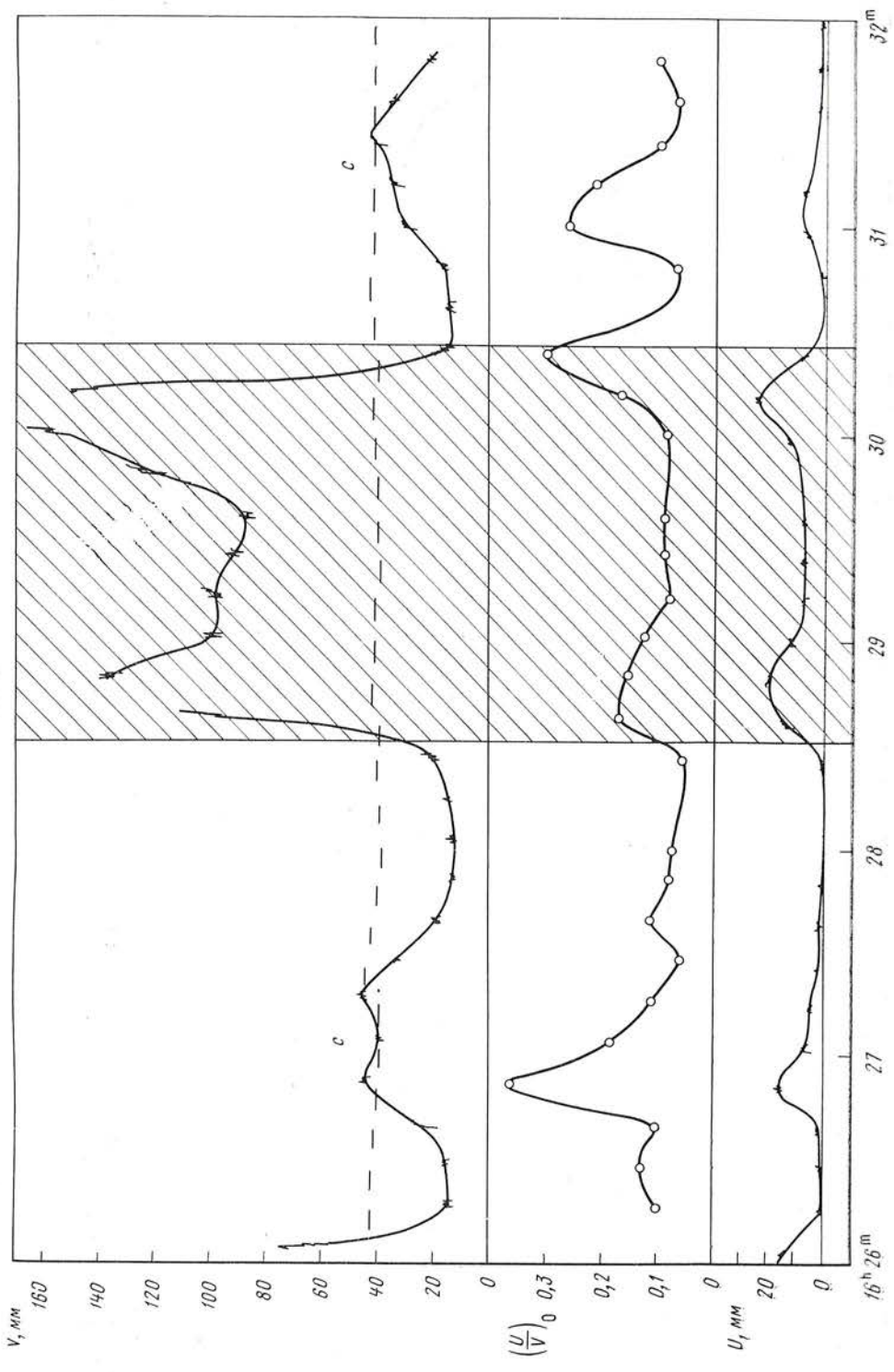
приведена на фиг. 7. На фиг. 8, 9 и 10 представлены окончательные телеметрические записи, по которым производилось отождествление. Скорость вращения спутника вокруг оси можно определить по интервалам между интенсивными сигналами от светящегося слоя воздуха у горизонта (airglow), если есть уверенность, что сканирование происходит следующим образом: небо — горизонт — Земля — горизонт — небо. Отсчеты от Земли в обоих каналах имеют ряд особенностей. Во-первых, в видимом канале сигнал от ночной стороны Земли составляет  $\geq 0,77$  эталона и остается, как правило, постоянным между двумя прохождениями через airglow,



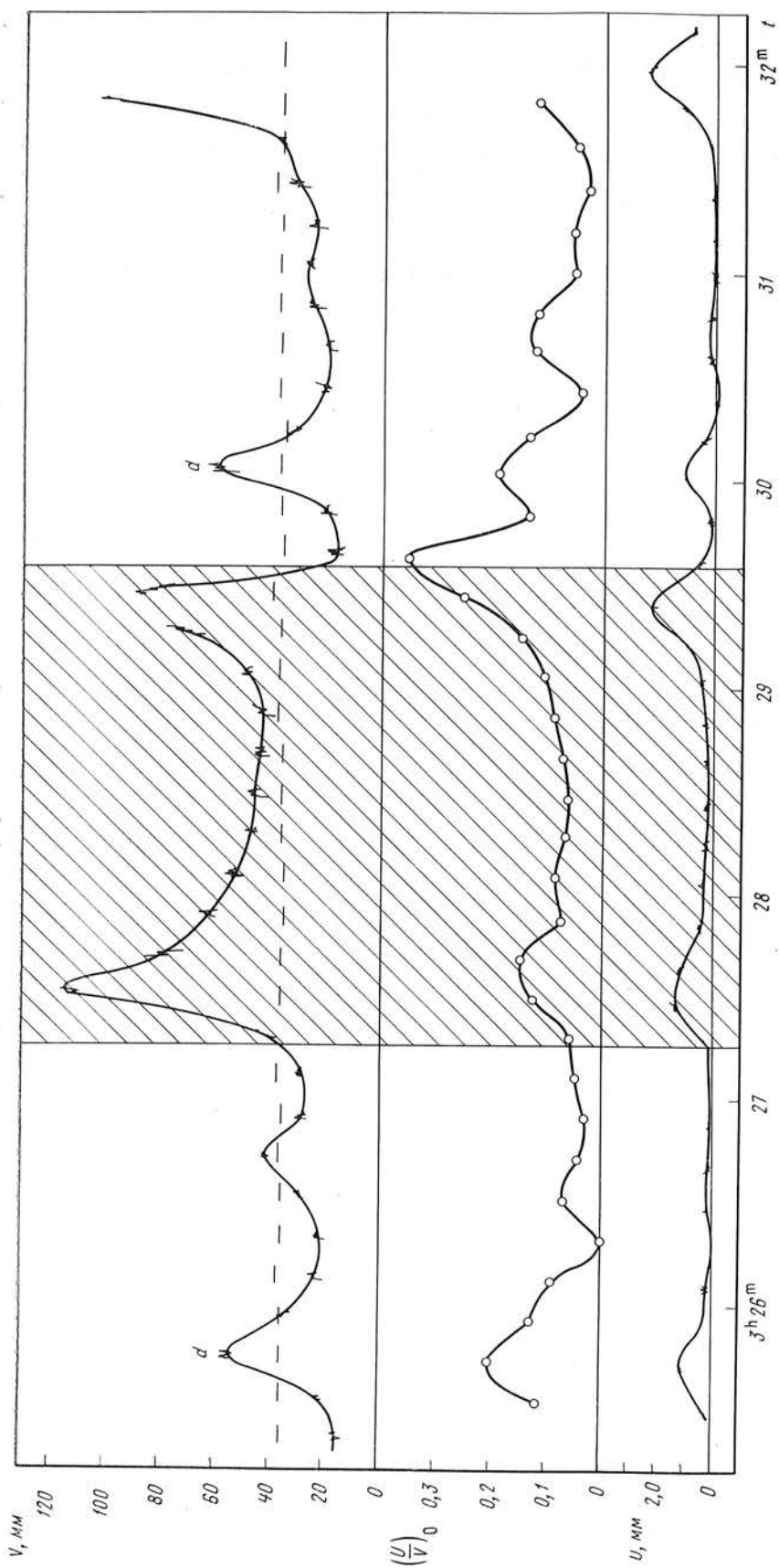
Фиг. 8. Телеметрическая запись, полученная на «Космосе-51» 10.XII 1964 г.

Верхняя кривая — отсчеты яркости в U-канале; нижняя кривая — отсчеты яркости в U-канале; средняя кривая — наблюдаемое отношение потоков  $(U/V)$ ; штриховая — отсчеты эталона. Затрихованные области соответствуют участкам траектории airglow — Земля — airglow





Фиг. 9. Телеметрическая запись, полученная на «Госмосе-51» 11.XII 1964 г.  
 Обозначения те же, что на фиг. 8



Фиг. 10. Телеметрическая запись, полученная на «Космос-51» 12.XII 1964 г.  
 Обозначения те же, что на фиг. 8

чего не наблюдается при обзоре неба. В ультрафиолетовом канале Земля дает меньший отсчет, чем airglow, но он постоянен и не падает до нуля, что характерно для отсчетов ультрафиолетовой яркости неба. Из 17 рассмотренных телеметрических записей были исключены записи, когда светила Луна и когда нельзя было уверенно отождествить airglow и Землю (обзор неба вдоль горизонта либо недостаточно данных для отождествления). Для отождествления было отобрано три записи, представленные на фиг. 8—10, где показания наиболее четкие и отождествление наиболее уверенное.

Первая запись (фиг. 8) показывает три четких сигнала от airglow (в обоих каналах); дважды сканируется небо со скоростью  $1^{\circ},6 \text{ сек}^{-1}$ . В видимом канале после airglow наблюдается резкое падение яркости до 0,56 отсчета эталона, затем плавный подъем яркости до 1,05 эталона (пик  $a$ )<sup>1</sup>. Далее яркость остается неизменной в течение 24 сек (это соответствует  $\sim 40^{\circ}$  на небе); такой сигнал может дать лишь протяженный объект. После пика  $a$  идет небольшой спад  $V$ -яркости до 0,7 ед. эталона и снова подъем до 1,75 ед. эталона (пик  $b$ ). Ширина пика  $b \sim 20^{\circ}$ , что указывает на точечный объект. Затем яркость в видимом канале падает до 0,49 ед. эталона, после чего следует резкий подъем — airglow. В ультрафиолетовом канале пик  $a$  уже (ширина  $30^{\circ}$ ) и смещен относительно центра пика  $a$  в  $V$ -канале на  $+ 8 \text{ сек}$  по времени, что соответствует угловому расстоянию  $13^{\circ}$ . Пик  $b$  в ультрафиолете соответствует по времени пику  $b$  в  $V$ -канале.

По карте звездного неба 10.XII.1964 г. в момент наблюдения максимальную  $V$ -яркость можно ожидать от области неба в направлении на Сириус: ожидаемая  $V$ -яркость Сириуса равна 150 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , яркость  $\beta$  СМа — 6 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ ; яркость звездного фона ( $6 < m < 18^m$ ) в области Млечного Пути рядом с  $\alpha$  СМа составляет 340 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  [15]; зодиакальный свет в этой области имел  $m_{\text{vis}} = 150 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$  [12]. С учетом этого яркость  $m_{\text{vis}}$  для области  $\alpha$  СМа + Млечный Путь составляет около 650 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  Наблюдаемую яркость в системе  $m_{\text{vis}}$  можно оценить, приняв  $\beta$  для звезд класса A0 ( $\beta = 0,32$ ); тогда сопоставимая с эталоном величина яркости будет составлять  $7,6 \cdot \beta \cdot 1,75$  от эталона (185 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ ), т. е. 785 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , что больше ожидаемой яркости на 17%. Непосредственные наземные наблюдения этого участка неба на АФ-3 дают  $\geq 760 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$  Такая большая яркость возможна только для данного участка неба (при соответствующем отношении  $U/V$ , см. ниже), поэтому отождествление, по-видимому, верное, а различие на 20% находится в пределах ошибок определения светимости эталона (см. [1]).

Наблюдаемое дважды отношение потоков для пика  $b$  есть  $(U/V)_0 = 0,073$ . Ожидаемое отношение потоков в области  $\alpha$  СМа можно более точно, чем в формуле (1.4), представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(\frac{U}{V}\right)_c &= \frac{U_{\alpha \text{ СМа}} + U_{\beta \text{ СМа}} + U_{\text{зв. фон}} + U_z}{V_{\alpha \text{ СМа}} + V_{\beta \text{ СМа}} + V_{\text{зв. фон}} + V_z} = \\ &= \frac{\left(\frac{U}{V}\right)_{\alpha \text{ СМа}} V_{\alpha \text{ СМа}} + \left(\frac{U}{V}\right)_{\beta \text{ СМа}} V_{\beta \text{ СМа}} + \left(\frac{U}{V}\right)_{\text{зв. фон}} V_{\text{зв. фон}} + \left(\frac{U}{V}\right)_z V_z}{\sum V} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Зная спектральные классы звезд  $\alpha$  СМа (A1) и  $\beta$  СМа (B1), по графику (фиг. 4) найдем величины  $(U/V)_{A1} = 0,225 : 0,75 = 0,30$  и  $(U/V)_{B1} = 1,13 : 0,75 = 1,51$ . Из наблюдений известно, что колор-эксцесс для  $\beta$  СМа составляет  $E(B - V) = 0,03$ , а тогда, следуя рассуждениям об учете меж-

<sup>1</sup> Здесь и везде дальше, говоря о яркости неба в  $V$ -канале в единицах эталона, мы подразумеваем неисправленные за коэффициент  $7,6 \cdot \beta$  отсчеты. Исправление требует хотя бы грубого отождествления участка неба (для оценки  $\beta$ ), см. начало наст. параграфа.



звездного покраснения (см. конец § 1), будем иметь  $(U/V)_{\beta\text{CMa}} = 1,51 \cdot 10^{-0,4 \cdot 3,0 - 0,03} = 1,51/1,086 = 1,39$ .

Известно [21, 22], что Галактика в среднем спектрального класса F5—G, поэтому мы принимаем  $(U/V)_{\text{зв. фон}} = (U/V)_c$  для G-класса для всех областей, исключая области, содержащие скопления В-звезд. Кроме того, известно [23, 24], что колор-индекс зодиакального света  $(B - V)$  почти такой же, как у Солнца, и, следовательно, можно принять в первом приближении, что отношение потоков для зодиакального света  $(U/V)_z$  равно отношению  $(U/V)_c$  для G-класса. Исходя из этого, находим, что ожидаемая суммарная  $U$ -яркость [ $U = (U/V)V$ ] составляет 72 ед. яркости (45 ед.—  $\alpha$  CMa, 8 ед.—  $\beta$  CMa и 19 ед. яркости приходится на звездный фон и зодиакальный свет). Тогда согласно формуле (2.3) ожидаемое отношение потоков в области  $\alpha$  CMa будет  $(U/V)_{c\alpha} = 0,111$ . Разница между наблюдаемой величиной  $(U/V)_0$  и ожидаемой  $(U/V)_c$  равна  $\Delta m_{0-c} = 2,5 \cdot \lg \frac{(U/V)_0}{(U/V)_c}$  и для области Сириуса составляет  $-0^m,45$ . По-

скольку других объектов с такой же яркостью  $m_{\text{vis}}$  для этой даты на небе нет, мы предполагаем, что пик  $b$  отождествлен правильно. Тогда для области с Сириусом наблюдения дают ультрафиолетовый дефицит, превышающий возможные ошибки  $+0^m,30$ . Этот результат хорошо согласуется с наблюдениями [25] и теоретическими оценками [26].

Вернемся к пику  $a$ : он отстоит от пика  $b$  на расстояние  $\sim 60^\circ$  в  $V$ -канале и на  $40^\circ$  в  $U$ -канале. Наблюдаемая яркость в  $V$ -канале для первой части пика  $a$  равна  $7,6 \cdot 0,38 \cdot 1,05$  от эталона (185 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ ) и составляет 560 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , для второй части — 480 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ . Единственный протяженный объект, который имеет яркость (вместе с зодиакальным светом) порядка 300—500 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , — это Млечный Путь в созвездиях Возничий, Орион, Единорог, Корма. Наблюдаемое отношение  $(U/V)_0$  для первой по времени части пика  $a$  составляет 0,08—0,10, для второй 0,19—0,31. В первом случае наблюдаемое отношение потоков соответствует значению  $(U/V)_c$  для спектрального класса F5—G, а во втором случае A0—F.

Запись, произведенная 11.XII.1964 г. (фиг. 9), имеет три четких сигнала от airglow, полный оборот вокруг оси был сделан за 256 сек. Отсюда скорость сканирования  $\sim 1^\circ,4 \text{ сек}^{-1}$ . Запись яркости неба в видимом канале имеет характерный, слегка двугорбый широкий пик  $c$  (ширина  $\sim 60^\circ$ ), яркость которого соответствует 1,00—1,12 ед. эталона. Наблюдаемое отношение  $(U/V)_0$  равно 0,20—0,40 для первой во времени части пика  $c$  и 0,07—0,10 для второй. Первое значение соответствует спектральным классам F0—A0, второе — G—F5. Сравнение пика  $c$  с пиком  $a$  (фиг. 8) позволяет сделать вывод, что в обоих случаях наблюдается приблизительно одна и та же область неба или схожая область, включающая Млечный Путь. После пика  $c$  яркость в  $V$ -канале падает до 0,34 эталона и начинает подниматься только перед airglow. Центр этого широкого минимума яркости отстоит на  $90^\circ$  от центра пика  $c$ . Столь малую яркость можно ожидать от областей: N-полюса эклиптики (созвездие Дракон) и S-полюса Галактики (созвездие Скульптор). В полюсе эклиптики ожидаемая яркость  $V_c = V_{\text{зв}} + V_z = 65 + 70 = 135$  зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , согласно [12, 15]. В галактическом полюсе  $V_c = 38 + 130 = 168$  зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  [12, 15, 16]. Наблюдения дают  $V$ -яркость области 0,34 эталона, и, считая  $\beta$  таким же, как для звезд класса G, получим (приведенный в сопоставлении с эталоном) отброс  $0,34 \cdot 7,6 \cdot 0,38$  от эталона (185 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ ), т. е. 180 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  Это находится в согласии с ожидаемой яркостью для полюса Галактики, а наблюдаемая величина  $(U/V)_0 = 0,078$  соответствует отношению  $(U/V)_c$  в пределах спектральных классов F5—G.

Таким образом, если правильны оценки зодиакального света  $V_z$  [12] и справедливо наше отождествление, то минимальная наблюдаемая яркость звездного фона в направлении на полюс Галактики в системе  $m_{\text{vis}}$  равна

180—130 = 50 зв.  $10^m$ /кв. град. В нашей системе  $V$  («Космос-51») это соответствует  $50/\beta = 132$  зв.  $10^m$ /кв. град. (см. начало § 2), или потоку  $1,78 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер<sup>1</sup>, который наблюдается в полосе шириной 2500 Å и  $\lambda_{\text{эфф}} = 4800$  Å. Отсюда интенсивность излучения  $I$  (4800 Å) равна  $7,1 \cdot 10^{-8}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·Å.

Для определения интенсивности излучения в ультрафиолетовой области спектра наблюдаемое отношение потоков представим следующим образом:

$$\left(\frac{U}{V}\right)_c = \frac{U_{\text{зв}} + U_z}{V_0} = \frac{U_{\text{зв}} + (U_z/V_z)V_z}{V_0}. \quad (2.4)$$

В данном случае  $(U/V)_0 = 0,078$ ;  $V = 180/\beta = 477$  зв.  $10^m$ /кв. град.;  $V_z = 130/\beta = 345$  зв.  $10^m$ /кв. град. Принимая так же, как и раньше,  $U_z/V_z = 0,038$ , из (2.4) получаем, что наблюдаемая яркость звездного фона в  $U$ -канале равна 24,2 ед. яркости (в числе зв.  $10^m$ /кв. град.). Это соответствует потоку излучения  $3,25 \cdot 10^{-5}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер. Так как кривая реакции  $\varphi_1(\lambda)$  для «Космоса-51» эквивалентна полосе шириной 600 Å и  $\lambda = 2700$  Å, то интенсивность излучения галактического полюса в ультрафиолете будет.

$$I(2700 \text{ Å}) = 3,25 \cdot 10^{-5} / 0,6 \cdot 10^3 = 5,41 \cdot 10^{-8} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Å}.$$

В Эдинбурге<sup>2</sup> было получено, что излучение от галактического полюса в области спектра  $\lambda 2500$  Å в полюсе 200 Å эквивалентно светимости пяти звезд  $m_{\text{vis}} = 10^m$  класса В0 на 1 кв. град. Кривая реакции в системе  $m_{\text{vis}}$  эквивалентна полосе шириной 880 Å, так что  $\Delta\lambda_U/\Delta\lambda_r = 200/880 = 0,226$ . Согласно теоретической модели для звезды класса В0 (фиг. 3) отношение интенсивности излучения равно  $I(2500 \text{ Å})/I(5200 \text{ Å}) = 10,5$ . Яркость 1 зв.  $m_V = 10$ /кв. град. эквивалентна потоку  $1,34 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер. Тогда интенсивность излучения, полученная в Эдинбурге, равна

$$I(2500 \text{ Å}) = \frac{5 \cdot 10,5 \cdot 0,226 \cdot 1,34 \cdot 10^{-6}}{200} = 7,95 \cdot 10^{-8} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Å}.$$

Эта величина находится в неплохом согласии с нашим результатом  $5,41 \cdot 10^{-8}$ , если учесть, что  $I(2500 \text{ Å})$  представляет собой интенсивность суммарного излучения звезд и зодиакального света.

Третья запись (фиг. 10) имеет три четких сигнала от airglow, и скорость сканирования в этом случае  $1^\circ,4 \text{ сек}^{-1}$ . Характерной деталью этой записи является зарегистрированный дважды подъем яркости до 1,54 эталона (пик  $d$ ) в видимом канале и соответствующий ему значительный отброс в ультрафиолете, такой, что  $(U/V)_0 = 0,194 \div 0,200$ . Это отношение соответствует спектральным классам F0 — F5. Величина яркости пика  $d$  в системе  $m_{\text{vis}}$  будет равна

$$V_0 = 7,6 \cdot \beta \cdot 1,54 \cdot 185 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$$

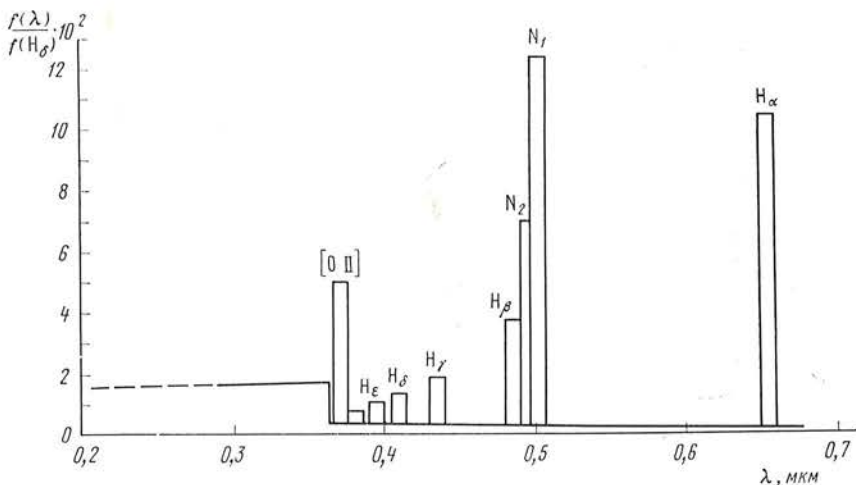
Считая  $\beta = 0,32$  (см. начало § 2), получим  $V_0 = 690$  зв.  $10^m$ /кв. град.

Так как полуширина сигнала  $> 20^\circ$ , то такой отброс следует ожидать от протяженного объекта, например Млечного Пути. Область  $\alpha$  СМ + Млечный Путь подходит по яркости (650 зв.  $10^m$ /кв. град.), однако в этом случае отношение  $(U/V)_c = 0,111$ , в то время как  $(U/V)_0 = 0,197$ . Другими словами, мы получили бы в этом случае избыток излучения + 0<sup>m</sup>61, что едва ли подходит к рассматриваемой области Сириус + Млечный Путь.

<sup>1</sup> Согласно [6], 1 зв.  $m_V = 0^m$ /кв. град. =  $0,91 \cdot 10^{-6}$  сб, 1 сб = 1 лм/см<sup>2</sup>·стер =  $1,47 \cdot 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup>·стер =  $1,47 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер. Отсюда следует, что 1 зв.  $m_V = 0^m$ /кв. град. =  $1,34 \cdot 10^{-2}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер и 1 зв.  $10^m$ /кв. град. =  $1,34 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер.

<sup>2</sup> Согласно частному сообщению Садбери.





Фиг. 11. Относительное распределение энергии в спектре туманности Ориона (линии изображены схематически в виде прямоугольных контуров)

Более «раннее» отношение потоков можно ожидать от области ярких звезд Ориона. Ожидаемую  $V$ -яркость в области Ориона можно представить следующим образом:

$$V_c = V_{m < 6} + V_{m > 6} + V_z + V_{\text{тум}},$$

где  $V_{m < 6}$  — вклад ярких звезд ( $m < 6$ ),  $V_{m > 6}$  — звездного фона,  $V_z$  — зодиакального света и  $V_{\text{тум}}$  — яркость диффузной туманности Ориона. Непосредственный подсчет дает  $V_{m < 6} = 73$  зв.  $10^m$ /кв. град; согласно [12] и [15],  $V_z = 110$  зв.  $10^m$ /кв. град. и  $V_{m > 6} = 110$  зв.  $10^m$ /кв. град. Самая яркая диффузная туманность Ориона (NGC 1976), согласно [6], имеет наибольшую поверхностную яркость 20 зв.  $10^m$ /кв. мин. и размеры  $50' \times 50'$ , так что общая яркость туманности  $\lesssim 5 \cdot 10^4$  зв.  $10^m$ , что при поле зрения 250 кв. град. дает  $V_{\text{тум}} \lesssim 200$  зв.  $10^m$ /кв. град. С учетом этого  $V_c$  — яркость в области Орион + Млечный Путь — составляет  $\lesssim 500$  зв.  $10^m$ /кв. град.

Теперь перейдем к оценке  $(U/V)_c$  в области Орион + Млечный Путь. Ожидаемое отношение потоков можно представить следующим образом:

$$\left(\frac{U}{V}\right)_c = \frac{(U/V)_{m < 6} V_{m < 6} + (U/V)_{m > 6} V_{m > 6} + (U/V)_z V_z + (U/V)_{\text{тум}} V_{\text{тум}}}{V_c}. \quad (2.5)$$

Ожидаемое отношение потоков для ярких звезд ( $m < 6$ ), в свою очередь, можно представить как:

$$\left(\frac{U}{V}\right)_{m < 6} = \frac{\sum_k (U/V)_k V_k}{V_{m < 6}}, \quad (2.6)$$

где  $(U/V)_k$  — отношение потоков и  $V_k$  — визуальная яркость каждой отдельной звезды  $m < 6$ . Величины  $(U/V)_k$  определялись для них с учетом межзвездного поглощения по формуле (1.7), и вклад этих звезд в  $U$ -яркость равен 42 ед. яркости. Вычисления  $(U/V)_{m > 6}$  были выполнены с учетом скопления В-звезд в области Ориона [27] (около 70 звезд с абсолютной величиной  $-3 < M < -4$ ). Так как расстояние до этого скопления  $\sim 400$  пс [27] и поглощение в этой области, согласно [28],  $a = 1^m,5$  на  $\text{kpc}$ , получаем, что видимая звездная величина для них  $5,6 < m < 7,6$ . Считая в первом приближении, что для всех звезд скопления  $m = 6$ , находим общую яркость этих звезд: 280 зв.  $10^m$ , что при поле зрения



250 кв. град. дает яркость 11 зв.  $10^m$ /кв. град. Для этой группы звезд отношение потоков  $(U/V)_c$  принималось, как для спектрального класса B0 (табл. 2) с учетом межзвездного поглощения (средний колор-эксцесс для этих звезд принимали  $E(B - V) = 0^m30$ ). Вычисления показывают, что вклад этих звезд в  $U$ -яркость составляет 7 ед. яркости. Для остальных (110—11  $\approx$  100) звезд фона и зодиакального света отношение  $U/V$  принималось, как для класса G (табл. 2), и их вклад в  $U$ -яркость равен 8 ед. яркости.

И, наконец, оценим вклад от диффузной туманности. Расчет ожидаемого отношения потоков для нее был сделан на основании относительного спектрального распределения небулярного континуума [29]<sup>1</sup>, а также наблюдаемого бальмеровского декремента и интенсивностей небулярных линий  $N_1$ ,  $N_2$  и [O II] [31] (фиг. 11).

Если  $f(\lambda)$  — распределение энергии в спектре, то ожидаемое отношение потоков для туманности<sup>2</sup>

$$\left(\frac{U}{V}\right)_{\text{тум}} = \frac{b_U \int_0^{\infty} f(\lambda) \varphi_1(\lambda) d\lambda}{b_V \int_0^{\infty} f(\lambda) \varphi_2(\lambda) d\lambda} = \frac{0,294}{0,75} = 0,392. \quad (2.7)$$

Отсюда вклад туманности в  $U$ -яркость составляет  $\approx 78$  ед. яркости.

Таким образом, согласно (2.5) ожидаемое отношение потоков для области Орион + Млечный Путь  $\left(\frac{U}{V}\right)_c = \frac{42 + 7 + 8 + 78}{500} = \frac{135}{500} = 0,27$ , что находится в согласии с наблюдаемым значением  $(U/V)_0 = 0,197$  и указывает на правильность сделанного отождествления. В этом случае для области Орион + Млечный Путь имеет место некоторый ультрафиолетовый дефицит  $\Delta m = 2,5 \cdot \lg \frac{(U/V)_0}{(U/V)_c} = -0^m, 34$ .

### § 3. Результаты измерений на спутнике «Космос-213»

На «Космосе-213» была получена телеметрическая запись в течение 19 оборотов спутника вокруг оси. Пример оригинальной телеметрии приведен на фиг. 12. Фотометр вместе со спутником был ориентирован относительно оси спутник — Солнце и мог вращаться в плоскости, перпендикулярной этой оси, что облегчало отождествление участков неба.

Действительно, долгота Солнца 17.IV 1968 г.  $\lambda_{\odot} = 27^\circ$ . Тогда траектория оптической оси фотометра представляет собой большой круг небесной сферы, проходящий через  $\lambda = \lambda_{\odot} + 90^\circ = 117^\circ$ , N — полюс эклиптики;  $\lambda = \lambda_{\odot} + 270^\circ = 297^\circ$ , S — полюс эклиптики. Экваториальные координаты  $\alpha$  и  $\delta$  любой точки этого большого круга можно найти по общим формулам преобразования эклиптических координат  $(\lambda, \beta)$  в экваториальные  $(\alpha, \delta)$ <sup>3</sup>. Полоса звездного неба, соответствующая этому большому кругу, приведена на фиг. 13 (ширина полосы равна  $18^\circ$ ).

Телеметрическая запись (фиг. 14, 15) показывает четкие сигналы от  $\text{airglow}$ , что позволяет определить скорость сканирования (она составляет  $3^\circ \text{сек}^{-1}$ ). Когда фотометр был направлен на Землю (выделено на фиг. 15 штриховкой), иногда наблюдались сильные и быстрые изменения яркости

<sup>1</sup> Для туманности NGC 1976, согласно [30] и [31],  $T_e = 10^4$  и  $N_e = (0,1 \div 1,0) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

<sup>2</sup> Поскольку самая крайняя ультрафиолетовая точка небулярного континуума соответствует 2900 Å [29], величина 0,392 получена в предположении, что интенсивность непрерывного спектра постоянна в области 2300—2900 Å и равна значению при  $\lambda = 2900$  Å.

<sup>3</sup> Авторы благодарны Н. С. Черных, который выполнил эти расчеты.

Фиг. 12. Копия оригинальной телеметрии («Космос-213»)

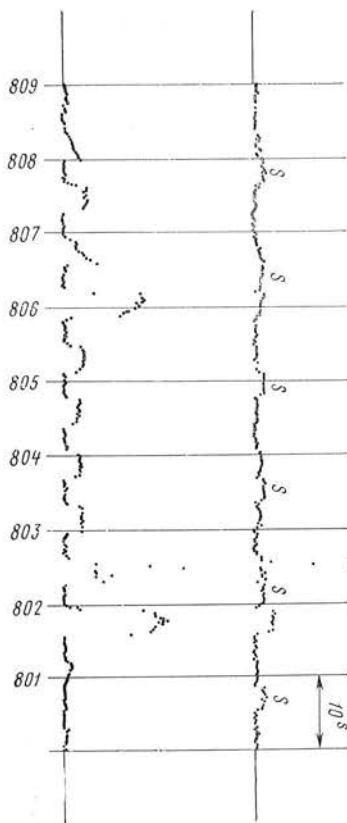
Справа — отсчеты в  $V$ -канале ( $S$  — эталон), слева — отсчеты в  $U$ -канале. Горизонтальные линии — метки времени

в обоих каналах (возможно, молнии, города <sup>1</sup>). Как указывалось в [1], чувствительность в  $U$ - и  $V$ -каналах упала примерно в 4—5 раз, поэтому отношение  $b_U/b_V$  для записей «Космоса-213» не определялось в лаборатории (см. ниже). Что касается эталона для  $V$ -канала, то его яркость, согласно [1], составляет  $620 \text{ зв. } 10^m$  на 1 кв. град. Согласно замечаниям, сделанным в начале § 2, для сравнения отсчетов в  $V$ -канале с яркостью эталона необходимо отсчеты умножить на  $\beta$  (формула (2.1)). Так как кривая реакции в видимой области  $\varphi_2(\lambda)$  для «Космоса-213» очень близка к кривой видности, то  $\beta$  близко к единице. Вычисления  $\beta$  для двух крайних случаев (см. фиг. 6 и 7) классов G и A дают  $\beta$  — 1,2 и 1,4 соответственно.

Перейдем к анализу измерений. Телеметрическая запись яркости неба показывает две характерные детали.  $I$  (см. фиг. 14) — на протяжении первых 13 оборотов прослеживается едва ощутимый сигнал в видимом канале и следующий за ним по времени, примерно через 3—5 сек, интенсивный сигнал в  $U$ -канале фотометра <sup>2</sup>.  $II$  (см. фиг. 15) — на протяжении 7 последних оборотов наблюдается интенсивный сигнал в видимом канале, соответствующий в среднем 7 ед. эталона, т. е.  $1,27 \cdot 620 = 5200 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$  ( $\beta = 1,2$  для преобладающего G-класса). В это же время в ультрафиолетовом канале наблюдается очень слабый сигнал.

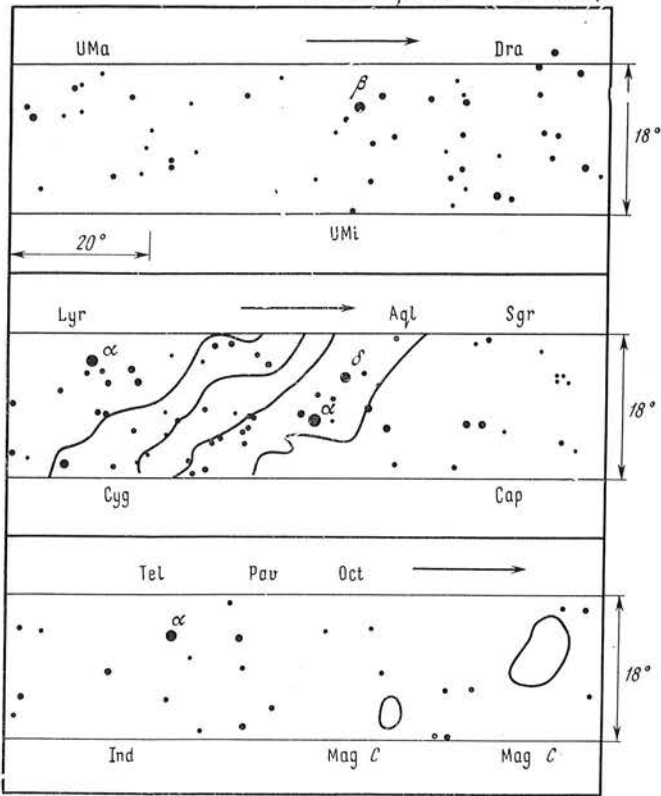
Эта особенность телеметрической записи ( $II$ ) вызвана точечным объектом (ширина сигнала  $\sim 20^\circ$ ) с большой яркостью в визуальной области. Такими объектами могли бы быть Луна, Юпитер (они находились на расстоянии 10—20° от края полосы обзора) и спутник «Космос-212» или части спутников (ракеты-носители или конусы спутников «Космос-212» и «Космос-213»). Как известно [32], эти спутники совершали раздельный полет, а затем 15.IV.1968 г. были состыкованы. В дальнейшем они были растыкованы и продолжали раздельный полет.

Рассмотрим поочередно эти возможности. Ожидаемая яркость Луны в видимом канале фотометра составляет  $10^6 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$  (при фазе  $61^\circ$ ), что на 2—3 порядка больше наблюдаемой яркости. Ожидаемая яркость области с Юпитером в видимом канале фотометра составляет 500 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  Действительно, в этой области  $V_z = 150 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$  [12],



<sup>1</sup> Найдем, к примеру, яркость большого города с высоты 250 км. Пусть радиус города  $\sim 20 \text{ км}$ , число жителей 1 млн. человек. Такой город виден под углом  $9^\circ$ . Предположим, что на каждого жителя приходится по одной лампе мощностью 100 вт. Тогда (если вверх отражается 1% света) поток, отраженный вверх по нормали, равен  $10^6 \text{ вт}$  и освещенность от города на расстоянии 250 км будет равна  $10^6/2\pi r^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} = 6 \cdot 10^6 \text{ зв. } m_V = 10^m$ . Это дает яркость в  $V$ -канале, равную  $2,4 \cdot 10^4 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.}$ , т. е. величину того же порядка, что и наблюдаемая.

<sup>2</sup> Задержка сигнала в  $V$ -канале по отношению к  $U$ -каналу может быть связана с тем, что размер катода в ультрафиолетовом канале почти в два раза больше, чем в  $V$ -канале. Поэтому, пока отверстие вращающегося программного диска подходит к  $V$ -кату, в  $U$ -канале уже возникает сигнал.



Фиг. 13. Полоса обзора звездного неба для «Космоса-213»  
Стрелками указано направление сканирования

звездный фон с яркими звездами  $V_{зв} = 60$  зв.  $10^m$ /кв. град. [14], яркость Юпитера (при фазе 9,4) составляет  $1^m85$ , или 220 зв.  $10^m$ /кв. град. Таким образом, яркость области с Юпитером на порядок меньше наблюдаемой.

Допустим теперь, что это искусственный небесный объект (спутник «Космос-212» или части, связанные с «Космосом-212» и «Космосом-213»). Так как неизвестный объект неоднократно в течение семи оборотов наблюдался только при выходе спутника «Космос-213» на дневную сторону Земли, то естественно предположить, что этот объект связан в своем движении с этим спутником (возможно, движущимся по орбите, близкой к орбите «Космоса-213») и близок к самому спутнику. Видимая звездная величина ИСЗ, согласно [33], равна

$$m_V = -26^m,8 - 2^m,5 \lg \frac{2}{3\pi} - 2^m,5 \lg A - 5^m,0 \lg \frac{b}{r} - 2^m,5 [\sin \theta + (\pi - \theta) \operatorname{cosec} \theta], \quad (3.1)$$

где  $A$  — альbedo поверхности ИСЗ,  $b$  — радиус ИСЗ,  $r$  — расстояние от спутника,  $\theta$  — угол фазы. В нашем случае  $\theta = \pi/2$  и последнее слагаемое в формуле (3.1) равно нулю. Пусть  $A = 0,2$ ,  $b = 3$  м, тогда при расстоянии объекта порядка 10–20 км его видимая звездная величина будет равна  $-4^m,5$  ( $6,3 \cdot 10^5$  зв.  $10^m$ ) и соответственно яркость в видимом канале фотометра составит  $2,5 \cdot 10^3$  зв.  $10^m$ /кв. град., т. е. того же порядка, что и наблюдаемая яркость.

Сделаем попытку определить с помощью наблюдений указанного искусственного объекта отношение  $b_U/b_V$ . Наблюдаемое отношение потоков



в среднем (по времени) равно  $(U/V)_0 = 1,30$ . В случае ИСЗ ожидаемое отношение потоков будет определяться выражением

$$\left(\frac{U}{V}\right)_c = \frac{A(U)}{A(V)} \frac{F(U)}{F(V)} \frac{b_U}{b_V}, \quad (3.2)$$

где  $A(U)$  и  $A(V)$  — отражательные способности поверхности (отношение  $A(U)/A(V) = 0,32$ , если учесть также ход  $A$  с длиной волны),  $F(U)/F(V)$  берется для класса G (Солнце) и составляет 0,138 для кривых реакций «Космоса-213» (табл. 2). Сравнивая выражение (3.2) с наблюдаемым  $(U/V)_0 = 0,131$ , получим  $b_V/b_U = 0,30$ .

Обратимся теперь к первой особенности (I) телеметрической записи неба (см. фиг. 14), где наблюдался интенсивный отброс в  $U$ -канале. Средняя яркость в  $V$ -канале наблюдаемой области  $\sim 0,50$  эталона, что составляет 440 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  ( $\beta = 1,4$  для преобладающего А-класса). Далее, так как ширина сигнала больше  $20^\circ$ , то наблюдаемый объект должен быть протяженным. Из рассмотрения полосы звездного неба (см. фиг. 13) следует, что таким протяженным источником может быть только область развилки Млечного Пути, поскольку это единственный протяженный объект, который попадал в поле зрения фотометра в момент наблюдения.

Ожидаемая максимальная яркость этой области составляет  $V_c = V_{\text{яр. зв}} + V_{\text{зв. фон}} + V_z = 16 + 315 + 110 \approx 440$  зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , что в точности совпадает с наблюдаемой яркостью и указывает на правильность отождествления.

Среднее измеренное отношение потоков  $(U/V)_0$  равно 5,20. Для вычисления ожидаемого отношения  $(U/V)_c$  в области Лебедь — Орел вдоль полосы звездного неба было выделено три области размерами  $\sim 20^\circ$ . В табл. 4 указаны экваториальные и галактические координаты центров этих областей.

Таблица 4

Область	$\alpha$	$\delta$	$l$	$b$
I	19h00m	+10°	38°	+14°
II	19 25	+20	24	-2
III	19 45	0	8	-15

Таблица 5\*

Область	$(U/V)_{\text{зв}}$	$V_z$	$V_{\text{зв}}$	$(U/V)_c$
I	4,57	80	95	2,48
II	5,70	100	315	4,33
III	4,57	150	195	2,58

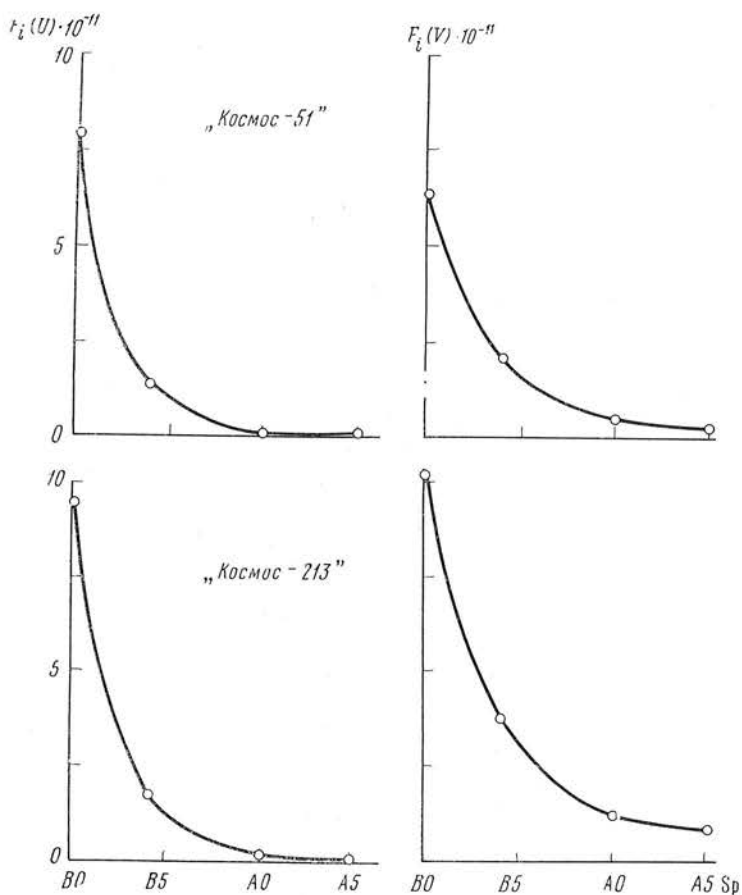
На основании непосредственного подсчета звезд различных спектральных классов и различных звездных величин по каталогу Н.Д. было найдено ожидаемое отношение потоков по следующей формуле:

$$\left(\frac{U}{V}\right)_{\text{зв}} = \frac{b_U}{b_V} \frac{\sum_k \sum_{m < 8,0} v_k(m) \cdot 10^{-0,4m} \int_0^\infty \varphi_1(\lambda) f_k(\lambda) d\lambda}{\sum_k \sum_{m < 8,0} v_k(m) \cdot 10^{-0,4m} \int_0^\infty \varphi_2(\lambda) f_k(\lambda) d\lambda}, \quad (3.3)$$

где суммирование производилось по всем спектральным классам  $k$  (В0, В2, ..., F, G, K) и звездным величинам  $m \leq 8,0$  с весовой функцией  $v_k(m)$ , характеризующей относительное обилие звезд различных спектральных классов [41]. Величины

$$F_k(U) = \int_0^\infty \varphi_1(\lambda) f_k(\lambda) d\lambda,$$

$$F_k(V) = \int_0^\infty \varphi_2(\lambda) f_k(\lambda) d\lambda$$



Фиг. 16. Зависимость потоков  $F_i(U)$  и  $F_i(V)$  от спектрального класса В — А

брались согласно табл. 2 и графикам фиг. 16 для «Космоса-213». Для звезд спектральных классов В учитывалось межзвездное поглощение как для единичной массы поглощающего вещества [ $E(B - V) = 0^m34$ ]. Учет зодиакального света производился по формуле (1.5). В табл. 5 приведены значения  $(U/V)_{зв}$ , вычисленные по формуле (3.3),  $V_z$  и  $V_{зв}$ , согласно [12, 15], и окончательные значения  $(U/V)_c$ .

Как видно из таблицы, максимальное отношение потоков в области Лебедь — Орел следует ожидать от области II:  $(U/V)_c = 4,33$ . Среднее измеренное отношение потоков  $(U/V)_0$  равно 5,20. В этом случае мы получаем некоторый избыток ( $+ 0^m20$ ), который, правда, находится в пределах ошибок.

### Выводы

В табл. 6 представлены результаты сравнения величин, полученных из наблюдений и ожидаемых на основе всех данных теории звездных атмосфер и данных звездной статистики.

Мы видим достаточно хорошее соответствие между величинами  $(U/V)_0$  и  $(U/V)_c$ , разница 0- и C-величин в пределах ошибок наблюдений ( $\pm 0^m30$ ) для областей Орион + Млечный Путь и Лебедь — Орел. Эти результаты согласуются с тем, что получено для отдельных звезд [34]. Однако если выводы, сделанные в работе [35], верны и для звезд  $m \leq 8$  в области Лебеда не следует учитывать поглощение, то тогда ожидаемая величина  $(U/V)_c = 8,50$  (вместо 4,33) и будет наблюдаться значительный дефицит в ультра-

ИСЗ	Область	$V_0$	$V_c$	$(U/V)_0$	$(U/V)_c$	$\frac{\Delta m}{(O-C)}$	Примечания
«Космос-51»	Сириус + Млечный Путь	785	650	0,073	0,11	$-0^m,45$	Эталон = 185 зв. $10^m/\text{кв. град.}$ $\frac{b_V}{b_U} = 0,75$
	Орион + Млечный Путь	690	500	0,20	0,27	$-0^m,34$	
	Млечный Путь	470	300—400	0,10	—	—	
	Полус Галактики	180	168	0,078	—	—	
«Космос-213»	Млечный Путь (Лебедь—Орел)	440	440	5,20	4,33	$+0^m,20$	Эталон = 620 зв. $10^m/\text{кв. град.}$ $\frac{b_V}{b_U} = 0,30$

фиолете для области Лебедь—Орел, равный  $-0^m,73$ . Для области Сириуса и окружающих его звезд получен ультрафиолетовый дефицит ( $-0^m,45$ ), который несколько больше возможных ошибок наблюдений ( $\pm 0^m,30$ ). Результаты для Сириуса согласуются с вычислениями, сделанными в работе [26], и наблюдениями [25].

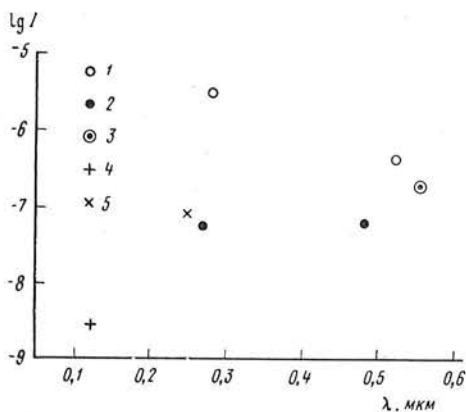
Минимальная светимость неба в визуальной области составляет у нас 180 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$ , причем звездная составляющая вносит сюда 50 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  при точности  $\pm 25$  зв.  $10^m/\text{кв. град.}$

Интересно также рассмотреть распределение энергии в спектре фона Галактики. На основании наблюдаемой яркости  $V_0$  и отношения потоков  $(U/V)_0$  для области Лебеда оценим интенсивность излучения в этом направлении. Наблюдаемая яркость звездного фона в Лебеде в системе  $m_{\text{vis}}$  равна  $V_{\text{зв}} = V_0 - V_z = 440 - 110 = 330$  зв.  $m_V = 10^m/\text{кв. град.}$  Поскольку  $V$ -система на «Космосе-213» несколько отличается от визуальной системы, то яркость звездного фона в  $V$ -системе (кривая реакции  $\varphi_2(\lambda)$  для «Космоса-213») будет равна  $330/\beta = 330/1,4 = 236$  зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  Яркость 1 зв.  $10^m/\text{кв. град.}$  эквивалентна потоку  $1,34 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер (см. стр. 80), тогда поток излучения от звездного фона в области Лебеда равен  $316 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер. Так как кривой реакции  $\varphi_2(\lambda)$  для «Космоса-213» эквивалентна полоса пропускания шириной  $700 \text{ \AA}$  с  $\lambda_{\text{эфф}} = 5250 \text{ \AA}$ , то интенсивность излучения в области Лебеда есть  $I(5250 \text{ \AA}) = 3,16 \cdot 10^{-4}/7 \cdot 10^2 = 4,5 \cdot 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·\AA. Наблюдаемое отношение потоков в Лебеде равно 5,20; исключая влияние зодиакального света согласно формуле (1.5) и используя значения  $V_{\text{зв}}$  и  $V_z$  для области II (см. табл. 5), находим, что  $(U_{\text{зв}}/V_{\text{зв}})_0 = 6,85$ . Тогда, зная величину  $(V_{\text{зв}})_0$ , получаем, что поток в  $U$ -канале для этой области равен  $2,16 \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер. Согласно кривой реакции  $\varphi_1(\lambda)$  для «Космоса-213» полоса пропускания в  $U$ -канале равна  $690 \text{ \AA}$  и  $\lambda_{\text{эфф}} = 2800 \text{ \AA}$ . Следовательно, интенсивность излучения в ультрафиолете для области Млечного Пути в созвездии Лебедь будет

$$I(2800 \text{ \AA}) = \frac{2,16 \cdot 10^{-3}}{0,69 \cdot 10^3} = 3,13 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{\AA}.$$

На фиг. 17 приведены значения интенсивности излучения, полученные указанным выше способом, для двух полос пропускания  $U$  и  $V$  наших фотометров в полюсе Галактики (стр. 80) и в направлении на Лебедь—Орел. Там же приведены значения яркости Млечного Пути вблизи  $l = 50^\circ$  и  $200^\circ$ , цитированные в работе [36],  $I(5560 \text{ \AA}) = 2 \cdot 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·\AA, а также значения, полученные в Эдинбурге (см. выше стр. 80).





Фиг. 17. Интенсивность излучения Галактики для различных длин волн и различных направлений

1 — Млечный Путь («Космос-213»), 2 — полюс Галактики («Космос-51»); 3 — Млечный Путь (результат, цитируемый в работе [36]); 4 — Млечный Путь (Курт, Сюняев); 5 — полюс Галактики (Эдинбург)

Можно отметить вполне удовлетворительное согласие между всеми этими значениями. Обращает также на себя внимание некоторый рост интенсивности в направлении к  $\lambda$  2000 Å в Млечном Пути (область Лебеда). Там же, на фиг. 17, приведены значения интенсивности галактического фона по измерениям на космической станции «Венера-3» [36]:  $I_{(1280\text{Å})} = 3 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·Å. Если полагаться на эти и наши измерения («Космос-51» и «Космос-213»), то, вероятно, в участках Млечного Пути, подобных Лебедю, максимальная интенсивность излучения падает на область от 2000 до 3000 Å. Однако этот вывод нуждается в дальнейшем подтверждении, хотя возможность наличия избытка ультрафиолетового излучения в области  $\lambda \leq 2000$  Å в галактиках следует также из данных, полученных на ОАО-II (например, для туманности Андромеды [37]).

Следует, наконец, отметить, что измеренная на «Космосе-51» яркость ночного неба в видимой области оказывается систематически больше ожидаемой на 20—30%. По-видимому, это отличие не случайно и связано с тем, что на высотах спутников (200—300 км) имеется еще заметный вклад в свечение от верхних, более высоких слоев атмосферы и, вероятно, от пылевой составляющей — пылевого облака (или пылевого «хвоста»), окружающего Землю. На возможность такого образования неоднократно указывалось в ряде работ [38]).

В заключение приносим благодарность Н. Г. Старовой за помощь в вычислениях и В. В. Гапееву за оформление рисунков.

Апрель 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Н. А. Димов, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 53.
2. D. C. Morton, T. F. Adams. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 611.
3. F. R. Hickok, D. C. Morton. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 203.
4. T. F. Adams, D. C. Morton. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 195.
5. D. Mihalas. *Astrophys. J., Suppl.*, 1966, 13, 114.
6. T. L. Swihart. *Astrophys. J.*, 1956, 123, 139.
7. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*. М., ИЛ, 1960.
8. C. R. Detwiler, D. L. Garrett, J. D. Purcell, R. Tousey. *Ann. geophys.*, 1961, 17, N 3.
9. R. Kandel. *Ann. astrophys.*, 1967, 30, 439.
10. Н. К. Далинченко, А. И. Разумовская. *ПТЭ*, 1966, № 3, 212.
11. H. Nort. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1950, 11, N 412, 181.
12. R. Dumont. *Publ. Observ. Haute-Provence*, 1965, N 42.
13. J. G. Sparrow, E. P. Ney. *Astrophys. J.*, 1968, 154, 783.
14. R. D. Wolstencroft, L. J. Rose. *Astrophys. J.*, 1967, 147, 271.
15. F. E. Roach, L. R. Megill. *Astrophys. J.*, 1961, 133, 228.
16. L. L. Smith, F. E. Roach, R. W. Owen. *Planet. Space Sci.*, 1965, 13, 207.
17. T. P. Stecher. *Astrophys. J.*, 1965, 142, 1683.

18. H. L. Johnson, W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, 1953, 117, 313.
19. B. Iriarte, H. L. Johnson, R. I. Mitchell, W. K. Wisniewski. *Sky and Telesc.*, 1965, 30, 21.
20. H. L. Johnson. *Basic Astron. Data*, 1963, 214.
21. Г. А. Шайн, П. П. Добронравин. *Цирк. ГАО*, 1940, 28, 5.
22. А. С. Шаров, Е. Б. Костякова. *Астрон. ж.*, 1967, 44, 98.
23. A. W. Peterson. *Astrophys. J.*, 1961, 133, 668.
24. D. E. Blackwell, M. F. Ingham. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1961, 122, 113.
25. T. P. Stecher. *Astrophys. J.*, 1969, 74, 98.
26. O. Gingerich. *IAU Sympos.*, N 36. Lunteren, 1969 (in press).
27. A. Паннекоек. *Publ. Astron. Inst. Amsterdam*, 1929, N 2.
28. А. С. Шаров. *Астрон. ж.*, 1963, 40, 900.
29. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 38, 208.
30. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1954, 114, 154.
31. L. H. Aller, W. Liller. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 45.
32. Газета «Известия» от 16.IV 1968 г.
33. И. С. Астапович, А. С. Каплан. *Визуальные наблюдения искусственных спутников Земли*. М., Гостехиздат, 1957.
34. R. C. Bless, A. D. Code, T. E. Houck. *Astrophys. J.*, 1968, 153, 561.
35. Р. Н. Иханов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1959, 21, 229.
36. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев. *Астрон. ж.*, 1967, 44, 1157.
37. A. D. Code, T. E. Houck, J. F. McNall, R. C. Bless, C. F. Lillie. *Sky and Telesc.*, 1969, 38, 5.
38. В. Г. Фесенков. *Труды Астрофиз. ин-та Каз.ССР*, 1962, 3, 214.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД  
И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ.  
I. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ  
И ИХ ОБРАБОТКИ**

Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов

Новый поляриметр Крымской астрофизической обсерватории предназначен для измерения линейной поляризации излучения очень слабых и быстро меняющихся объектов методом счета фотонов. Поляризационный анализатор (поляроид) непрерывно вращается со скоростью 33,3 *об/сек.* Синхронно с вращением анализатора переключаются три канала счета импульсов фотоумножителя. Каждый канал регистрирует число импульсов, пропорциональное интенсивности светового потока при соответствующих средних положениях анализатора. Поляриметр используется в фокусе Насмита 2,6-м телескопа ЗТШ.

Обработка наблюдений проводится с помощью ЭВМ. Для перехода от искаженных инструментальными эффектами наблюдаемых параметров поляризации к их истинным значениям используется линейное преобразование безразмерных параметров Стокса. Коэффициенты этого преобразования находились из наблюдений стандартных звезд отдельно для каждого цвета ( $U, B, V, R$ ) и каждого периода наблюдений. Из анализа редуцированных коэффициентов определены основные характеристики инструментальных эффектов и найдена зависимость их от длины волн.

Наблюдения стандартных звезд показали достаточную надежность принятой методики редукиции. По этим наблюдениям определены величины внешних ошибок в параметрах Стокса, близкие к 0,2%.

POLARIZATION OBSERVATIONS OF NON-STABLE STARS AND EXTRAGALACTIC OBJECTS. I. EQUIPMENT, METHOD OF OBSERVATION AND REDUCTION, by *N. M. Shakhovskoy, Yu. S. Efimov.*— The new photon-counting polarimeter of the Crimean Astrophysical Observatory is intended for the linear polarization measurements of extremely faint and rapidly changing objects. An analyser (polaroid) continuously rotates with the rate of 33,3 revolution per second. Three scalers counting pulses from photomultiplier are switched in step with the rotation of the analyser. Each scaler counts pulses being proportional to the light intensity for the corresponding mean position of analyser. The polarimeter is mounted at the Nasmith focus of the 2,6-m Shajn's telescope.

A computer is used to reduce the observations. Linear transformation of Stokes parameters is applied to reduce the observed instrumental parameters to their true values. Observations of standard stars are used to obtain the coefficients of transformation formulae — separately for different colours ( $U, B, V, R$ ) and observational periods. From the analysis of the reduction coefficients the basic characteristics of the instrumental effects were estimated. Their wave-length dependences have been obtained too. Standard stars observations showed the sufficient fitness of the accepted reduction procedure. The external errors of the Stokes' parameters have been found to be about 0,2%.

1. Начиная с 1961 г. в Крымской астрофизической обсерватории проводятся наблюдения поляризации излучения переменных звезд различных типов. В 1961—1966 гг. для этих наблюдений использовался интегрирующий звездный поляриметр, разработанный Н. М. Шаховским и Н. А. Димовым [1]. Наблюдения с этим поляриметром показали пригодность его для решения многих задач звездной поляриметрии и позволили получить ряд интересных результатов [2—10]. Но одновременно с этим



в ходе наблюдений были выявлены некоторые недостатки поляриметра, существенно ограничивающие его возможности. Эти недостатки связаны в основном с принципом работы поляриметра и не могли быть устранены при модернизации его, проведенной в 1965—1966 гг. [11]. Важнейшие недостатки описанного в [1, 11] поляриметра заключаются в следующем.

1) Измерения параметров поляризации являются дифференциальными и требуют специальной калибровки, которая всегда вносит дополнительные ошибки. Эти ошибки возрастают с ростом измеряемой поляризации [12] и существенно затрудняют выявление малых изменений поляризации на фоне большой постоянной (инструментальной или межзвездной) поляризации. Этот недостаток не позволял использовать поляриметр в фокусе Нэсмита больших рефлекторов Крымской обсерватории, вносящих большую инструментальную поляризацию.

2) Используемая в поляриметре скорость вращения анализатора — 1 об/сек — была недостаточной для поляризационных наблюдений звезд с очень быстрыми изменениями блеска. Ю. С. Ефимов [13] показал, что для уверенных наблюдений поляризации излучения вспышек звезд типа UV Кита необходимо вращать анализатор со скоростью не менее 10—20 об/сек. Кроме того, при наблюдениях с большими телескопами повышение частоты модуляции позволяет уменьшить влияние атмосферных мерцаний на результаты наблюдений [14].

3) Работа с интегрирующим поляриметром показала, что надежность его основного узла — механического коммутатора интегрирующих *RC*-ячеек — недостаточна для систематических многолетних наблюдений.

Все эти недостатки вызвали необходимость создания нового поляриметра, по возможности сохраняющего преимущества старого прибора и позволяющего существенно расширить области его применения.

2. Новый поляриметр создавался для решения следующих основных задач:

1) наблюдения линейной поляризации излучения предельно слабых объектов (квазаров, ядер галактик, слабых нестационарных звезд) в фокусе Нэсмита больших рефлекторов;

2) поляризационные наблюдения нестационарных звезд с очень быстрыми изменениями блеска (звезды типов UV Кита, U Близнецов, бывшие новые) с высоким временным разрешением.

Эти задачи однозначно определяют выбор метода измерения параметров поляризации. Действительно, наблюдения в фокусе Нэсмита при наличии большой инструментальной поляризации требуют применения абсолютных методов, в которых непосредственно измеряется полная интенсивность светового потока для различных положений плоскости колебаний. Эти методы не нуждаются в калибровке, и ошибки наблюдений не зависят от величины измеряемой поляризации [12]. Наблюдения звезд с очень быстрыми изменениями блеска можно проводить только с использованием быстрого вращения анализатора [13, 15]. При этом одновременно удастся снизить до минимума количество вспомогательных операций и обеспечить достаточно продуктивное использование времени наблюдений, что особенно важно при работе на больших телескопах.

Абсолютные измерения параметров поляризации требуют очень высокой точности регистрации светового потока. При точности измерения поляризации в 0,1% точность регистрации должна быть не хуже 0,05%. Такую точность трудно обеспечить, используя технику усиления токов, но легко получить в методах, основанных на технике счета импульсов (счет фотонов). Методы счета фотонов могут также дать наилучшее отношение сигнала к шуму при измерении предельно слабых световых потоков. Поэтому вполне обоснованным является использование в новом поляриметре метода счета фотонов.

Далее приводится описание принципиальной схемы нового звездного поляриметра Крымской обсерватории и результатов его лабораторных ис-

пытаний, а также принятой нами методики обработки и редукции измерений с использованием наблюдений стандартных звезд. В последующих статьях будут изложены полученные с этим поляриметром и описанной методикой результаты наблюдений нестационарных звезд (звезды типов UV Cet, U Gem, бывшие новые и родственные им объекты) и внегалактических объектов (квазаров, N-галактик, ядер сейфертовских галактик).

### § 1. Новый звездный поляриметр Крымской обсерватории

**Принцип измерения параметров поляризации.** Интенсивность света, прошедшего через поляризационный анализатор (поляроид или поляризационную призму), вращающийся с угловой скоростью  $\omega$ , выражается формулой

$$J = \frac{1}{2} (I_0 + Q_0 \cos 4\pi\omega t + U_0 \sin 4\pi\omega t) = \frac{1}{2} I_0 (1 + q_0 \cos 4\pi\omega t + u_0 \sin 4\pi\omega t) = \frac{1}{2} I_0 [1 + p_0 \cos 2(2\pi\omega t - \theta_0)], \quad (1)$$

где  $t$  — время,  $I_0$ ,  $Q_0$ ,  $U_0$  — параметры Стокса исследуемого света (поляризацию которого мы считаем линейной),  $q_0 = Q_0/I_0 = p_0 \cos 2\theta_0$  и  $u_0 = U_0/I_0 = p_0 \sin 2\theta_0$  — безразмерные параметры Стокса,  $p_0$  — степень линейной поляризации,  $\theta_0$  — положение плоскости преимущественных колебаний. Допустим, что мы имеем четыре счетчика импульсов фотоумножителя, переключаемых при каждом обороте анализатора так, что первый счетчик (I канал) считает импульсы фотоумножителя в интервалах углов поворота анализатора от  $315^\circ$  до  $45^\circ$  и от  $135^\circ$  до  $225^\circ$ , второй счетчик — от  $45^\circ$  до  $135^\circ$  и от  $225^\circ$  до  $315^\circ$ , третий счетчик — от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  и от  $180^\circ$  до  $270^\circ$ , четвертый счетчик — от  $90^\circ$  до  $180^\circ$  и от  $270^\circ$  до  $360^\circ$ . Тогда, обозначив через  $N_1, N_2, N_3, N_4$  суммарное число импульсов, зарегистрированных каждым счетчиком за некоторое количество оборотов анализатора, мы получим следующие выражения для параметров поляризации измеряемого излучения [13]:

$$I_0 = N_1 + N_2 = N_3 + N_4, \quad Q_0 = \frac{\pi}{2} (N_1 - N_2), \quad U_0 = \frac{\pi}{2} (N_3 - N_4), \quad (2)$$

или

$$q_0 = \frac{\pi}{2} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, \quad u_0 = \frac{\pi}{2} \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4}; \quad (3)$$

откуда находим:

$$p_0 = \sqrt{q_0^2 + u_0^2}, \quad \text{tg } 2\theta_0 = \frac{u_0}{q_0}. \quad (4)$$

Легко видеть, что минимальное необходимое число счетчиков равно трем, так как  $N_4 = N_1 + N_2 - N_3$  и

$$u_0 = \frac{\pi}{2} \frac{2N_3 - N_1 - N_2}{N_1 + N_2}. \quad (3a)$$

Полученные таким способом параметры  $I_0, Q_0, U_0$  (или  $I_0, p_0, \theta_0$ ) относятся к одному и тому же среднему моменту времени; все изменения полного светового потока не сказываются на параметрах поляризации. Аналогичный принцип измерения параметров поляризации был применен в поляриметрах, описанных Лайнертом и др. [16] и Л. А. Бугаенко и др. [17].

**Оптическая схема поляриметра.** Описанная в [11] оптическая схема поляриметра осталась в основном той же. Для отождествления объектов и грубого наведения используется блок с вводимым перед диафрагмой



зеркалом и микроскопом от стандартного фотометра АФМ-6. Узлы сменных диафрагм, эталона и светофильтров остались без изменений. При работе в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа ЗТШ использовались диафрагмы с линейными размерами 1, 2, 3 и 5 мм, что соответствует угловым размерам 5, 10, 15 и 25". Последняя (наибольшая) диафрагма обычно использовалась только при наведении на объект. В линейке со светофильтрами постоянно установлены четыре фильтра, данные о которых приведены ниже (см. табл. 1). Кроме того, в поляриметре предусмотрена возможность быстрой установки любого светофильтра стандартных размеров 40 × 40 мм с толщиной не более 5 мм.

В качестве поляризационного анализатора мы использовали поляририд, имеющий достаточно высокое пропускание вплоть до  $\lambda = 3300 \text{ \AA}$  и полностью поляризующий свет с  $\lambda < 7500 \text{ \AA}$ . Анализатор непрерывно вращается с помощью синхронного электродвигателя со скоростью 33,3 об/сек. На оправе анализатора укреплен цилиндр с прорезями, внутри которого помещаются два неподвижно закрепленных фотодиода ФД-2, служащие для формирования импульсов, управляющих переключениями счетчиков. Фотодиоды периодически освещаются через прорези во вращающемся цилиндре с помощью осветителя с узкой щелью  $\sim 0,1 \text{ мм}$ , расположенной вблизи цилиндра. Лампа осветителя питается стабилизированным постоянным током.

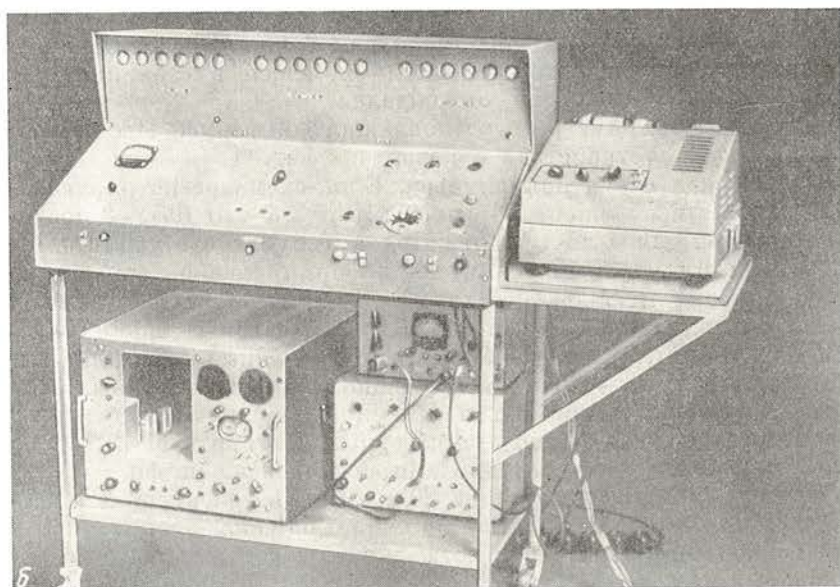
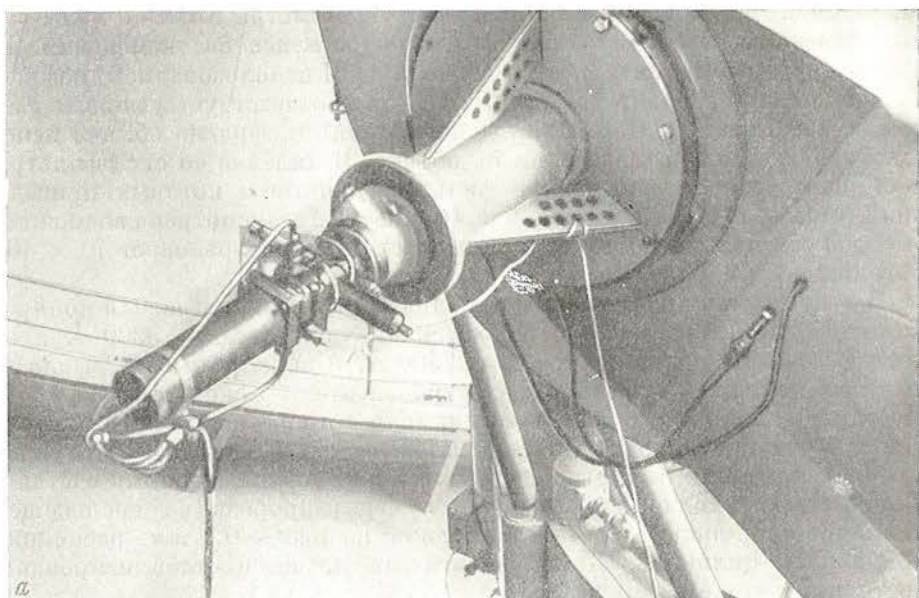
Линза Фабри, изготовленная из плавленного кварца, строит на фотокатоде ФЭУ изображение объектива диаметром 2 мм (при светосиле телескопа 1 : 16). В поляриметре используется фотоумножитель ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом диаметром 8 мм. Для защиты от внешних магнитных полей фотоумножитель помещен в стакан из мягкого железа. Фотоумножитель не охлаждался.

Общий вид поляриметра, установленного в фокусе Нэсмита ЗТШ и регистрирующего устройства, показан на фиг. 1.

**Электрическая схема поляриметра.** Блок-схема регистрирующей части поляриметра изображена на фиг. 2. Импульсы от ФЭУ 2 после эмиттерного повторителя 5 поступают на вход импульсного усилителя 6. Мы использовали импульсный усилитель и формирующие каскады от пересчетного прибора ПС-10000 («Флокс»). Чувствительность усилителя порядка 1 мв; ширина полосы около 10 Мгц; разрешающее время  $\sim 1 \text{ мксек}$ . На выходе усилителя получают сформированные отрицательные импульсы с амплитудой  $\sim 15 \text{ в}$ , поступающие в блок электронных ключей 7. Туда же поступают и прямоугольные управляющие импульсы, сформированные фотодиодами 3 (после эмиттерных повторителей 4). Диаграмма импульсов, формируемых фотодиодами, изображена на фиг. 3. Длительность фронтов импульсов порядка 30 мксек. Два электронных ключа на высокочастотных диодах собраны по схеме, близкой к описанной в [18]. Каждый ключ состоит из двух ветвей, входы которых соединены, а управляющие импульсы находятся в противофазе. Эти импульсы снимаются с плеч вторичных обмоток импульсных трансформаторов, в первичные обмотки которых поступают импульсы от фотодиодов. Блок ключей имеет четыре выхода, к трем из которых подключаются счетчики импульсов 8—10, а к четвертому — измеритель скорости счета 11, служащий для непрерывного контроля за изменениями светового потока от объекта.

Для счета импульсов в поляриметре используется трехканальное пересчетное устройство, сконструированное и изготовленное в Крымской обсерватории под руководством Н. А. Димова А. И. Смирновым и А. П. Кульчицким для спектрометра в фокусе куде ЗТШ [19]. В каждом канале установлено шесть стандартных пересчетных декад ИЗ-12 и ИЗ-13 с цифровой индикацией. Две первые декады каждого канала (ИЗ-13) имеют максимальную скорость счета 1 Мгц, а последующие четыре декады (ИЗ-12) — 100 кгц. Для согласования выходов ключей со входами пересчетных декад после каждого ключа установлены выходные эмит-

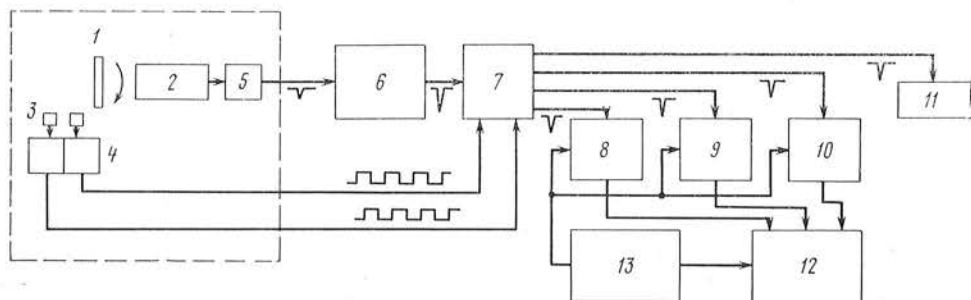




Фиг. 1. Общий вид поляриметра, установленного в фокусе Нэсмита телескопа ЗТШ (а), и регистрирующего устройства (б)

терные повторители, а на входе каналов счета — оконечные транзисторные усилители, изменяющие полярность импульсов. Результаты счета печатаются на цифронечатающей машине ЦПМ-1 (12). Все каналы счета управляются с общего пульта 13, имеющего кнопки пуска, печати и сброса. В пульте находится также декартовый датчик времени экспозиции. Обычно применялись экспозиции длительностью 20 и 50 сек. При необходимости могут быть заданы любые экспозиции с индикацией времени по контактному секундомеру.

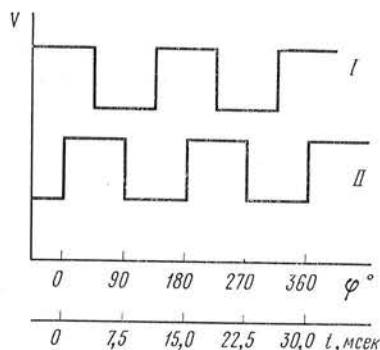
**Результаты лабораторных испытаний поляриметра.** 1. Зависимость количества зарегистрированных импульсов темнового тока ФЭУ и фо-



Фиг. 2. Блок-схема регистрирующей части поляриметра

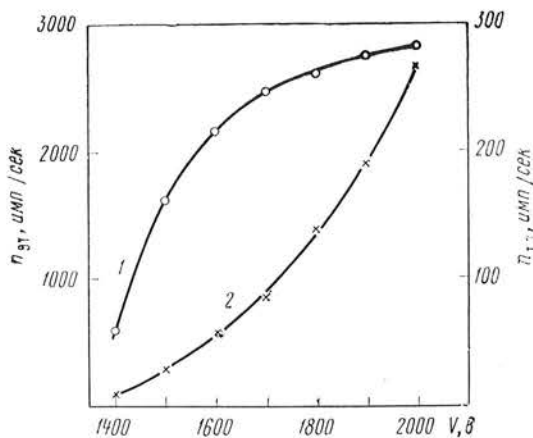
1 — анализатор; 2 — фотоумножитель; 3 — фотодиоды; 4 — эмиттерные повторители для фотодиодов; 5 — эмиттерный повторитель для импульсов фотоумножителя; 6 — импульсный усилитель и формирующий каскад; 7 — электронные ключи; 8, 9, 10 — счетчики импульсов; 11 — измеритель скорости счета; 12 — печатающее устройство; 13 — пульт управления

Фиг. 3. Диаграмма опорных импульсов, формируемых фотодиодами, в зависимости от угла поворота анализатора  $\varphi$  и времени  $t$ .

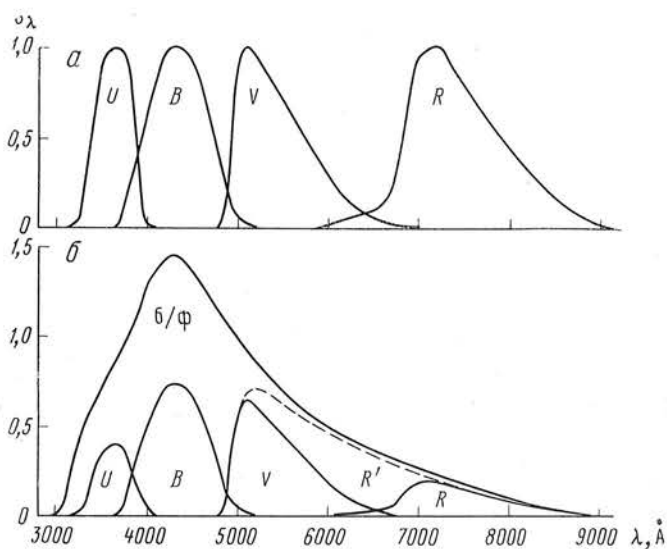


тока (от эталона) от напряжения на ФЭУ при температуре порядка  $+10^\circ\text{C}$  дана на фиг. 4. На основании этих зависимостей было выбрано оптимальное значение напряжения на ФЭУ, равное 1700 в. При более низкой температуре ( $\sim 0^\circ\text{C}$ ) темновой ток для нормального напряжения 1700 в уменьшается до 15–20 *имп/сек*: при температуре порядка  $+20^\circ\text{C}$  темновой ток достигает 250–300 *имп/сек*. Специальные опыты показали, что заметное снижение напряжения на ФЭУ (или эквивалентное ему повышение порога дискриминации) приводит к возникновению значительной ложной поляризации при больших световых потоках. Аналогичный эффект был независимо обнаружен О. И. Бугаенко (частное сообщение).

2. Спектральная чувствительность аппаратуры исследовалась в лаборатории с помощью калиброванной эталонной ленточной лампы с известным распределением энергии в спектре и монохроматора с известным пропусканием. В ультрафиолетовой области измерения проводились с водородной лампой. Полученные кривые спектральной чувствительности аппаратуры с четырьмя основными фильтрами даны на фиг. 5, а (в долях от максимальной для данного фильтра чувствительности). Фиг. 5, б показывает в одном (произвольном) масштабе спектральную чувствительность поляриметра без фильтров и с пятью фильтрами, использовавшимися при наблюдениях в 1969 г. Во всех данных о спектральной чувствительности учтено пропускание поляроида и линзы Фабри, но не учтено отражение от трех алюминиевых зеркал телескопа. Табл. 1 содержит данные о фильтрах и о соответствующих им кривых спектральной чувствительности. В столбцах таблицы приведены: обозначение фильтра; сорта и толщины стекол; длина волны максимума чувствительности  $\lambda_{\text{max}}$ ; эффективная длина волны для источника с равномерным распределением энергии в спектре  $\lambda_{\text{эфф}}$ ; полуширина кривой реакции по половинной чувствительности  $\Delta\lambda$ ; коэффициент пропускания фильтра в максимуме чувствительности  $k_{\text{max}}$ ; значение обратной эффективной длины волны  $1/\lambda_{\text{эфф}}$ . Светофильтр СЗС-21 добавлен для обрезания «красного пропускания» фильтров *U* и *B* и для формирования красного крыла полосы фильтра *V*.



Фиг. 4. Зависимости скорости счета сигнала от эталона (1) и сигнала от темного тока (2) от напряжения на фотомножителе



Фиг. 5. Кривые реакции для четырех основных цветов (а), нормированные к максимальной для каждого цвета чувствительности, и относительная спектральная чувствительность поляриметра (б) без фильтров и с пятью фильтрами

3. Измерения реального разрешающего времени отдельных цепей схемы показали, что разрешающее время усилителя и формирующего каскада равно 0,8 мксек, а у пересчетных декад (с оконечными усилителями) заключено в пределах 0,9—1,1 мксек. Для того чтобы различия в разрешающем времени в разных каналах не искажали измерения при больших скоростях счета, разрешающее время формирующего каскада было повышено до 1,2 мксек.

При больших скоростях счета из-за нелинейности зависимости между интенсивностью света и числом зарегистрированных импульсов возникает систематическая ошибка в измерениях параметров поляризации. Формулы, дающие величину этой ошибки, приведены в [17]. Для определения предельной для нашей аппаратуры скорости счета были проведены специальные измерения источника света с постоянной поляризацией при различных световых потоках. Результаты измерений показали, что для  $\bar{n} < 40\,000$  умп/сек и  $p < 10\%$  систематическая ошибка из-за конечного разрешающего времени является несущественной.

4. Равенство длительностей опорных импульсов, управляющих работой отдельных каналов счета, проверялось тремя независимыми способами. Непосредственные измерения длительности индивидуальных импульсов с помощью счетного частотомера ЧЗ-ЗА показали разброс в пределах 1%, связанный, очевидно, с неравномерностью вращения анализатора. Но средние длительности импульсов, отпирающих различные



Данные о фильтрах и кривых реакции

Обозначение	Фильтр	$\lambda_{\max}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{эфф}}, \text{Å}$	$\Delta\lambda, \text{Å}$	$k_{\max}$	$1/\lambda_{\text{эфф}}, \text{мкм}^{-1}$
б/ф	—	4300	4980	1900	—	2,006
U	УФС-2 (2 мм) СЗС-21 (1 мм)	3700	3630	500	0,46	2,756
B	СС-5 (3 мм) СЗС-21 (1 мм)	4300	4340	800	0,51	2,303
У	ЖС-17 (2 мм) СЗС-21 (1 мм)	5100	5450	800	0,70	1,834
R'	ЖС-17 (2 мм)	5200:	6300:	1500	0,83	1,59:
R	КС-19 (1 мм)	7100	7440	1100	0,75	1,344

ключи, различаются не более чем на 0,2%. Независимое измерение неравенства длительностей работы каналов как при запуске формирующего каскада от генератора импульсов со стабильной частотой, так и от источника света при вынутом поляроиде также показало, что оно не превышает 0,2%. Это неравенство исключается при редукции наблюдений совместно с инструментальной поляризацией. При выключенных ключах показания счетчиков различаются не более чем на 0,015%. Следует отметить, что из-за отсутствия синхронизации пуска и остановки счетчиков с опорными импульсами от фотодиодов при коротких экспозициях возникает случайная ошибка, связанная с различием в числе циклов опорных импульсов, в течение которых считает каждый канал. Так, при экспозиции 20 сек и частоте модуляции 66,7 гц каждый канал отпирается в среднем 1333 раза. Из-за отсутствия синхронизации один из каналов может отпереться на один раз больше (или меньше), чем другой; это вызовет максимальную случайную ошибку в параметрах поляризации порядка 0,1%. При больших экспозициях ошибка будет соответственно меньшей.

## § 2. Методика обработки наблюдений

Обработка подавляющего большинства наблюдений, выполненных с новым поляриметром, проводилась с помощью электронной счетной машины «Минск-1». Вся обработка может быть разбита на следующие этапы.

**Учет фона неба и темнового тока.** Для учета излучения фона неба и темнового тока ФЭУ достаточно вычесть отсчеты, полученные во всех каналах для фона, из соответствующих отсчетов для объекта. Обычно фон неба измерялся и учитывался совместно с темновым током. Измерения фона проводились с той же диафрагмой до и после измерения каждого объекта с каждым фильтром. При наличии систематических изменений яркости или поляризации фона со временем отсчеты для фона во всех трех каналах линейно интерполировались на моменты наблюдений объекта. При машинной обработке эта интерполяция проводилась методом наименьших квадратов. Иногда для всей серии последовательных наблюдений объекта использовались одни и те же средние значения отсчетов для фона в каждом канале. Практика наших наблюдений показывает, что при наблюдениях слабых объектов неточный учет фона является основным источником ошибок в измерениях параметров поляризации.

**Вычисление параметров поляризации в инструментальной системе.** Из каждого наблюдения объекта (звезды) находятся полная яркость  $I$

и безразмерные параметры Стокса  $p_x, p_y$ , выраженные в инструментальной системе отсчета. Вычисления проводились по формулам

$$I = \bar{n}^* = \frac{N_2^* + N_3^*}{\Delta T}, \quad p_x = \frac{\pi}{2} \frac{N_2^* - N_3^*}{N_2^* + N_3^*}, \quad p_y = \frac{\pi}{2} \frac{N_2^* + N_3^* - 2N_1^*}{N_2^* + N_3^*}, \quad (5)$$

где  $N_1^*, N_2^*, N_3^*$  — исправленное за фон и темновой ток количество импульсов, сосчитанное от объектов в трех каналах за время экспозиции  $\Delta T$ . Из значений  $p_x, p_y$ , найденных для отдельных наблюдений, вычисляются средние значения  $\bar{p}_x, \bar{p}_y$  для всей серии последовательных наблюдений данного объекта в данном фильтре и их средние квадратичные ошибки.

**Определение редуционных коэффициентов из наблюдений стандартных звезд.** Полученные таким способом параметры  $p_x, p_y$  искажены различными инструментальными эффектами. В нашем случае — при наблюдениях в фокусе Нэсмита — эти эффекты особенно велики, и мы уделили особое внимание их тщательному учету и исключению. Основными из этих эффектов являются инструментальная поляризация, возникающая главным образом при отражении от плоского диагонального зеркала, и инструментальная деполяризация — уменьшение степени линейной поляризации из-за разности фаз между колебаниями в различных плоскостях, возникающей при наклонном отражении от алюминированного зеркала и превращающей линейную поляризацию в эллиптическую. Наряду с этими эффектами при редуции параметров поляризации из инструментальной системы ( $p_x, p_y$ ) к истинным значениям ( $q, u$ ) необходимо учитывать различия нуль-пунктов отсчета позиционных углов (а иногда и различия направления отсчетов углов) в этих системах и эффективное уменьшение наблюдаемой поляризации из-за неполной поляризующей способности анализатора (поляроида). В наших наблюдениях последний эффект может иметь место только при наблюдениях с красным фильтром  $R$ .

Для не слишком больших поляризаций влияние инструментальной поляризации (независимо от ее происхождения) на измеренные параметры достаточно точно описывается приближенными формулами:

$$q' \approx q + q_i, \quad u' \approx u + u_i, \quad (6)$$

где  $q, u$  и  $q', u'$  — истинные и искаженные инструментальной поляризацией безразмерные параметры Стокса, а  $q_i, u_i$  — соответствующие параметры инструментальной поляризации. Погрешности этих формул пренебрежимо малы практически для всех встречающихся случаев [12].

Влияние инструментальной деполяризации зависит от положения плоскости колебаний измеряемого света. Для анализа этого эффекта мы можем заменить наклонное зеркало эквивалентной ему фазовой пластинкой, вносящей разность фаз  $\tau$  между колебаниями в направлениях ее главных осей  $\psi$  («ось наибольшей скорости») и  $\psi \pm 90^\circ$ . Уменьшение степени линейной поляризации будет равно нулю для света с плоскостью колебаний в направлениях  $\psi$  и  $\psi \pm 90^\circ$  и максимально, когда плоскость колебаний отличается от направления  $\psi$  на  $\pm 45^\circ$ . При малых поляризациях связь между истинными параметрами  $q, u$  и искаженными сдвигами фаз  $q', u'$  можно записать в виде [20—22]

$$\begin{aligned} q' &= (\cos^2 2\psi + \sin^2 2\psi \cos \tau) q + (1 - \cos \tau) \sin 2\psi \cos 2\psi u, \\ u' &= (1 - \cos \tau) \sin 2\psi \cos 2\psi q + (\sin^2 2\psi + \cos^2 2\psi \cos \tau) u. \end{aligned} \quad (7)$$

Параметры поляризации, измеренные в системах с разными нуль-пунктами отсчета позиционных углов, связаны между собой обычными



формулами поворота осей координатной системы:

$$\begin{aligned}q' &= q \cos 2\delta + u \sin 2\delta, \\u' &= -q \sin 2\delta + u \cos 2\delta,\end{aligned}\tag{8}$$

где  $\delta$  — разность нуль-пунктов отсчета углов.

Искаженные инструментальными эффектами параметры  $q'$ ,  $u'$  могут отличаться от истинных параметров  $q$ ,  $u$  также и масштабным коэффициентом  $k$ :

$$q' = kq, \quad u' = ku.\tag{9}$$

Если единственной причиной различия масштабов является неполная поляризующая способность анализатора, то  $k = p_0 \leq 1$  ( $p_0$  — степень поляризации света, прошедшего через анализатор).

Легко видеть, что все формулы (6) — (9), описывающие влияние различных источников систематических ошибок, представляют различные частные случаи общих линейных зависимостей, которые можно записать в виде

$$\begin{aligned}q &= A_1 p_x + B_1 p_y + C_1, \\u &= A_2 p_x + B_2 p_y + C_2.\end{aligned}\tag{10}$$

Эти формулы связывают истинные значения параметров поляризации  $q$ ,  $u$  с параметрами  $p_x$ ,  $p_y$ , выраженными в инструментальной системе отсчета и искаженными совместным действием всех инструментальных эффектов. Зависимость коэффициентов  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$ ,  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$  от отдельных параметров, характеризующих различные источники систематических ошибок, а также зависимость их от длины волны будет рассмотрена в § 3.

Формулы (10) мы использовали для редукции наших наблюдений из инструментальной системы  $p_x$ ,  $p_y$  в систему  $q$ ,  $u$ , соответствующую истинным значениям параметров поляризации. Для этого по наблюдениям специально выбранных стандартных звезд с хорошо известными истинными значениями параметров поляризации (см. § 3) мы записывали уравнения (10) и, решая их методом наименьших квадратов, находили наиболее вероятные значения коэффициентов  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$ ,  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$ . Эти коэффициенты определялись независимо для наблюдений в каждом цвете. Каждая стандартная звезда бралась с весом, зависящим от точности как полученных из наблюдений величин  $\bar{p}_x$ ,  $\bar{p}_y$ , так и от точности каталожных значений  $q$ ,  $u$ .

Практически при работе с ЭВМ использовался следующий порядок обработки наблюдений стандартных звезд. Первоначально для всех наблюдений стандартных звезд, выполненных в определенный промежуток времени с каждым фильтром, по формулам (5) вычислялись предварительные значения параметров поляризации в инструментальной системе  $p_x$ ,  $p_y$ . После просмотра результатов, исправления ошибок в числовом материале и отбрасывания очень ненадежных наблюдений каждому наблюдению придавался соответствующий вес. Одновременно в программу вводились взятые из каталогов значения параметров  $q$ ,  $u$  стандартных звезд в каждом цвете с соответствующими весами. Затем весь материал (отдельно для каждого цвета) обрабатывался заново. По всем наблюдениям звезд с малой поляризацией предварительно определялись средние значения параметров инструментальной поляризации  $\bar{p}_{xi}$ ,  $\bar{p}_{yi}$  (в инструментальной системе). Эти величины вычитались из соответствующих параметров, найденных из наблюдений всех стандартных звезд, и для каждого наблюдения автоматически составлялись уравнения вида (10). В результате решения их методом наименьших квадратов (с учетом



принятых весов) для каждого цвета определялись значения шести неизвестных с их средними ошибками: коэффициентов  $A_1, B_1, A_2, B_2$  и поправок  $c_1, c_2$  к принятым предварительным значениям  $\bar{p}_{xi}, \bar{p}_{yi}$ . Далее с помощью полученных редуционных коэффициентов и поправок  $c_1, c_2$  по формулам:

$$\begin{aligned}\bar{q}_i &= -C_1 = A_1\bar{p}_{xi} + B_1\bar{p}_{yi} - c_1, \\ \bar{u}_i &= -C_2 = A_2\bar{p}_{xi} + B_2\bar{p}_{yi} - c_2\end{aligned}\quad (11)$$

для каждого цвета вычислялись значения параметров инструментальной поляризации в стандартной (каталожной) системе  $\bar{q}_i, \bar{u}_i$  и соответствующие им величины  $p_i$  и  $\theta_i$ .

Результаты, полученные из наблюдений стандартных звезд, будут изложены в § 3.

**Обработка наблюдений программных звезд.** Наблюдения программных объектов обрабатывались после определения редуционных коэффициентов для всех цветов по стандартным звездам. Значения параметров поляризации в инструментальной системе определялись так же, как для стандартных звезд, по формулам (5). Затем с помощью известных редуционных коэффициентов  $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2$  по формулам (10) вычислялись истинные значения параметров поляризации  $q, u$ . В итоге на выходе ЭВМ для каждого наблюдения печатались: 1) момент наблюдения в юлианских днях; 2) средняя скорость счета  $\bar{n}^*$ ; 3) безразмерные параметры Стокса  $q$  и  $u$ ; 4) степень поляризации  $p$  и позиционный угол плоскости колебаний  $\theta$ . Кроме того, для каждой серии последовательных наблюдений одного объекта вычислялись и печатались следующие величины: 1) средний момент наблюдений; 2) суммарное время экспозиции для всей серии; 3) суммарное число импульсов от объекта  $\Sigma N^*$ , зарегистрированное за это время; 4) суммарное число импульсов от фона и темнового тока  $\Sigma N_\Phi$ , приведенное к тому же времени; 5) средние значения параметров  $\bar{q}$  и  $\bar{u}$ ; 6) средние ошибки этих значений  $\sigma_q$  и  $\sigma_u$ , вычисленные по дисперсии параметров  $q$  и  $u$  в серии; 7) найденные по  $\bar{q}$  и  $\bar{u}$  средние значения степени поляризации  $\bar{p}$  и позиционного угла  $\bar{\theta}$ ; 8) средние ошибки этих значений, вычисленные по формулам

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_q^2 + \sigma_u^2)}, \quad \sigma_\theta = \frac{28^\circ, 65\bar{p}}{p}; \quad (12)$$

9) теоретическое значение следующей из закона Пуассона средней ошибки, вычисленное по формуле

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{\pi^2}{4\Sigma N^*} \left(1 + 2\frac{\Sigma N_\Phi}{\Sigma N^*}\right)}. \quad (13)$$

Эта формула является частным случаем выведенной в [13] общей зависимости ошибки поляризационных наблюдений от условий наблюдения. При вычислении всех сумм и средних отдельные наблюдения брались с весами, пропорциональными накопленному за данную экспозицию числу импульсов от объекта  $N^*$ .

### § 3. Результаты наблюдений стандартных звезд

**Выбор стандартных звезд.** Принятая нами методика редуции требует наблюдений достаточного количества стандартных звезд с хорошо известными параметрами поляризации. Полный список этих звезд для каждого периода наблюдений должен удовлетворять следующим условиям.

1) В списке должны содержаться как звезды с очень малыми поляризациями, необходимые для определения и исключения инструментальной поляризации, так и звезды с большой межзвездной поляризацией для исключения инструментальной деполаризации, различия в нульпунктах отсчета позиционных углов и различия в масштабах (коэффициенты  $A_1, B_1, A_2, B_2$ ). При этом звезды с большой поляризацией должны иметь различное положение плоскости колебаний.

2) Для всех стандартных звезд, в особенности для звезд с большой поляризацией, должна быть достаточно хорошо известна зависимость параметров поляризации от длины волны.

3) Поляризация всех стандартных звезд должна быть постоянной во времени.

4) Крайне желательно, чтобы яркость всех стандартных звезд позволяла проводить уверенные измерения их со всеми фильтрами на линейном участке счетной характеристики (для нашей аппаратуры при  $\bar{n}^* < 40\,000$  *имп/сек*).

В настоящее время не существует единого списка звезд, удовлетворяющего этим требованиям. Особенно трудно удовлетворить четвертое условие. При наблюдениях на ЗТШ для получения нормальных отсчетов с ультрафиолетовым фильтром ( $U$ ) нам необходимо выбирать звезды не ярче  $6-7^m$ , а с другими фильтрами ( $B, V, R$ ) — не ярче  $10-11^m$ . В то же время в существующих достаточно точных каталогах поляризационных наблюдений практически нет звезд слабее  $8^m$ . Из-за отсутствия достаточно слабых стандартных звезд при наблюдениях в цветах  $B, V, R$  мы были вынуждены ослаблять свет выбранных нами звезд с помощью нейтральных стеклянных светофильтров. Обычно для этого мы использовали фильтры НС-10 и комбинацию стекол НС-7 + НС-8. Пропускания их составляют  $\sim 1$  и  $\sim 12\%$ . Для ультрафиолетовой области мы не имели соответствующих нейтральных фильтров, и наблюдения в цвете  $U$  проводились без ослабления света стандартных звезд. При этом оказалось возможным получать во всех цветах нормальные отсчеты от звезд  $6-8^m$ .

Наиболее точные измерения большого числа близких к Солнцу звезд с малыми поляризациями выполнены Бэрром [23] и Аппенцеллером [24, 25]. Их каталоги содержат главным образом звезды ярче  $6^m$  и лишь очень небольшое число звезд слабее  $6^m.5$ . Список выбранных нами из этих каталогов звезд с малыми поляризациями дан в первой части табл. 2. Все наблюдения в [23—25] проводились без фильтров, и зависимость параметров поляризации соответствующих звезд от длины волны неизвестна. Поэтому мы приняли для них среднюю зависимость межзвездной поляризации от длины волны по данным из [26]. Из-за малой величины поляризации этих звезд ошибка в принятых значениях параметров поляризации будет несущественной.

Подробные данные о зависимости параметров межзвездной поляризации достаточного числа звезд от длины волны можно получить только из наблюдений Койна и Герельса [26, 27]. Их списки содержат наблюдения более 60 звезд со значительной межзвездной поляризацией в семи цветах, охватывающих интервал длин волн от 3300 до 9500 Å. Из этих списков мы наблюдали 14 звезд, данные о которых приведены во второй части табл. 2. В столбцах табл. 2 даны: номер звезды по каталогу HD; звездная величина  $m_V$ ; спектральный класс; расстояние  $r$  до звезды в парсеках; среднее значение степени поляризации в визуальной области; среднее значение позиционного угла плоскости колебаний; число почечей, в которые проводились наблюдения этой звезды в марте — августе 1969 г.; принятый вес  $w$  каталожных значений; ссылка на источник данных.

По данным из [26, 27] мы построили для каждой звезды зависимости степени поляризации и позиционного угла от длины волны; по этим сглаженным зависимостям нашли значения  $p$  и  $\theta$  для эффективных длин волн

## Данные о стандартных звездах

HD	$m_V$	Sp	$r, \text{pc}$	$p, \%$	$\theta^\circ$	$n$	$w$	Ссылка
Звезды с малой поляризацией								
101501	5 <sup>m</sup> 33	G8 V	9	0,03	155°	1	3,0	[23]
110897	5,94	G0 V	15	0,04	158	7	3,0	[23]
129798	6,25	F2 V	36	0,06	90	2	3,0	[23]
134495	7,25	F5 V	55:	0,12	58	3	3,0	[23]
139641	5,41	G8 IV	25	0,03	143	1	3,0	[23]
196850	6,76	G2 V		0,03	73	2	3,0	[21]
Звезды с большой поляризацией								
4768	7,57	B5 Ib	1400	2,4	81	2	3,0	[27]
6675	6,90	B0,5 III	460	1,6	124:	1	2,0	[26]
7252	7,12	B1 V	600	3,7	98	1	3,0	[27]
24431	6,72	O9 IV—V	340	1,8:	118:	1	1,0	[26]
25914	7,99	B6 Ia	1500	4,5	139	2	3,0	[27]
32481	8,10			1,9:	81:	(1)	1,0	[27]
41398	7,46	B2 Ib	1100	2,1	165	3	3,0	[27]
154445	5,6	B1 V	300	3,6	88	3	3,0	[26]
161056	6,2	B3 Vn	140:	4,1	65	1	3,0	[26]
179406	5,4	B3 IV	—	1,3:	3:	1	1,0	[27]
183143	6,87	B7 Ia	720	5,9	0	2	3,0	[26]
198478	4,77	B3 Ia	780	2,7	2	1	2,0	[26]
207538	7,31	B0 V	580	2,1	58:	2	2,0	[26]
216411	7,20	B1 Ia	900	2,6	48	3	2,0	[27]

Таблица 3

## Редукционные коэффициенты, март — апрель 1969 г.

Номер строки	Параметр	U	B	V	R'	$b/\phi$
1	$n_1$	3	3	3	2	
2	$\bar{p}_{xi}, \%$	$-0,23 \pm 0,14$	$0,02 \pm 0,14$	$0,09 \pm 0,17$	$0,15 \pm 0,06$	—
3	$\bar{p}_{yi}, \%$	$-4,16 \pm 0,12$	$-4,63 \pm 0,06$	$-4,80 \pm 0,09$	$-5,04 \pm 0,04$	—
4		10	10	8	6	—
5	$A_1$	$0,33 \pm 0,04$	$0,31 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,06$	$0,34 \pm 0,05$
6	$A_2$	$-0,98 \pm 0,08$	$-1,08 \pm 0,05$	$-1,05 \pm 0,06$	$-1,21 \pm 0,06$	$-1,07 \pm 0,10$
7	$B_1$	$-0,89 \pm 0,04$	$-0,93 \pm 0,02$	$-0,95 \pm 0,02$	$-1,15 \pm 0,08$	$-0,95 \pm 0,05$
8	$B_2$	$-0,33 \pm 0,07$	$-0,34 \pm 0,04$	$-0,23 \pm 0,05$	$-0,61 \pm 0,10$	$-0,30 \pm 0,10$
9	$c_1$	$-0,13 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,05$	$-0,01 \pm 0,06$	—
10	$c_2$	$-0,16 \pm 0,14$	$-0,11 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,11$	$-0,06 \pm 0,07$	—
11	$\bar{q}_i = -C_1$	3,93	4,33	4,63	4,84	(4,70)
12	$\bar{a}_i = -C_2$	1,51	1,34	1,35	1,35	(1,35)
13	$p_i, \%$	4,21	4,53	4,82	5,02	—
14	$\theta_i$	10 <sup>o</sup>	8 <sup>o</sup> ,6	8 <sup>o</sup> ,2	7 <sup>o</sup> ,8	—
15	$\delta$	144 <sup>o</sup> ,8	144 <sup>o</sup> ,0	143 <sup>o</sup> ,9	151 <sup>o</sup> ,1:	143 <sup>o</sup> ,8
16	$k$	1,05	1,02	1,05	0,87:	1,00
17	$\cos \tau$	0,915	0,865	0,823	0,812:	0,886
18	$\tau$	24°	30°	35°	36°:	28°
19	$\psi \pm 90^\circ$	5°	2°	-3°	-14°:	5°



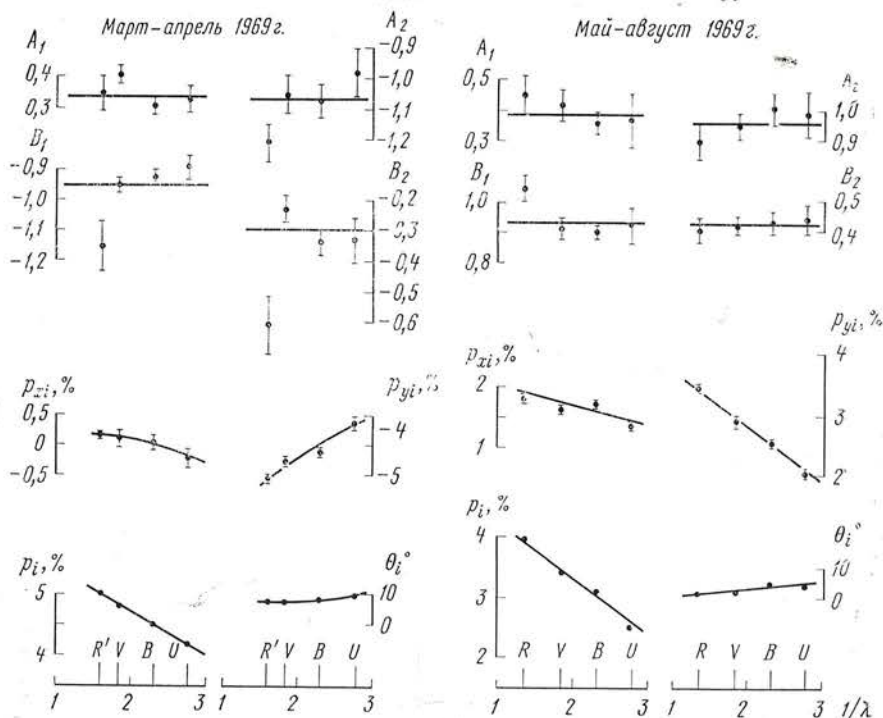
## Редукционные коэффициенты, май — август 1969 г.

Номер строки	Параметр	U	B	V	R	$\delta/\Phi$
1	$n_1$	4	5	5	5	
2	$\bar{p}_{xi}, \%$	$1,33 \pm 0,05$	$1,70 \pm 0,04$	$1,62 \pm 0,06$	$1,78 \pm 0,07$	—
3	$\bar{p}_{yi}, \%$	$2,05 \pm 0,08$	$2,54 \pm 0,06$	$2,92 \pm 0,11$	$3,46 \pm 0,07$	—
4		12	15	15	15	—
5	$A_1$	$0,36 \pm 0,09$	$0,36 \pm 0,04$	$0,42 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,06$	$0,39 \pm 0,02$
6	$A_2$	$0,98 \pm 0,08$	$1,00 \pm 0,06$	$0,95 \pm 0,04$	$0,90 \pm 0,06$	$0,96 \pm 0,02$
7	$B_1$	$0,92 \pm 0,06$	$0,90 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,03$	$1,04 \pm 0,04$	$0,93 \pm 0,03$
8	$B_2$	$-0,44 \pm 0,05$	$-0,43 \pm 0,04$	$-0,42 \pm 0,03$	$-0,41 \pm 0,04$	$-0,42 \pm 0,01$
9	$c_1$	$-0,09 \pm 0,07$	$-0,06 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,06$	$-0,06 \pm 0,06$	—
10	$c_2$	$0,16 \pm 0,06$	$0,08 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,05$	$0,05 \pm 0,06$	—
11	$q_i = -C_1$	2,48	3,07	3,38	3,95	(3,49)
12	$\bar{u}_i = -C_2$	0,33	0,47	0,23	0,16	(0,32)
13	$p_i, \%$	2,50	3,10	3,39	3,96	—
14	$\theta_i$	3:7	4:4	2:0	1:1	—
15	$\delta$	33:6	33:8	32:9	33:0	33:4
16	$k_i$	1,01	1,04	1,00	1,02	1,00
17	$\cos \tau$	0,902	0,880	0,963	0,866	0,956
18	$\tau$	26°	28°	15°	30°	17°
19	$\psi \pm 90^\circ$	5°	4°	-5°	-47°	7°

наших цветов и по ним определили соответствующие значения параметров  $q$  и  $u$ .

**Анализ редукционных коэффициентов.** Все редукционные коэффициенты определялись по наблюдениям стандартных звезд из табл. 2 для четырех цветов ( $U, B, V$  и  $R$  или  $R'$ ) при помощи уравнений (10) независимо для двух периодов наблюдений на 2,6-м телескопе ЗТШ — в марте — апреле и в мае — августе 1969 г. Результаты этих определений даны в табл. 3 (март — апрель) и табл. 4 (май — август). Большие различия в редукционных коэффициентах для этих периодов объясняются главным образом различной ориентацией поляриметра относительно телескопа. В 1-й строке табл. 3, 4 дано число звезд с малой поляризацией, использовавшихся для определения параметров инструментальной поляризации, а во 2-й и 3-й строках — полученные значения параметров  $\bar{p}_{xi}$ ,  $\bar{p}_{yi}$ . В 4-й строке приведено полное число наблюдавшихся стандартных звезд, а в строках 5—10 — найденные по этим звездам значения коэффициентов  $A_1, A_2, B_1, B_2, c_1, c_2$  с их средними ошибками. Ход соответствующих коэффициентов с длиной волны изображен на фиг. 6.

Рассмотрение данных табл. 3, 4 и фиг. 6 показывает, что инструментальная поляризация сильно зависит от длины волны, возрастая с увеличением  $\lambda$ . Аналогичная зависимость инструментальной поляризации, возникающей при наклонном отражении от алюминированного зеркала, от длины волны, найдена в [22]. Различия коэффициентов  $A_1, A_2, B_1, B_2$  для цветов  $U, B, V$  в большинстве случаев не превышают ошибок их определения. Но для цветов  $R$  и особенно  $R'$  значения этих коэффициентов заметно отличаются от соответствующих величин для других цветов. Для цвета  $R$  эти отличия могут быть отчасти связаны с неполной поляризующей способностью нашего поляроида для излучения с  $\lambda > 7500 \text{ \AA}$ . Отличия редукционных коэффициентов для цвета  $R'$  могут быть вызваны как малым числом использованных стандартных звезд, так и трудностью точного определения эффективной длины волны и соответствующей



Фиг. 6. Зависимости редуционных коэффициентов и параметров инструментальной поляризации от длины волны, найденные по наблюдениям в марте — апреле и в мае — августе 1969 г.

Горизонтальными линиями отмечены принятые средние значения коэффициентов (значения  $B_2$  для май—августа 1969 г. — отрицательные)

щих ей значений параметров поляризации стандартных звезд для очень широкой полосы пропускания этого фильтра.

Более подробный анализ показывает, что принятие различных для разных цветов значений редуционных коэффициентов  $A_1, A_2, B_1, B_2$  может привести к ложной зависимости редуцированных параметров поляризации от длины волны. Особенно большие различия получаются при редуции параметров инструментальной поляризации по формулам (11). Если мы будем проводить эту редуцию с найденными для каждого цвета значениями редуционных коэффициентов, то параметры инструментальной поляризации  $\bar{q}_i, \bar{u}_i$  для цветов  $R$  и особенно  $R'$  будут резко отклоняться от зависимости этих параметров от длины волны, найденной по остальным цветам. Поэтому мы использовали для редуции наблюдений во всех цветах некоторые средние значения коэффициентов  $A_1 - B_2$ . Эти средние значения приведены в последнем столбце табл. 3, 4 и отмечены горизонтальными линиями на фиг. 6. Полученные с этими же средними редуционными коэффициентами параметры инструментальной поляризации приведены в строках 11—14 табл. 3, 4, а ход их с длиной волны изображен в нижней части фиг. 6.

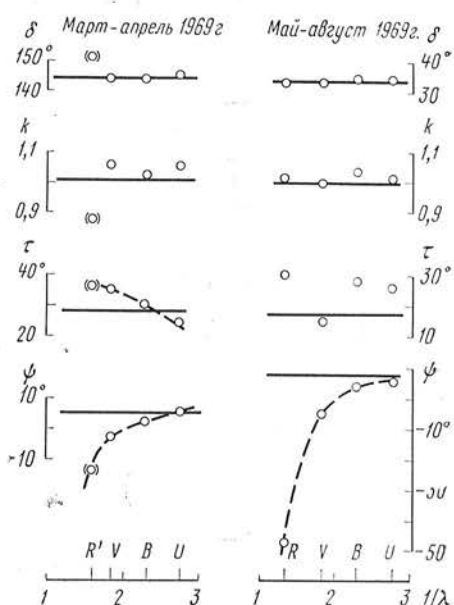
Далее мы более детально рассмотрим полученные из анализа редуционных коэффициентов характеристики основных инструментальных эффектов, искажающих наблюдаемые значения параметров поляризации.

1) Инструментальная поляризация. Поляризация, возникающая при отражении от диагонального зеркала системы Нэсмита ЗТШ, должна быть достаточно постоянной во времени и иметь позиционный угол  $0^\circ$ . Как отличия найденных углов от нуля, так и значительные различия в параметрах инструментальной поляризации для разных периодов



Фиг. 7. Зависимости от длины волны нуля-пункта отчета углов в инструментальной системе  $\delta$ , масштабного коэффициента  $k$ , разности фаз  $\tau$  и положения главной плоскости  $\psi$  для эквивалентной наклонному зеркалу фазовой пластинки, найденные по редуцированным коэффициентам, для марта — апреля и мая — августа 1969 г

Горизонтальными линиями отмечены величины, найденные по [средним значениям редуцированных коэффициентов



наблюдений показывают, что наряду с поляризацией, создаваемой диагональным зеркалом, существуют и другие источники инструментальной поляризации. Такими источниками могут быть поляризация, возникающая при нормальном отражении от главного и гиперболического зеркал [28], векторный эффект ФЭУ, ложная модуляция света при вращении анализатора и ложная поляризация из-за неравенства ключей и каналов счета. Изменения инструментальной поляризации при повороте поляриметра относительно телескопа показывают, что источник дополнительной инструментальной поляризации связан с поляриметром. Так как специальные измерения неравенства ключей и каналов показали, что этот эффект не превышает 0,2%, то наиболее вероятным источником дополнительной инструментальной поляризации является векторный эффект ФЭУ или ложная модуляция светового потока.

2) Направление и нуль-пункт отсчета позиционных углов. По редуцированным коэффициентам  $A_1 - B_2$  можно определить направление и нуль-пункт отсчета позиционных углов в инструментальной системе  $p_x, p_y$ . Направление отсчета углов в этой системе определяется числом отражений в телескопе и коммутацией ключей и каналов счета. Так как все коммутации вначале выбираются произвольно, то направление отсчета углов в системе  $p_x, p_y$  заранее не известно. В стандартной (каталожной) системе  $q, u$  углы отсчитываются от направления на север в экваториальной системе координат против часовой стрелки («правая» система координат). Если в инструментальной системе углы отсчитываются в том же направлении, то определитель системы (10)  $\Delta = A_1 B_2 - A_2 B_1$  будет положительным. Изменение направления отсчета углов эквивалентно переходу от «правой» к «левой» системе. При этом знак определителя  $\Delta$  изменяется на противоположный. В нашем случае  $\Delta < 0$ , и, следовательно, в инструментальной системе углы отсчитываются по часовой стрелке («левая» система). Для перехода к «правой» системе достаточно сменить знак одного из параметров:  $p_x$  или  $p_y$ ; при этом соответственно изменятся знаки коэффициентов  $A_1, A_2$  или  $B_1, B_2$ . Для определенности положим  $p'_x = -p_x, A'_1 = -A_1, A'_2 = -A_2$ .

В [8] показано, что разность  $\delta$  нуль-пунктов отсчета позиционных углов связана с коэффициентами произвольного линейного преобразования (10) формулами

$$\begin{aligned} A'_1 + B_2 &= d \cos 2\delta, \\ A'_2 - B_1 &= d \sin 2\delta. \end{aligned} \quad (14)$$

При одинаковом направлении отсчета позиционных углов в двух системах константа  $d > 0$ . Вычисленные по этим формулам значения углов  $\delta$  даны в 15-й строке табл. 3, 4 и изображены на фиг. 7. При этом угол  $\delta$



определен так, что  $\theta = \delta - \varphi$ , где  $\theta$  и  $\varphi$  — позиционные углы в системах  $q, u$  и  $p_x, p_y$ . Значения  $\delta$ , найденные для разных цветов в каждом периоде наблюдений, хорошо согласуются между собой, за исключением цвета  $R'$  в марте—апреле, для которого редуционные коэффициенты определены ненадежно. Хорошая сходимость значений  $\delta$  для остальных цветов свидетельствует о достаточной надежности редукии.

3) Инструментальная деполяризация и масштабный коэффициент. Для определения параметров инструментальной деполяризации, возникающей из-за создаваемого диагональным зеркалом сдвига фазы между колебаниями в различных плоскостях, удобнее записать линейные преобразования (10) в виде

$$\begin{aligned} p'_{x0} &= a_1 q + b_1 u, \\ p'_{y0} &= a_2 q + b_2 u, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $p'_{x0} = -(p_x - \bar{p}_{xi})$ ,  $p'_{y0} = p_y - \bar{p}_{yi}$ .

Коэффициенты взаимно-обратных преобразований (10) и (15) связаны соотношениями

$$a_1 = \frac{B_2}{\Delta}, \quad b_1 = -\frac{B_1}{\Delta}, \quad a_2 = -\frac{A'_2}{\Delta} = \frac{A_2}{\Delta}, \quad b_2 = \frac{A'_1}{\Delta} = -\frac{A_1}{\Delta}, \quad (16)$$

где  $\Delta = A_1 B_2 - A_2 B_1$  — определитель системы (10).

Линейное преобразование (15) является суперпозицией элементарных преобразований (7) — (9). Коэффициенты этого преобразования связаны с коэффициентами элементарных преобразований и соответствующими им параметрами инструментальных эффектов формулами (см. [8])

$$\begin{aligned} a_1 &= k [\cos 2\psi \cos (2\psi - 2\delta') + \sin 2\psi \sin (2\psi - 2\delta') \cos \tau], \\ b_1 &= k [\sin 2\psi \cos (2\psi - 2\delta') - \cos 2\psi \sin (2\psi - 2\delta') \cos \tau], \\ a_2 &= k [\cos 2\psi \sin (2\psi - 2\delta') - \sin 2\psi \cos (2\psi - 2\delta') \cos \tau], \\ b_2 &= k [\sin 2\psi \sin (2\psi - 2\delta') + \cos 2\psi \cos (2\psi - 2\delta') \cos \tau], \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\tau$  и  $\psi$  — величина сдвига фазы и направление главной оси для фазовой пластинки, эквивалентной диагональному зеркалу;  $\delta'$  — разность нуль-пунктов отсчета углов в системах  $p_{x0}, p_{y0}$  и  $q, u$ ;  $k$  — масштабный коэффициент. Значения параметров  $k, \tau$  и  $\psi$  можно определить следующим способом. Из (17) получаем

$$\begin{aligned} a_1 + b_2 &= k(1 + \cos \tau) \cos 2\delta', \\ a_2 - b_1 &= k(1 + \cos \tau) \sin 2\delta', \\ a_1 - b_2 &= k(1 - \cos \tau) \cos (4\psi - 2\delta'), \\ a_2 + b_1 &= k(1 - \cos \tau) \sin (4\psi - 2\delta'). \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда имеем

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(a_1 + b_2)^2 + (a_2 - b_1)^2} + \sqrt{(a_1 - b_2)^2 + (a_2 + b_1)^2} \right], \\ \cos \tau &= \frac{1}{2k} \left[ \sqrt{(a_1 + b_2)^2 + (a_2 - b_1)^2} - \sqrt{(a_1 - b_2)^2 + (a_2 + b_1)^2} \right], \\ \operatorname{tg} (4\psi - 2\delta') &= \frac{a_2 + b_1}{a_1 - b_2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Найденные по этим формулам значения  $k, \cos \tau, \tau$  и  $\psi$  даны в строках 16—19 табл. 3, 4; ход их с длиной волны изображен на фиг. 7.

Для большинства цветов коэффициент  $k \geq 1$ . Это означает, что различия масштабов в системах  $p_x, p_y$  и  $q, u$  не связаны с неполной поля-

ризирующей способностью нашего поляроида. Возможно, различия масштабов вызваны тем, что мы приняли несколько заниженные значения параметров поляризации стандартных звезд. Очень малое значение  $k = 0,87$ , полученное для цвета  $R'$ , также, по-видимому, связано с недостаточно точным выбором значений параметров поляризации для этого цвета с системе  $g, u$ . Отметим, что принятые нами для редукции наблюдений программных объектов средние значения редукционных коэффициентов  $A_1 - B_2$  (последние столбцы табл. 3, 4) дают  $k = 1,00$  для обоих периодов наблюдений.

Полученные значения разности фаз  $\tau$  достаточно хорошо согласуются с теми, которых можно ожидать для отражения под углом  $45^\circ$  от алюминированного зеркала. Согласно [22], величина фазового сдвига, даваемого таким отражением, изменяется от  $27^\circ$  для  $\lambda_{\text{эфф}} = 3600 \text{ \AA}$  до  $14^\circ$  для  $\lambda_{\text{эфф}} = 7500 \text{ \AA}$ . Вычисления по формулам [29] дают  $\tau = 24^\circ$  для  $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ . Найденные нами величины  $\tau$  немного превышают эти значения.

При наблюдениях в фокусе Нэсмита ЗТШ плоскость отражения расположена так, что угол  $\psi$  должен быть равен  $0^\circ$ . Найденные нами значения  $\psi$  в среднем не слишком отличаются от нуля. Однако угол  $\psi$  обнаруживает систематический ход с цветом (см. фиг. 7). Особенно отличается от нуля значение  $\psi$ , полученное для цвета  $R$ . Реальность этого эффекта и его происхождение требует специального исследования.

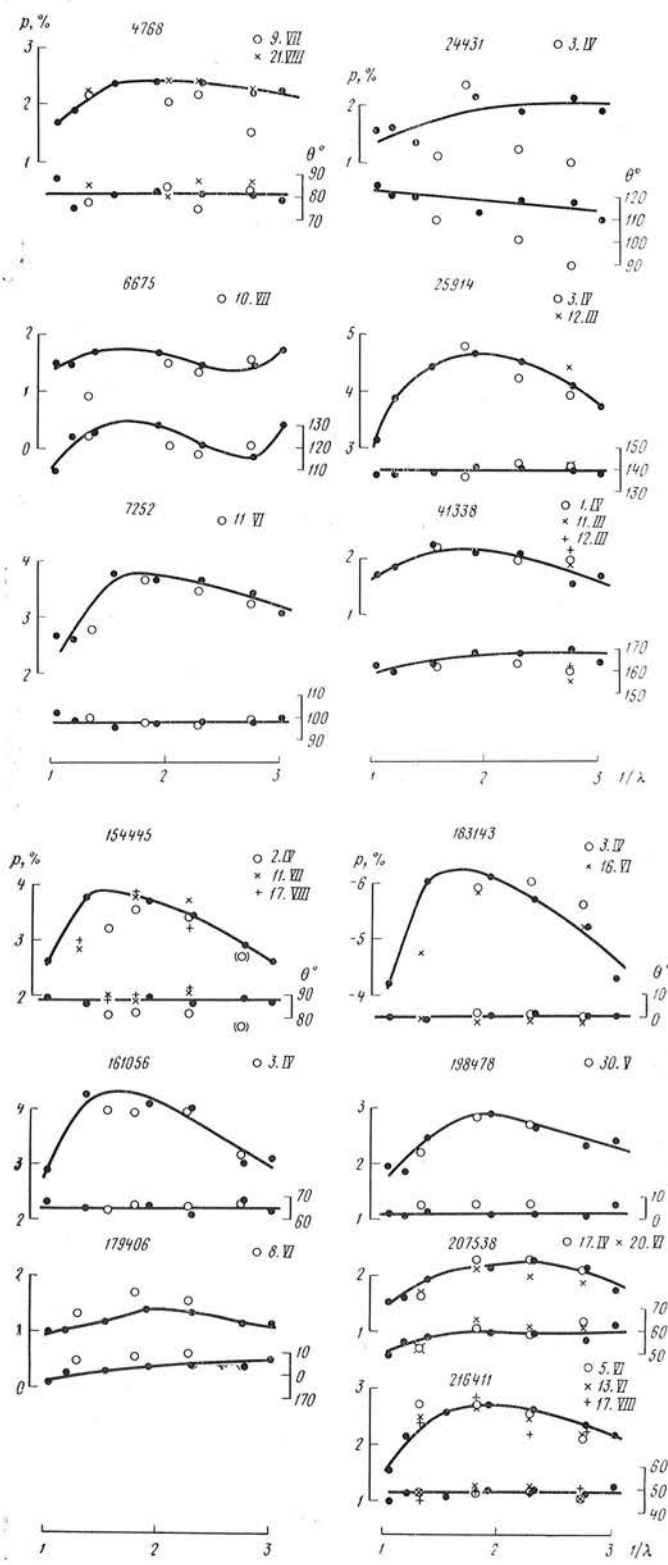
В целом из анализа редукционных коэффициентов следует, что принятая нами методика редукции наблюдений позволяет получить достаточно надежные истинные значения параметров поляризации наблюдавшихся нами звезд и других объектов. Все параметры, характеризующие инструментальные эффекты, искажающие наблюдаемые значения параметров поляризации, могут быть найдены при помощи изложенной выше методики из известных редукционных коэффициентов.

**Результаты наблюдений отдельных стандартных звезд.** После определения редукционных коэффициентов все наблюдения стандартных звезд были обработаны по программе для обработки наблюдений программных объектов. При этом для всех цветов использовались средние значения коэффициентов  $A_1 - B_2$ , приведенные в последнем столбце табл. 3, 4 и полученные с этими значениями параметры инструментальной поляризации для каждого цвета (11-я и 12-я строки табл. 3, 4).

Наблюдения звезд с малой поляризацией были использованы для оценки внешней ошибки наших измерений. Для каждого наблюдения были вычислены разности  $\Delta q$  и  $\Delta u$  между наблюдаемыми значениями параметров  $q, u$  и каталожными значениями  $q_0, u_0$ . Из полученных разностей для каждого цвета находились средние весовые значения  $\overline{\Delta q}$ ,  $\overline{\Delta u}$  с весами, обратно пропорциональными квадратам вычисленных по (13) величин теоретических средних ошибок:

$$g = \left( \frac{0,20}{\sigma_0} \right)^2.$$

Эти средние весовые приведены во 2-м и 3-м столбцах табл. 5. Их малая величина говорит о достаточной точности редукции. Далее были вычислены отклонения отдельных значений  $\Delta q, \Delta u$  от этих средних, и по ним были сосчитаны средние ошибки на единицу веса для соответствующих параметров. Полученные таким способом  $\sigma_q$  и  $\sigma_u$  представлены в 4-м и 5-м столбцах табл. 5. В 6-м столбце дана величина  $\sigma_p = \sqrt{\sigma_q^2 + \sigma_u^2}$ . Если бы реальные ошибки приведенных к единой системе параметров поляризации в среднем соответствовали теоретическим ошибкам  $\sigma_0$ , то величины  $\sigma_p$  были бы равны принятой средней ошибке на единицу веса, равной 0,20%. Полученные  $\sigma_p$  в среднем превышают 0,20; это означает, что наряду с ошибками, определяемыми статистикой квантов, в наших наблюдениях существуют дополнительные источники ошибок. Такими



Фиг. 8. Зависимости параметров поляризации стандартных звезд от длины волны по наблюдениям Койна и Герельса [26, 27] (черные кружки) и по нашим наблюдениям в разные даты (светлые кружки, прямые и косые крестики)

Вместо HD 41338 должно быть HD 41398



источниками могут быть мерцания, нестабильность инструментальной системы, систематические ошибки в учете фона, а также различия эффективных длин волн и соответствующих им параметров инструментальной поляризации для звезд с различным распределением энергии в спектре. В 7-м столбце табл. 5 даны величины суммарной внешней ошибки наблюдений  $\sigma_{\text{вн}}$ , вычисленной по разности реальной и ожидаемой дисперсии параметров поляризации:  $\sigma_{\text{вн}}^2 = \sigma_p^2 - (0,20)^2$ . Эта ошибка для разных цветов и периодов наблюдений составляет от 0,1 до 0,3%; среднее значение ее близко к 0,2%.

Сравнение зависимостей параметров поляризации от длины волны для 13 стандартных звезд с большой межзвездной поляризацией, полученных по данным Койна и Герельса [26, 27] и по нашим наблюдениям, дано на фиг. 8. На этой фигуре не показана только звезда HD 32481, для которой наши наблюдения имеют очень низкую точность. Для большинства звезд различия между нашими наблюдениями и данными из [26, 27] находятся в пределах ошибок наблюдений. Для звезды HD 24431 наблюдения в [26] дают большой разброс; наши наблюдения этой звезды показывают существенно отличные от [26] параметры поляризации. Не исключено, что поляризация этой звезды переменна. Переменность поляризации была заподозрена в [27] и для звезды HD 179406; наши наблюдения этой звезды во всех цветах систематически уклоняются от данных Койна и Герельса. Кроме того, значительные расхождения наблюдаются для фильтра  $U$  у звезды HD 6675 с аномальной зависимостью параметров поляризации от длины волны и у звезд HD 154445 и HD 183143 в цветах  $R$  и  $R'$ . В целом же анализ изображенных на фиг. 8 зависимостей подтверждает достаточную надежность редукции наших наблюдений.

Таблица 5

Средние ошибки наблюдений звезд с малой поляризацией

Цвет	$\overline{\Delta q}$	$\overline{\Delta u}$	$\sigma_q$	$\sigma_u$	$\sigma_p$	$\sigma_{\text{вн}}$
Май — апрель 1969 г.						
$U$	$-0,06 \pm 0,08$	$0,08 \pm 0,17$	0,15	0,32	0,35	0,29
$B$	$0,02 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,13$	0,07	0,16	0,18	—
$V$	$-0,07 \pm 0,05$	$-0,03 \pm 0,18$	0,03	0,26	0,27	0,19
$R'$	$-0,04 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,08$	0,04	0,13	0,13	—
Май — август 1969 г.						
$U$	$-0,02 \pm 0,08$	$0,06 \pm 0,04$	0,27	0,12	0,30	0,22
$B$	$-0,05 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,05$	0,16	0,16	0,23	0,11
$V$	$-0,06 \pm 0,11$	$0,07 \pm 0,07$	0,31	0,19	0,36	0,30
$R$	$-0,03 \pm 0,07$	$0,10 \pm 0,08$	0,17	0,20	0,26	0,17

Авторы выражают свою глубокую благодарность Н. А. Димову и А. И. Смирнову за помощь в создании и наладке аппаратуры, М. П. Лиморенко, выполнившего монтаж большей части электронных блоков поляриметра, П. Г. Назарову за отличное выполнение механических узлов, Г. А. Козловой, составившей программы обработки наблюдений на ЭВМ «Минск-1» и проводившей всю работу с этими программами, и В. И. Пронику за помощь в наблюдениях на телескопе ЗТШ.

Апрель 1970 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 291.
2. Н. М. Шаховской. Астроном. ж., 1963, 40, № 6, 1055.
3. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1964, 41, № 6, 1042.
4. Н. С. Полосухина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 118.
5. Ю. С. Ефимов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 251.
6. Э. А. Дибай, Н. М. Шаховской. Астрон. цирк., 1966, № 375, 1.
7. Э. А. Дибай, Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1966, 43, № 6, 1319.
8. Н. М. Шаховской. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 41.
9. Н. С. Полосухина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 34.
10. Ю. С. Ефимов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 42.
11. Ю. С. Ефимов, Н. С. Полосухина, Н. М. Шаховской. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 3.
12. Н. М. Шаховской. В кн. «Методы исследования переменных звезд». М., «Наука», 1971, стр. 199.
13. Ю. С. Ефимов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 357.
14. Л. В. Ксанфомалити, Н. М. Шаховской. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 264.
15. Н. М. Шаховской. В кн. «Эруптивные звезды». М., «Наука», 1970, стр. 365.
16. Ch. Leinert, Th. Schmidt, B. Schwarze. Veröff. Landes-Sternwarte Heidelberg-Königstuhl, 1967, 20, 23.
17. Л. А. Бугаенко, О. И. Бугаенко, В. Д. Кругов, В. Г. Парусимов. В сб. «Астрометрия и астрофизика», 1. Киев, Изд-во «Наукова думка», 1968, стр. 139.
18. М. А. Бонч-Бруевич. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М., «Наука», 1966, стр. 551.
19. Н. А. Димов. Наст. том, стр. 183.
20. K. Serkowski. Lowell Observ. Bull., 1960, 4, N 205, 296.
21. K. Serkowski. Advances in Astron. and Astrophys., 1962, 1, 290.
22. О. И. Бугаенко, Л. С. Галкин, А. В. Мороженко. Астрон. ж., 1971, 48, 373.
23. A. Behr. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Abt. II. Math.-phys. Kl., 1959, N 7, 185.
24. I. Arpennzeller. Z. Astrophys., 1966, 64, 296.
25. I. Arpennzeller. Astrophys. J., 1968, 151, 907.
26. G. V. Соуне, T. Gehrels. Astron. J., 1967, 72, 887.
27. G. V. Соуне, T. Gehrels. Astron. J., 1966, 71, 355.
28. T. Gehrels. Astron. J., 1960, 65, 466.
29. П. Друде. Оптика. М.—Л., ОНТИ, 1935.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД  
И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ.  
II. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВСПЫШКИ EV Lac**

Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской

Измерена поляризация излучения EV Lac в четырех различных областях спектра. В синей области спектра проведена поляриметрия вспышки звезды 17. VIII 1969 г. Найдено, что поляризация излучения звезды на разных фазах вспышки такая же, как и в спокойном состоянии. Построена зависимость поляризации света звезды от длины волны.

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF NON-STABLE STARS AND EXTRAGALACTIC OBJECTS. II. EV LAC FLARE POLARIZATION, by Yu. S. Efimov, N. M. Shakhovskoy.— Polarimetric observations of the flare star EV Lac were carried out in four different spectral regions. The flare of EV Lac on August 17, 1969, was measured polarimetrically in blue region. It was found that polarization of the EV Lac radiation at the different phases of the flare is the same as at the undisturbed state of the star. The wave-length dependence of the polarization has been found.

Измерения поляризации света звезд типа UV Cet во время их вспышек представляют большой интерес для теории явления вспышки. Измерения должны дать ответ на вопросы:

- 1) является ли излучение вспышки поляризованным и в какой мере;
- 2) сохраняется ли после вспышки та поляризация, которая наблюдалась в излучении звезды до вспышки.

Впервые такие измерения сделал В. С. Осканиян [1]. Он обнаружил значительные изменения поляризации излучения некоторых вспышкающих звезд (до 10%) при вспышке, однако в ряде случаев не учитывал влияние изменений блеска звезды во время наблюдения на измерения поляризации. Поэтому результаты этих измерений следует считать предварительными.

Положение несколько прояснилось после измерений поляризации во вспышках AD Leo и EQ Peg, проведенных А. Кубичела и И. Арсениевич [2] на поляриметре, специально предназначенном для этой цели. На основе детального поляриметрического анализа трех вспышек этих звезд (в интегральном свете) авторы заключили, что:

- 1) во время вспышки в излучении звезды появляется переменная поляризованная составляющая;
- 2) имеются указания, что переменная поляризация излучения вспышки содержит компоненту, длительность которой больше длительности оптической вспышки.

Авторы [2] не наблюдали таких сильных изменений поляризации при вспышках этих звезд, о которых сообщил В. С. Осканиян. Однако их выводы основаны на недостаточном статистическом материале и поэтому нуждались в подтверждении.



Недавно Р. А. Варданын [3] сообщил о поляризационных наблюдениях двух больших вспышек звезд: YZ CMi (в синих лучах) и UV Cet (в интегральном свете). К сожалению, его измерения были сделаны на «хвосте» вспышек. По данным Варданына, поляризация излучения наблюдавшихся им вспышкующих звезд мало отличается от поляризации звезды вне вспышки.

Особый интерес представляет измерение поляризации излучения звезды на участке возгорания вспышки. Быстрое нарастание блеска звезды за очень короткое время затрудняет получение приемлемой точности измерения ( $\sim 0,2\%$  в степени поляризации) при временном разрешении 10—20 сек.

Ю. С. Ефимов [4] показал, что такие наблюдения могут быть успешными только при работе со специальным поляриметром, установленным на крупном телескопе. Такой поляриметр был создан в Крымской астрофизической обсерватории и описан Н. М. Шаховским и Ю. С. Ефимовым [5].

С этим поляриметром, установленным в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории, 17 и 21.VIII 1969 г. были проведены поляризационные наблюдения вспышкующей звезды EV Lac. Поляризация измерялась в четырех участках спектра ( $U, B, V, R$ ) с  $\lambda 3630, 4340, 5450, 7440 \text{ \AA}$ . Качество изображения и гидирования позволило использовать диафрагму 5", чтобы отделить излучение оптического спутника звезды, находящегося на расстоянии 10" от нее. Время экспозиции было 50 или 20 сек, в зависимости от яркости звезды в том или ином фильтре.

Одновременно с наблюдениями на ЗТШ осуществлялся непрерывный фотометрический патруль звезды в синей области спектра на фотометре, установленном на менисковом 64-см телескопе, чтобы не пропустить момент начала вспышки. Во время наблюдений поддерживалась двухсторонняя связь между наблюдателями на обоих телескопах.

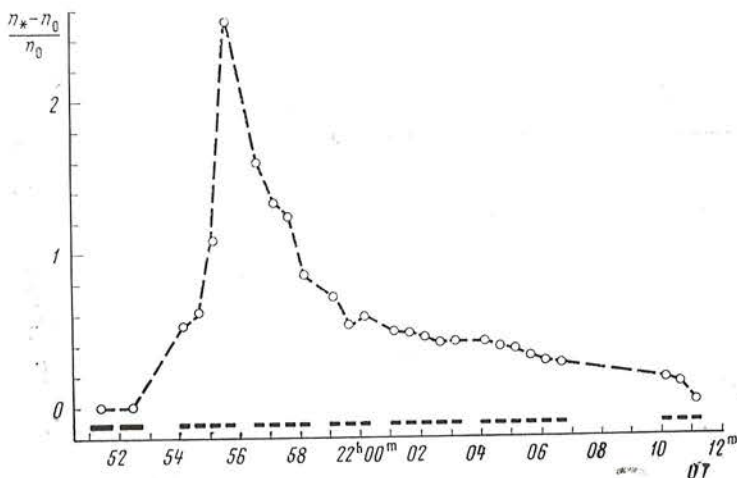
Патрулирование звезды на ЗТШ, также в синей области спектра, производилось в ночь с 17 на 18.VIII 1969 г. с 20<sup>h</sup>30<sup>m</sup> до 00<sup>h</sup>40<sup>m</sup> и в ночь с 21 на 22.VIII с 20<sup>h</sup>20<sup>m</sup> до 00<sup>h</sup>35<sup>m</sup> (время мировое). В первую ночь поляризация излучения EV Lac была измерена во всех четырех участках спектра, во вторую — только в синей, желтой и красной областях спектра. Нам удалось провести детальные измерения поляризации излучения EV Lac в синем фильтре во время ее вспышки, которая произошла 17.VIII 1969 г. в 21<sup>h</sup>53<sup>m</sup> по мировому времени.

Амплитуда вспышки в синем фильтре составляла примерно одну величину. Вспышка достигла максимума через 2 мин после начала и угасала в течение 16 мин после достижения максимума. Развитие вспышки, по нашим данным, показано на фиг. 1. Фотометрическая кривая вспышки, полученная на 64-см телескопе, приведена в [6].

Из 95 измерений поляризации излучения звезды, полученных за время ее патрулирования на ЗТШ 17.VIII, 3 были сделаны во время возгорания вспышки, 1 — в максимуме и 21 — во время ее угасания. При измерениях поляризации во время вспышки экспозиция составляла 20 сек.

При патрулировании во вторую ночь получено 134 измерения поляризации света звезды. Во время наблюдений на фотометре в эту ночь были отмечены две небольшие ( $< 0^m2$ ) вспышки, продолжительность которых была такой малой, что их поляризацию измерить не удалось.

Все наблюдения обрабатывались на ЭВМ «Минск-1». Методика обработки наблюдений и учета инструментальной поляризации описана Н. М. Шаховским и Ю. С. Ефимовым в [5]. Результаты индивидуальных наблюдений поляризации света звезды во время вспышки приведены в табл. 1. В ней указаны: номер наблюдения в данном фильтре; средний момент наблюдения в долях юлианского дня; средняя скорость счета импульсов  $n_*$  (имп/сек) при наблюдении звезды за вычетом фона неба и



Фиг. 1. Вспышка EV Lac 17.VIII 1969 г. в синих лучах по наблюдениям на ЭТШ  
 По оси абсцисс отложено мировое время.  $n_{ж}$  — интенсивность излучения звезды во вспышке,  $n_0$  — интенсивность излучения звезды до вспышки. Черточками внизу отмечены интервалы времени, в которых измерялась поляризация

темнового тока фотоумножителя; безразмерные параметры поляризации  $q$  и  $u$ ; степень поляризации  $p$  и позиционный угол плоскости поляризации  $\theta$  в экваториальной системе координат.

Результаты измерений поляризации вне вспышки, полученные в сильнейшей части спектра в ту же ночь, объединялись в группы, содержащие не менее восьми измерений ( $n$ ), чтобы уменьшить влияние случайных флуктуаций. Для каждой группы были вычислены средние значения параметров поляризации и вычислены среднеквадратичные ошибки  $\sigma_q$ ,  $\sigma_u$ ,  $\sigma_p$ ,  $\sigma_\theta$  их определений. Они собраны в табл. 2, где приняты те же обозначения, что и в табл. 1. В конце табл. 2 для каждого фильтра приводятся средние значения, полученные по всем наблюдениям поляризации вне вспышки.

Среднеквадратичная ошибка одного измерения, вычисленная на основе табл. 2, равна  $\sim 0,50\%$ , что хорошо согласуется с теоретической ошибкой  $0,48\%$ , основанной на статистике счета импульсов. Данные табл. 1 и 2 с добавлением результатов индивидуальных наблюдений поляризации света до и после вспышки представлены на фиг. 2, где маленькими кружками показаны результаты индивидуальных измерений, а большими — средние значения параметров поляризации.

Из фиг. 2 видно, что разброс значений параметров  $q$  и  $u$  на участке вспышки несколько больше, чем на других участках. Это связано с меньшей статистической точностью измерений на спаде вспышки из-за более короткого времени экспозиции ( $20$  сек) по сравнению с обычно применявшейся  $50$ -секундной экспозицией. В самом деле, среднеквадратичная ошибка одного измерения степени поляризации в максимуме вспышки, подсчитанная по статистике импульсов, равна примерно  $\pm 0,4\%$ , тогда как около середины спада вспышки она достигает  $\pm 0,7\%$ .

Анализ данных о поляризации излучения звезды на участке вспышки показал, что разброс значений параметров поляризации на этом участке имеет случайный характер, обусловленный ошибками наблюдений. Кроме того, из фиг. 2 видно, что измерения поляризации, сделанные на участке возгорания вспышки, ничем не выделяются среди прочих. Поэтому мы можем заключить, что в ходе вспышки нам не удалось обнаружить изменений поляризации, выходящих за пределы точности наших измерений, и считать, что поляризация излучения звезды во время



Таблица 1

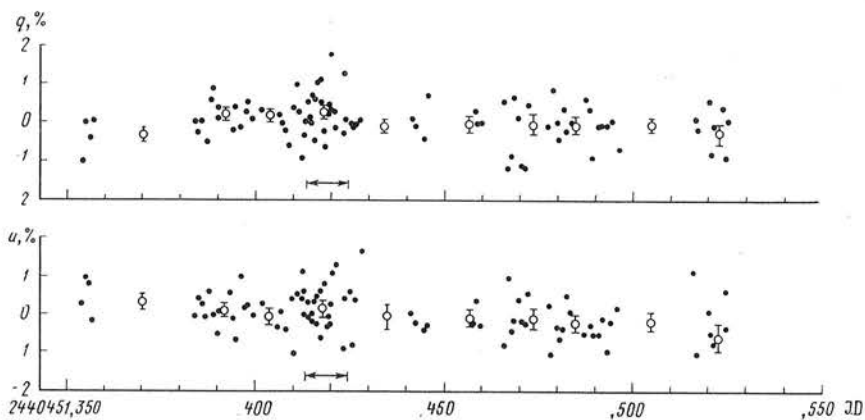
Номер наблюдения	J. D. 2440451+	$n_*$	$q, \%$	$u, \%$	$p, \%$	$\theta$
27	0,4127	3075	+0,22	+0,37	0,43	29°7
28	4130	3238	-0,92	+1,03	1,42	114,7
29	4134	4214	-0,39	+0,59	0,71	61,6
30*	4137	7036	+0,01	-0,12	0,12	138,0
31	4144	5249	+0,50	+0,29	0,58	15,0
32	4147	4674	+0,09	-0,10	0,14	156,2
33	4151	4479	-0,03	-0,05	0,06	118,3
34	4154	3756	+0,69	-0,21	0,72	171,4
35	4161	3461	+0,54	+0,29	0,61	14,1
36	4165	3032	-0,50	-0,28	0,57	104,3
37	4168	3212	+1,01	+0,46	1,11	12,1
38	4174	3008	+1,09	+0,58	1,24	14,1
39	4178	2998	+0,47	-0,68	0,83	152,4
40	4181	2937	+0,14	+0,18	0,22	25,6
41	4185	2849	-0,28	-0,15	0,32	104,4
42	4188	2861	-0,66	+0,78	1,02	65,1
43	4196	2891	+0,16	-0,36	0,39	147,3
44	4199	2813	+0,46	-0,10	0,47	173,7
45	4202	2785	+1,78	-0,32	1,81	174,9
46	4206	2688	+0,26	+0,21	0,34	19,6
47	4209	2601	+0,27	+1,07	1,41	37,9
48	4217	2579	-0,19	+1,31	1,32	49,2
49	4237	2393	-0,33	-0,94	1,00	125,4
50	4241	2294	+1,28	+0,36	1,33	7,8
51	0,4244	2059	-0,02	-1,70	1,70	134,6
Среднее по вспышке			+0,23	+0,10	0,25	11,8
			$\pm 0,12$	$\pm 0,13$	$\pm 0,13$	$\pm 14,3$

\* Максимум.

Таблица 2

Номер наблюдения	J. D. 2440451+	$n_*$	$q, \%$	$\sigma_q, \%$	$u, \%$	$\sigma_u, \%$	$p, \%$	$\sigma_p, \%$	$\theta^\circ$	$\sigma_{\theta^\circ}$	$n$	Примечания
1—8	0,3709	2023	-0,32	0,14	+0,28	0,15	0,43	0,15	70	10	8	До вспышки
9—16	3924	1982	+0,22	0,13	+0,07	0,21	0,23	0,18	9	22	8	
17—26	4044	1988	+0,17	0,13	-0,03	0,14	0,17	0,14	176	24	10	
51—58	4348	1612	-0,10	0,06	-0,09	0,35	0,13	0,25	112	55	8	Ухудшилась прозрачность
59—66	4574	1714	-0,02	0,25	-0,16	0,19	0,16	0,22	132	39	8	
67—74	4748	1731	-0,09	0,27	-0,15	0,19	0,18	0,23	119	36	8	После вспышки
75—82	4856	1719	-0,09	0,17	-0,31	0,13	0,32	0,15	127	13	8	
83—90	5060	1750	-0,09	0,13	-0,23	0,24	0,25	0,19	124	7	8	
91—95	0,5234	1723	-0,30	0,25	-0,65	0,40	0,72	0,33	123	13	5	
<i>U</i>	0,375	144	-1,93	0,77	+0,43	1,56	1,97	1,22	84	18	4	
<i>B</i>	0,425	1800	-0,07	0,06	+0,10	0,07	0,12	0,07	63	14	70	
<i>V</i>	0,419	8330	-0,20	0,07	+0,19	0,10	0,23	0,09	64	9	12	
<i>R</i>	0,426	17000	-0,45	0,07	+0,30	0,07	0,54	0,07	73	4	12	





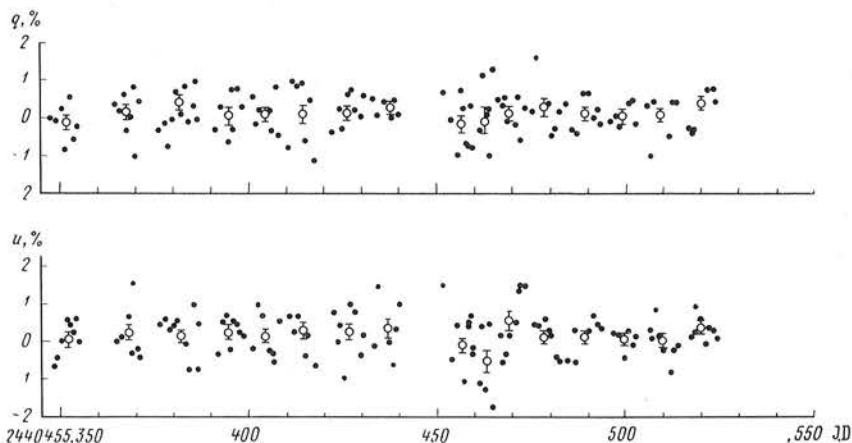
Фиг. 2. Ход параметров поляризации  $q$  и  $u$  излучения EV Lac по наблюдениям 17.VIII 1969 г.

Стрелками указан интервал времени, занятый вспышкой звезды. Время выражено в долях юлианского дня

вспышки характеризуется усредненными по всей вспышке параметрами, приведенными в конце табл. 1. По данным этой таблицы можно найти, что с вероятностью 95% поляризация излучения звезды в синем фильтре во время вспышки не превосходит 0,5%.

Для того чтобы решить вопрос, отличается ли поляризация излучения звезды во время вспышки от поляризации вне вспышки, надо оценить реальность различия средних значений соответствующих параметров поляризации. Такое сравнение показало, что имеющиеся различия не являются статистически значимыми, и можно утверждать, что поляризация излучения звезды во время вспышки такая же, как и при ее отсутствии.

Сравнение наблюдений, выполненных в эту ночь, с наблюдениями звезды 21.VIII подтверждает этот вывод. В табл. 3 приводятся усредненные по группам из 8—12 измерений значения параметров поляризации света EV Lac в эту дату с указанием их среднеквадратичных ошибок. В конце таблицы приводятся средние значения параметров в каждом фильтре, вычисленные по всем наблюдениям, полученным 21.VIII. Эти данные представлены на фиг. 3, аналогичной фиг. 2. Простое сравнение фиг. 2 и 3 показывает, что вспышка звезды практически не меняет состояния поляризации ее излучения.



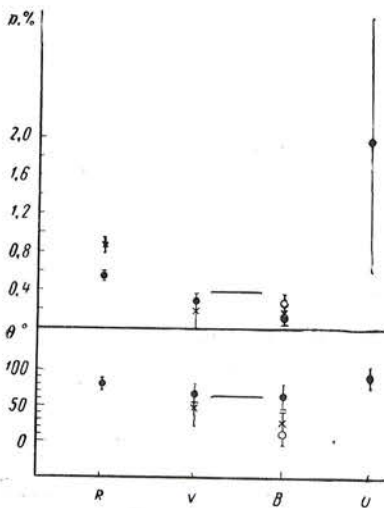
Фиг. 3. Ход параметров поляризации  $q$  и  $u$  излучения EV Lac по наблюдениям 21.VIII 1969 г.

Таблица 3

Номер наблюдения	J.D. 2440455+	$n_*$	$q, \%$	$\sigma_q, \%$	$u, \%$	$\sigma_u, \%$	$p, \%$	$\sigma_p, \%$	$\theta^\circ$	$\sigma_\theta^\circ$	$n$
1—8	0,3519	1660	-0,14	0,15	+0,09	0,16	0,17	0,16	74	26	8
9—16	3684	1690	+0,12	0,21	+0,25	0,22	0,27	0,22	32	23	8
17—28	3821	1900	+0,41	0,11	+0,17	0,14	0,44	0,12	11	8	12
29—36	3952	1980	+0,07	0,18	+0,23	0,13	0,24	0,16	36	18	8
37—44	4048	1970	+0,10	0,16	+0,14	0,20	0,17	0,18	29	30	8
45—52	4144	1990	+0,09	0,30	+0,30	0,24	0,31	0,27	36	25	8
53—61	4266	1970	+0,15	0,14	+0,26	0,20	0,30	0,17	30	16	9
62—69	4375	1930	+0,26	0,08	+0,36	0,26	0,44	0,19	27	12	8
70—78	4568	1980	-0,20	0,20	-0,15	0,21	0,25	0,20	109	23	9
79—86	4632	2080	-0,10	0,38	-0,59	0,28	0,60	0,33	130	16	8
87—94	4699	2010	+0,11	0,15	+0,52	0,29	0,53	0,23	39	12	8
95—102	4792	1990	+0,26	0,22	+0,10	0,15	0,27	0,18	11	19	8
103—110	4895	1910	+0,08	0,14	+0,10	0,15	0,13	0,15	26	32	8
111—118	4997	2030	+0,03	0,03	+0,04	0,08	0,05	0,08	30	46	8
119—126	5098	2000	+0,03	0,18	0,00	0,16	0,03	0,17	177	171	8
127—134	0,5205	1740	+0,36	0,19	+0,32	0,13	0,48	0,16	21	10	8
<i>B</i>	0,437	1927	+0,10	0,05	+0,14	0,05	0,17	0,05	27	8	134
<i>V</i>	0,360	8400	-0,03	0,25	+0,18	0,16	0,18	0,21	49	33	4
<i>R</i>	0,344	17750	-0,81	0,11	+0,38	0,08	0,89	0,10	77	3	4

Из сопоставления табл. 2 и 3 видно, что имеется некоторая разница в средних параметрах  $q$  и  $u$  (для каждого фильтра) по наблюдениям в обе даты. Оценка реальности этого различия показала, что с вероятностью  $> 95\%$  оно также является случайным. Поэтому можно считать, что поляризация света EV Lac во время наших наблюдений была постоянной. Отметим, что параметры поляризации интегрального излучения EV Lac, найденные в 1965 г. Ю. С. Ефимовым [7], близки к полученным нами в данной работе, что также может указывать на отсутствие заметных изменений поляризации света звезды за эти годы.

Имеющиеся данные позволяют построить зависимость параметров поляризации излучения EV Lac от длины волны. Эта зависимость показана на фиг. 4. Имеется тенденция к



плавному росту степени поляризации в красную часть спектра, и, возможно, ультрафиолетовую, тогда как позиционный угол плоскости поляризации, по-видимому, очень слабо зависит от длины волны.

Такой ход зависимости степени поляризации от длины волны отличается от аналогичной зависимости для межзвезд-

Фиг. 4. Зависимость степени поляризации  $p$  и позиционного угла  $\theta$  от длины волны  $\lambda$

По оси абсцисс отложено  $1/\lambda$ , точками нанесены средние по результатам наблюдений 17. VIII 1969 г., крестиками — то же 21. VIII 1969 г. Светлый кружок — среднее по всей вспышке. Горизонтальная линия — измерения поляризации излучения EV Lac в 1965 г. в интегральном свете. Длина вертикальных черточек соответствует удвоенной среднеквадратичной ошибке измерения

ной поляризации, в которой поляризация в красных и ультрафиолетовых лучах меньше, чем в сине-желтой части спектра. Этот факт может указывать на наличие собственной поляризации излучения EV Lac. Во всяком случае, зависимость поляризации излучения от длины волны у звезд этого типа заслуживает специального изучения<sup>1</sup>.

Таким образом, совокупность всех данных о поляризации излучения звезд типа UV Cet во время вспышек позволяет сделать вывод, что поляризация излучения этих звезд во время вспышки в синем участке спектра (и в интегральном свете) не отличается от поляризации их излучения в спокойном состоянии.

Авторы благодарны Г. А. Козловой за проведение вычислений на электронно-вычислительной машине, а также А. И. Брунс за помощь в оформлении статьи.

Апрель 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. V. S. Oskanjan. Publ. Observ. Beograd, 1964, N 10.
2. A. Kubičela, J. Arsenijevič. Сообщ. на съезде МАС. Прага, 1968.
3. Р. А. В ар д а н я н. Астрон. цирк., 1969, № 508.
4. Ю. С. Е ф и м о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 357.
5. Н. М. Ш а х о в с к о й, Ю. С. Е ф и м о в. Наст. том., стр. 90.
6. К. Л. М а с л е н н и к о в, N. I. S h a k h o v s k a y a. Information Bull. on Var. stars comission 27 of the IAU, 1969, N 401.
7. Ю. С. Е ф и м о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 251.

---

<sup>1</sup> *Примечание при корректуре.* К. А. Григорян и М. А. Ерицян (Сообщение Бюраканской obs., 1970, 42, 41; Астрофизика, 1971, 7, 303) нашли заметную переменную поляризацию во время больших ( $M \geq 2m,0$ ) вспышек EV Lac.



СПЕКТРОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ YZ CMi  
В ЯНВАРЕ 1969 ГОДА

Р. Е. Гершберг

Приведены результаты спектральных наблюдений вспыхивающей звезды YZ CMi, выполненных во время патрулирования ее блеска по международной фотометрической программе. В спокойном состоянии звезды и во время пяти вспышек определены количественные характеристики спектра: эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий, глубины абсорбционной линии  $\lambda 4227$  и скачков интенсивности у пределов полос TiO. Обнаружено резкое усиление эмиссионных линий водорода и кальция во время вспышек, а также замыывание непрерывным излучением вспышки абсорбционных деталей спектра. Подтверждено, что бальмеровский декремент во время вспышек становится более пологим. Обнаружено многочасовое послесвечение линий Ca II после сильных вспышек.

SPECTROGRAPHIC INVESTIGATION ON THE FLARE STAR YZ CMi IN JANUARY 1969, by R. E. Gershberg.— Results of the spectral observations of the star YZ CMi which were carried out during its international photometric patrol are given. The quantitative spectral characteristics of the star were determined at the quiet state and during 5 flares. Equivalent widths and relative intensities of emission lines, depths of the absorption line  $\lambda 4227$  and the values of intensity jumps at the limits of TiO molecular bands are obtained. During the flares a strong intensification of hydrogen and calcium emission lines is observed, the absorption features in spectra are veiled with continuum flare-radiation, and the Balmer decrement became more flattened. The enhanced calcium emission is discovered for many hours following the strong flares.

В январе 1969 г. во время осуществления международной программы исследования блеска вспыхивающей звезды YZ CMi на 2,6-м рефлекторе им. Г. А. Шайна (ЗТШ) были проведены спектральные наблюдения этого объекта. Эти исследования явились продолжением спектрографических наблюдений двух других вспыхивающих звезд типа UV Кита, которые были выполнены в Крыму в 1965 г. [1].

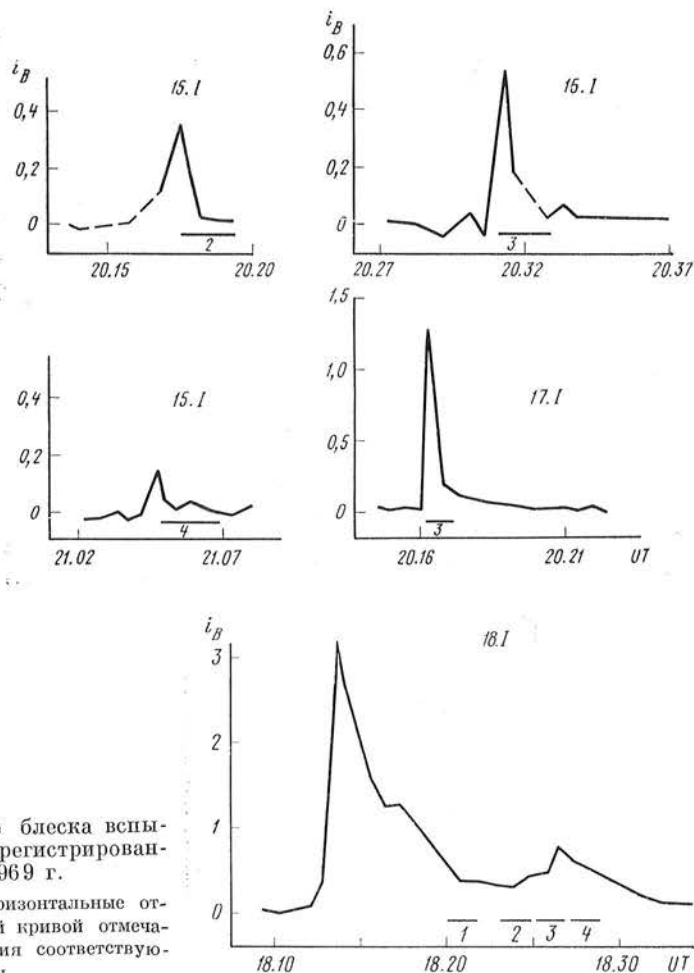
## Наблюдения

Одновременные фотометрические и спектрографические наблюдения YZ CMi велись в течение шести ночей: 13—15 и 17—19. I 1969 г. Фотоэлектрический патруль блеска звезды осуществлялся Н. И. Шаховской на 64-см менисковом телескопе в фотометрической системе, близкой к B, результаты патрулирования за период 11—25. I приведены в [2]. Наблюдения Н. И. Шаховской частично перекрывались с аналогичными наблюдениями, выполнявшимися другими участниками упомянутой кооперативной программы наблюдений [3—5], что оказалось весьма полезным, когда циррусы, или легкие облака, над Крымом резко снижали надежность оценки блеска звезды во время ее спектрографирования.

Спектрографические наблюдения проводились с помощью спектрографа СПЭМ-2 [6], снабженного электронно-оптическим преобразователем, причем оптическая схема была несколько изменена по сравнению

с использовавшейся в наблюдениях 1965 г. Во-первых, вместо линзовой камеры Кинон была установлена зеркально-линзовая камера  $F/2,15$ , изготовленная в оптико-механических мастерских обсерватории по расчету Г. М. Попова [7] и эскизам инженера А. Ф. Лагутина. Эта камера, свободная от хроматизма, позволяла получать снимки различных участков спектра без перефокусировки, что существенно при исследовании скоротечных процессов. Во-вторых, была использована дифракционная решетка с меньшим числом штрихов, которая в сочетании с новой менисковой камерой дала линейную дисперсию  $340 \text{ \AA/мм}$  и позволила получать одновременно участок спектра от  $3500$  до  $7000 \text{ \AA}$ . Выигрыш в спектральном диапазоне сопровождался заметной потерей чистоты спектра, так что на полученных снимках наблюдаемая ширина эмиссионных линий целиком определяется инструментальным контуром, а для уверенного обнаружения эмиссионная линия должна была иметь эквивалентную ширину не менее  $1-2 \text{ \AA}$ .

Как и при наблюдениях в 1965 г. [1], в течение патрулирования между наблюдателями на  $64\text{-см}$  менисковом телескопе и на ЗТШ поддерживалась непрерывная телефонная связь и время спектрографирования отмечалось на ленте самописца электрофотометра. Используемая аппаратура позволяла за  $1-2 \text{ мин}$  получать спектр  $YZ \text{ CMi}$  ( $m_B = 13^m 0$ ) с расширением  $0,4 \text{ мм}$ ; при этом область от  $H_\beta$  до  $5700 \text{ \AA}$  оказывалась, как правило, передержанной, но синие-зеленая и красная области спектра были пригодны для спектрофотометрического изучения.



Фиг.1. Кривые блеска вспышек  $YZ \text{ CMi}$ , зарегистрированные в январе 1969 г.

Нумерованные горизонтальные отрезки под каждой кривой отмечают время получения соответствующих спектрограмм

Материал наблюдений	Эквивалентные ширины эмиссионных линий, Å									
	H $\beta$	n	H $\gamma$	n	H $\delta$	n	H + H $\epsilon$	n	K	n
Снимки в спокойном состоянии, полученные 13, 14, 15 и 17.I 1969 г.	4,0 $\pm$ 0,6	3	7,4 $\pm$ 1,7	9	5,5 $\pm$ 1,7	7	6,7 $\pm$ 2,0	7	6,0 $\pm$ 2,0	4
Все снимки в спокойном состоянии звезды	5,4 $\pm$ 1,9	7	7,7 $\pm$ 1,5	19	6,3 $\pm$ 1,7	11	7,8 $\pm$ 2,5	10	6,0 $\pm$ 1,8	5

За время одновременного фотометрического и спектрографического патрулирования YZ CMi было зарегистрировано пять вспышек. На фиг. 1 приведены кривые блеска этих вспышек, заимствованные из [2, 5]. Всего за период совместных наблюдений было получено несколько десятков спектрограмм YZ CMi, и около 30 из них были отобраны для количественного рассмотрения. Спектрофотометрическая обработка снимков велась на микрофотометре в прямых интенсивностях [8].

### Описание и обсуждение результатов

В табл. 1,2 собраны полученные количественные характеристики спектров YZ CMi. Вначале приведены результаты обработки спектров звезды в спокойном состоянии: средние величины  $W_\lambda$  и  $D_\lambda$  и вероятные ошибки их определения по одной спектрограмме. Эти данные позволяют оценить внутреннюю точность всей фотометрической процедуры и тем самым дают представление о величине спектральных эффектов вспышки, которые следует считать реально обнаружимыми. Вычисление средних характеристик спектра в спокойном состоянии было выполнено дважды: сначала были использованы только спектрограммы 13, 14, 15 и 17.I 1969 г., т. е. полученные в ночи, когда на звезде были зарегистрированы лишь кратковременные всплески яркости, затем к ним были добавлены спектры, полученные через 4 час после сильной вспышки 18.I (18<sup>h</sup>13<sup>m</sup> максимум блеска) и через 19 час после максимума блеска очень сильной вспышки 19.I [3, 9, 10]. Из таблицы следует, что эквивалентные ширины эмиссионных линий даже через несколько часов после сильных вспышек статистически имеют несколько повышенную яркость. Более того, величина  $W_{H+H\epsilon}$  на снимках 19.I оказалась вдвое больше, чем на других «спокойных» спектрах звезды, и при вычислении среднего значения  $W_{H+H\epsilon}$  эта оценка вообще не учитывалась. В то же время величины скачков непрерывного спектра звезды у пределов молекулярных полос ( $D_\lambda$ ) и остаточная интенсивность линии  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  ( $1/D_{4227}$ ) не обнаружили подобных различий.

Согласно данным табл. 1 вероятная ошибка определения  $W_\lambda$  по одной спектрограмме достигает 25%, а вероятная ошибка определения  $D_\lambda$  по одному спектру — 8%. Таким образом, из-за значительного уменьшения дисперсии точность получаемых для YZ CMi характеристик несколько ниже, чем точность результатов 1965 г. [1].

Средние величины эквивалентных ширин эмиссионных линий в «спокойном» спектре YZ CMi оказались близки к соответствующим величинам в «спокойных» спектрах других вспыхивающих звезд типа UV Кита [11].

Спектры вспышек YZ CMi отличаются прежде всего резким усилением эмиссионных линий. Это обстоятельство позволяет оценить эквивалентную ширину линии H $\alpha$ , которая на «спокойных» спектрах уверенным образом не отождествляется, и проследить бальмеровскую серию до выс-

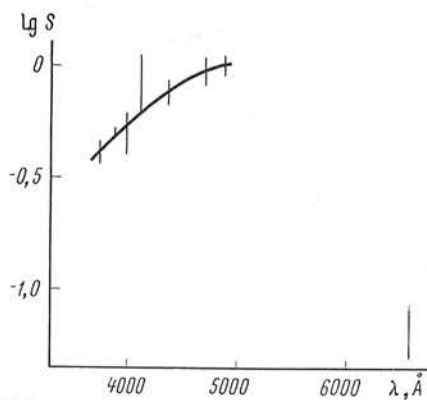


Скачок непрерывного спектра звезды у предела молекулярной полосы $D_\lambda$ для $\lambda$											
6157	n	5862	n	5167	n	4955	n	4761	n	4227	n
$2,3 \pm 0,2$	13	$2,2 \pm 0,3$	12	$1,4 \pm 0,1$	10	$1,4 \pm 0,05$	5	$1,4 \pm 0,1$	9	$1,6 \pm 0,1$	14

ших членов. На спектрограммах всех трех вспышек 15.I 1969 г. хорошо видны бальмеровские линии до  $H_{10}$  включительно, а следующие члены серии сливаются в квазиконтинуум из-за переналожения, так как расстояние между  $H_{11}$  и  $H_{12}$  составляет около  $20 \text{ \AA}$ , а разрешение на спектрограммах  $25-30 \text{ \AA}$ . Спектрограммы вспышек 17 и 18.I 1969 г. получены с меньшей фотографической плотностью негативов, и на них ультрафиолетовая область спектра видна хуже. На спектре вспышки 15.I в  $20^{\text{h}}32^{\text{m}}$  УТ обнаруживается небольшое замытие непрерывным излучением вспышки скачка звездного континуума у предела молекулярной полосы  $\lambda 6157 \text{ \AA}$  и абсорбционной линии  $\lambda 4227 \text{ \AA}$ . На спектрограммах вспышки 18.I хорошо видно усиление линий ионизованного кальция относительно водородных линий по мере угасания вспышки. На второй и третьей спектрограммах этой вспышки видны следы эмиссии нейтрального гелия  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026 \text{ \AA}$ . Что касается упомянутого повышенного излучения кальциевых линий в спектрах YZ CMi, полученных через 19 час после максимума очень сильной вспышки 19.I в  $1^{\text{h}}59^{\text{m}}$ , то следует отметить, что между окончанием фотометрического наблюдения этой вспышки в Серро Толлоло в  $6^{\text{h}}15^{\text{m}}$  [10] и описываемыми спектрографическими наблюдениями прошло около 15 час, причем более 10 час из них звезда находилась под непрерывным фотометрическим наблюдением [2, 12, 13]; за это время была зарегистрирована одна слабая и кратковременная вспышка в  $9^{\text{h}}57^{\text{m}}$  [13], которая едва ли не могла дать столь длительное послесвечение в кальциевых линиях. Непрерывный фотометрический патруль охватил, в частности, более 3 час непосредственно перед спектральными экспозициями, так что обнаруженное послесвечение кальциевых линий можно отнести либо за счет очень сильной вспышки с максимумом в  $1^{\text{h}}59^{\text{m}}$ , либо за счет незарегистрированной вспышки, которая должна была закончиться позднее, чем за 3 часа до спектральных наблюдений.

Таблица 2

Дата, 1969 г.	Номер спектрограммы	Экспозиция, мин	Эквивалентные ширины эмиссионных линий, $\text{\AA}$							$D_\lambda$ для $\lambda$					
			$H_\alpha$	$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta$	$H + H_\epsilon$	K	$H_\epsilon$	$H_\zeta$	6157	5167	4955	4761	4227
15.I	2	2	4,7			19	20	6,1	9,1	7,0	2,2				1,4
	3	2	4,6			25	16	5,0	9,8	8,4	1,9				1,2
	4	2				11	14	5,2		5,3					1,4
17.I	3	1		13	10	17	21					1,5	1,4	1,5	
18.I	1	2		17	28		37						1,4	1,5	
	2	2		12	22	22	18					1,4	1,4	1,5	
	3	2	4,6		18	17	25	9,2	8,8		2,1				1,5
	4	2			8,8	10	23	16							1,6



Фиг. 2. Спектральная чувствительность инструментальной системы

В ходе настоящих спектрографических наблюдений была предпринята попытка, помимо величин  $W_\lambda$  и  $D_\lambda$ , оценить также относительные интенсивности эмиссионных линий. С этой целью в тех же условиях, при которых фотографировались спектры YZ CMi, были получены спектры планетарной туманности NGC 2392, так как известные из фотоэлектрических измерений [14] относительные интенсивности эмиссионных линий этого объекта позволили использовать его в качестве спектрофотометрического стандарта. На фиг. 2 приведена найденная по четырем спектрограммам NGC 2392 спектральная чувствительность системы телескоп + оптика спектрографа + фотокатод ЭОП.

При учете дифференциальной атмосферной экстинкции использовались коэффициенты  $p_\lambda$ , определенные для Крымской обсерватории Е. Б. Костяковой.

Вычисленные таким образом относительные интенсивности эмиссионных линий в спектрах YZ CMi приведены в табл. 3.

Из данных таблицы следует, что бальмеровский декремент эмиссионного спектра YZ CMi в спокойном состоянии звезды довольно пологий и сходен с эмиссионным декрементом в спектрах других «спокойных» вспыхивающих звезд типа UV Кита [11], но отношение интенсивностей линий H/Ca II в спокойной хромосфере YZ CMi несколько выше, чем в спокойной хромосфере AD Leo и EV Lac. Из этого сопоставления следует, что это отношение может до некоторой степени служить мерой вспышечной активности звезды: чем выше отношение H/Ca II в спокойной хромосфере, тем сильнее вспышечная активность звезды. Во время вспышки бальмеровский эмиссионный декремент становится еще более пологим, а спектры вспышки 18.I подтверждают, по-видимому, заключение Кункеля [15] о существовании инверсных отношений интенсивностей бальмеровских линий в спектрах сильных вспышек.

Таблица 3

Дата, 1969 г.	Номер спектрограммы	H $\alpha$	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$	H + H $\epsilon$	K	H $\epsilon$	H $\eta$
Спокойное состояние звезды 15.I			1,7	1,4	1,0	1,0	0,65		
	2	3			1,0	0,9	0,2	0,3	0,2
	3	3			1,0	0,8	0,3	0,4	0,3
	4				1,0	1,2	0,4		0,3
17.I	3		1,5	0,8	1,0	1,0			
18.I	1		0,9	1,0		0,8			
	2		0,8	1,2	1,0	0,8			
	3	4		1,3	1,0	1,3	0,4	0,3	
	4			1,0	1,0	1,9	1,1		



## Заключение

Проведенные наблюдения вспышек звезды YZ CMi обнаруживают следующие спектральные особенности этих явлений.

Системы молекулярных полос, характерные для визуальной и красной областей спектра холодных карликовых звезд, сохраняются и во время вспышек, что, видимо, свидетельствует о локальности этих быстрых процессов, т. е. вспышки не захватывают всей поверхности звезды.

Эмиссионные линии водорода и кальция, хорошо видимые в «спокойных» спектрах, усиливаются в несколько раз при возрастании общего блеска звезды на 0,2—0<sup>m</sup>5. Сперва резко усиливаются водородные линии; угасание кальциевой эмиссии длится гораздо дольше, чем водородной, возможно, даже многие часы после окончания фотометрически обнаружимой фазы повышенной яркости звезды.

Непрерывное излучение вспышек обнаруживается в визуальной и красной областях спектра по замытию скачков интенсивности у пределов молекулярных полос и абсорбционной линии  $\lambda 4227 \text{ \AA}$ .

Бальмеровский декремент вспышки очень пологий, и есть указания на существование инверсных отношений интенсивностей:  $H_{\beta} < H_{\gamma} < H_{\delta}$ .

Перечисленные спектральные особенности вспышек YZ CMi в общем весьма сходны с характеристиками вспышек других звезд типа UV Кита [1, 15]. Качественно новым результатом является обнаруженное длительное послесвечение ионизованного кальция.

Полученные результаты выявляют также определенные возможности использования спектрографа с ЭОП для решения задач абсолютной спектрофотометрии.

Я глубоко благодарен К. К. Чуваеву за решающее участие в отладке СПЭМ-2, Н. И. Шаховской за фотоэлектрический патруль YZ CMi во время спектральных наблюдений, А. А. Боярчуку и А. Б. Северному за обсуждение результатов, А. И. Брунс и Г. Н. Шарановой за помощь в обработке спектрограмм и в подготовке рукописи.

Март 1970 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1966, 43, 1168; 1967, 44, 260.
2. N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, № 339.
3. A. D. Andrews, et al. IBVS, 1969, № 325.
4. S. Cristaldi et al. IBVS, 1969, № 332.
5. P. F. Chugainov. IBVS, 1969, № 338.
6. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, К. Я. Лиморенко, Г. А. Мониин, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 277.
7. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 281.
8. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 331.
9. B. Lovell. Nature, 1969, 222, 1126.
10. W. E. Kunkel. Nature, 1969, 222, 1129.
11. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1970, 6, 191.
12. K. Osawa et al. IBVS, 1969, № 331.
13. F. M. Bateson. IBVS, 1969, № 352.
14. C. R. O'Dell. Astrophys. J., 1963, 138, 1018.
15. W. E. Kunkel. Dissertation. Austin, 1967.



СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ AC + 39°1214 — 608

Н. И. Шаховская

Фотоэлектрические наблюдения звезды в фотометрической системе, близкой к *B*, показали существование вспышечной активности типа UV Cet. За 47 час патрульных наблюдений зарегистрировано семь слабых вспышек.

По шести спектрограммам с дисперсией 160 Å/мм определены эквивалентные ширины эмиссионных линий Ca II и водорода. Найдены также относительные интенсивности этих линий. Обнаружена переменность эмиссионных линий, не связанная со вспышками во время спектральных наблюдений. Возможные причины переменности: 1) изменения состояния хромосферы звезды в разные сезоны наблюдений; 2) медленный спад интенсивности линий после вспышек, которые могли произойти незадолго до спектральных наблюдений.

SPECTRAL AND PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF THE FLARE STAR AC + 39° 1214—608, by *N. I. Shakhovskaya*.— Photoelectric observations of this star in photometric system close to *B* showed the flare activity UV Cet-type. Seven weak flares were observed during the whole 47 monitoring time.

The equivalent widths of Ca II and H emission lines have been obtained using six spectrograms with the dispersion 160 Å/mm. The relative intensities of these lines have also been determined. Variations of the emission which are not caused by flares during the exposure time have been found. Two possible causes of these variations may be suggested: 1) variations in the common state stellar chromosphere from one season to the other; 2) the slow decay of the emission lines after flares, probable having been before the spectral observations.

Вспышечная активность звезды AC + 39°1214 — 608 (20C 1250AB) dM3e была заподозрена Джемом [1] на основании переменности эмиссионных линий [2]. Кшеминский [3] наблюдал звезду фотоэлектрически в системе *UBV* и нашел непериодические изменения блеска с амплитудой 0<sup>m</sup>10 в системе *V*. Быстрых вспышек, характерных для звезд типа UV Cet, обнаружено не было. Средняя величина и цвета звезды по [3] равны

$$V = 10^m12, B - V = 1^m50, U - B = 1^m10.$$

Звезда AC + 39°1214 — 608 двойная, слабая компонента системы с  $m_V = 12^m0$  расположена на расстоянии  $< 1''$  [4].

## Фотометрические наблюдения

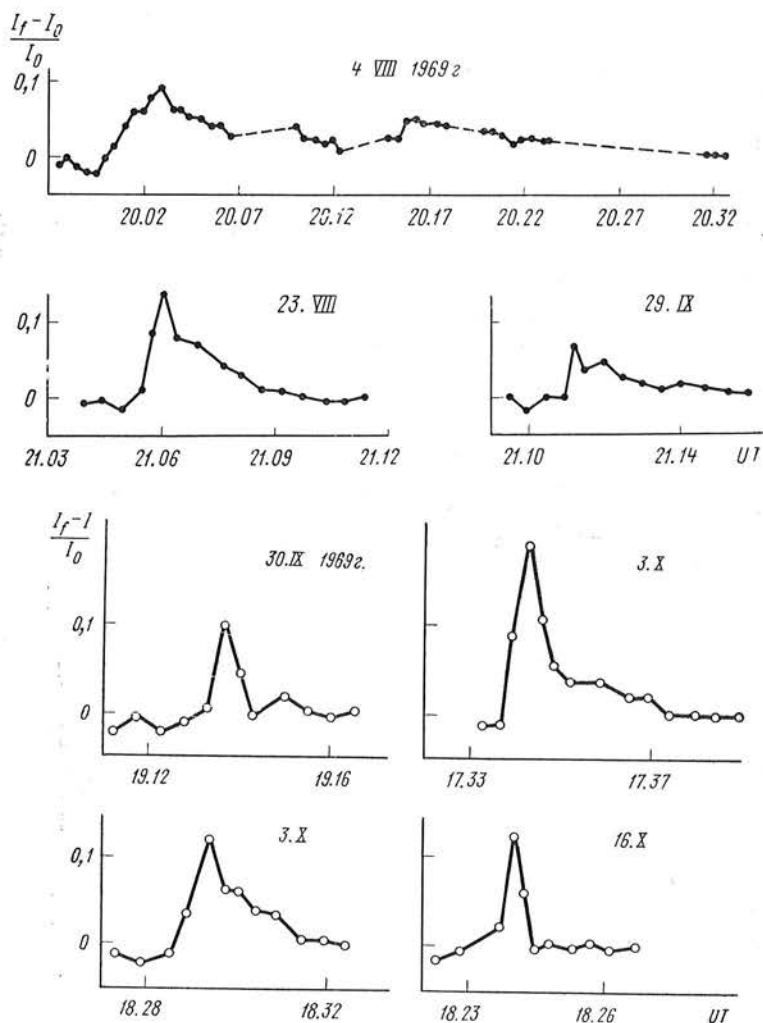
Наши фотометрические наблюдения проводились на 640-мм менисковом телескопе Крымской астрофизической обсерватории в фотометрической системе, близкой к *B*. Время патрулирования указано в табл. 1. За время патрулирования — 46<sup>h</sup>56<sup>m</sup> — было зарегистрировано семь быстрых вспышек. В табл. 2, согласно рекомендации для наблюдений вспышечных звезд [5], приводятся следующие характеристики вспышек: дата и мировое время в момент максимума;  $t_b$  — продолжительность вспышки от начала до момента максимума;  $t_a$  — продолжительность

Таблица 1

Дата, 1969 г.	Время патрулирования, УТ		
20.VII	20 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> — 21 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> ,	21 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> — 21 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> .	
23.VII	18 50 — 19 51,	19 52 — 21 14,	21 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> — 23 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> .
26.VII	18 59 — 21 33,	21 36 — 22 20.	
4.VIII	18 55 — 20 07,	20 10 — 20 13,	20 14 — 20 23,
	20 37 — 20 50,	20 51 — 21 10,	21 18 — 21 52,
	22 15 — 22 45,	22 53 — 23 52.	
5.VIII	18 49 — 19 09,	19 11 — 19 19,	19 26 — 19 53,
	20 01 — 20 25,	20 30 — 21 07,	21 37 — 22 52,
	22 53 — 23 43.		
6.VIII	18 34 — 19 01,	19 03 — 19 33,	19 37 — 20 02,
	20 05 — 20 19,	20 23 — 20 38.	
7.VIII	20 57 — 21 31,	22 06 — 22 35,	22 37 — 23 10,
	23 16 — 23 23,	23 26 — 23 35,	23 39 — 23 53,
	23 55 — 00 10.		
19.VIII	18 20 — 18 33,	19 16 — 19 36,	20 28 — 20 45.
23.VIII	19 18 — 19 42,	19 45 — 19 48,	19 52 — 20 37,
	20 39 — 21 17,	21 40 — 21 50.	
27.IX	18 07 — 18 13,	18 14 — 18 28,	18 29 — 18 44,
	18 45 — 19 15,	19 30 — 20 10,	20 15 — 20 28,
	20 30 — 20 47.		
29.IX	17 10 — 17 53,	18 16 — 18 53,	19 00 — 20 16,
	20 18 — 21 42,	21 48 — 22 30.	
30.IX	17 08 — 17 39,	17 54 — 19 09,	19 13 — 19 23,
	19 27 — 19 32,	19 34 — 19 46.	
3.X	17 24 — 18 00,	18 05 — 18 33.	
4.X	17 34 — 18 02,	18 08 — 19 00.	
7.X	17 02 — 17 45,	17 53 — 18 50.	
10.X	16 47 — 16 50,	16 51 — 17 23,	17 32 — 18 50.
11.X	16 42 — 17 31,	17 44 — 18 42,	18 49 — 19 01.
15.X	16 30 — 17 09,	17 19 — 18 26.	
16.X	16 34 — 17 35,	17 20 — 18 30.	
20.X	18 48 — 19 36,	19 38 — 20 04,	20 08 — 21 02.
	21 08 — 21 20.		
21.X	17 03 — 17 17,	17 24 — 18 30,	18 33 — 18 54,
	19 00 — 19 04,	19 08 — 21 00.	

Таблица 2

Дата, 1969 г.	Время, УТ	$t_b$ , мин	$t_a$ , мин	$\Delta m_B$	$\Delta m_{lim}$	$P$ , мин
4.VIII	21 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> ,0	3,0	29:	0 <sup>m</sup> 10	0 <sup>m</sup> 03	0,91
23.VIII	21 06,0	0,5	3,5	0,12	0,03	0,21
29.IX	20 11,2	0,2	3,8	0,08	0,03	0,12
30.IX	19 16,8	0,4	0,7	0,10	0,05	0,04
3.X	17 34,4	0,6	3,2	0,19	0,04	0,41
3.X	18 29,4	0,7	2,5	0,12	0,05	0,15
16.X	18 24,2	0,3	0,4	0,13	0,04	0,05



Фотоэлектрические кривые блеска вспышек AC + 39° 1214—608 в системе, близкой к В

вспышки после максимума;  $\Delta m_B$  — амплитуда вспышки в звездных величинах в инструментальной системе;  $\Delta m_{\text{lim}}$  — предельная звездная величина вспышки, которую мы можем обнаружить в данных условиях;  $P$  — интегральная интенсивность вспышки, определенная по формуле

$$P = \int_{t_1}^{t_2} \frac{I_{0+f} - I_0}{I_0} dt,$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — моменты начала и конца вспышки,  $I_0$  — измеренная интенсивность для звезды в спокойном состоянии,  $I_{0+f}$  — измеренная интенсивность во время вспышки.

На фигуре показаны кривые блеска вспышек.

### Спектральные наблюдения

С целью исследования хромосферы звезды в спокойном состоянии было получено несколько спектрограмм на спектрографе СП-72, установленном в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа ЗТШ. Использовалась камера  $F/1$  с дисперсией 160 Å/мм и фотоэмульсия А-700. Исследуемый ин-



тервал длин волн ( $\lambda\lambda$  3850—6800 Å) перекрывался двумя экспозициями: во время первой фотографировался коротковолновый участок спектра, во время второй — длинноволновый. Все полученные спектрограммы были измерены на микрофотометре, дающем запись прямых интенсивностей. По регистрограммам спектров измерялись эквивалентные ширины эмиссионных линий. Результаты измерений приведены в табл. 3. Вероятная ошибка измерения эквивалентной ширины эмиссионной линии по одной спектрограмме составляет около 25%.

Таблица 3

Дата и время (UT) экспозиции	Эквивалентные ширины эмиссионных линий, Å					
	K Ca II	H $\epsilon$ + H Ca II	H $\delta$	H $\gamma$	H $\beta$	H $\alpha$
11.VIII 1968 г. 21 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> —23 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup>	5,0	6,5	0,6	0,8	1,0	—
23 13 — 23 28	—	—	—	—	—	3,5
24.VII 1969 г. 23 07 — 00 30	6,4	9,4	1,8	1,6	1,3	—
7.VIII 1969 г. 21 55 — 23 30	13	15	1,4	1,8	1,3	—
23 32 — 23 55	—	—	—	—	—	3,1
8.VIII 1969 г. 21 55 — 23 25	5,9	9,8	1,2	1,5	1,1	—
23 30 — 24 00	—	—	—	—	—	3,0
23.VIII 1969 г. 19 28 — 20 44	7,0	12	2,0	1,8	—	—
20 48 — 21 10	—	—	—	—	—	2,8
31.X 1969 г. 18 50 — 19 30	5,2	10	2,0	1,7	—	—
Среднее . . .	6,4 $\pm$ 0,6	10 $\pm$ 1	1,8 $\pm$ 0,2	1,6 $\pm$ 0,2	1,2 $\pm$ 0,2	3,0 $\pm$ 0,2

Спектральные наблюдения частично перекрывались по времени с фотоэлектрическим патрулированием, которое осуществлялось в это время студентом ЛГУ К. Л. Масленниковым на 640-мм телескопе.

Первая спектрограмма 23.VIII 1969 г. была получена во время фотометрического патрулирования. Так как вспышек не зарегистрировано, то можно считать, что измеренные по этой спектрограмме эквивалентные ширины относятся к звезде в спокойном состоянии. Значение эквивалентной ширины линии H $\alpha$ , определенное по второй спектрограмме 7.VIII 1969 г., по той же причине можно считать относящимся к звезде в спокойном состоянии. Отличия эквивалентных ширин на спектрограммах 24.VII, 8.VIII и 31.X 1969 г. от значений для спокойного состояния не превосходят ошибок их определения. Небольшая и непродолжительная вспышка 23.VIII 1969 г. (см. табл. 2 и фигуру) произошла во время экспонирования второй спектрограммы, но она не вызвала заметного усиления H $\alpha$ .

Указанные в последней строке табл. 3 средние значения эквивалентных ширин с их ошибками вычислены по всем спектрограммам, за исключением спектрограммы за 11.VIII 1968 г. для линии H $\alpha$  и спектрограмм за 11.VIII 1968 г. и 7.VIII 1969 г. для всех остальных линий.

Из данных табл. 3 следует, что все эквивалентные ширины эмиссионных линий на первой спектрограмме 11.VIII 1968 г. заметно меньше, чем на остальных. Отличия измеренных на этой спектрограмме эквивалентных ширин линий H $\epsilon$  + H Ca II, H $\delta$  и H $\gamma$  от их средних значений существенно превосходят возможные ошибки измерений. Трудно допустить, что все

спектрограммы, кроме первой 11.VIII 1968 г., были получены во время вспышек. Действительно, судя по нашим фотоэлектрическим наблюдениям, вспышечная активность звезды в период наблюдений в 1969 г. была небольшой. Поэтому усиление эмиссионных линий можно объяснить общим увеличением мощности хромосферы звезды AC + 39°1214 — 608 в период наблюдений 1969 г. по сравнению с 1968 г. По-видимому, такие же изменения состояния хромосферы и связанные с ними изменения вспышечной активности наблюдаются и у других вспыхивающих звезд, на что указывают приведенные в [6] результаты фотоэлектрических наблюдений.

На спектрограмме 7.VIII 1969 г. заметно усилены линии  $H_{\epsilon} + H \text{ Ca II}$  и  $K \text{ Ca II}$ . Отличия эквивалентных ширин этих линий от соответствующих средних значений, как видно из табл. 3, существенно превосходят возможные ошибки измерений. Фотоэлектрический патруль 7.VIII 1969 г. имел перерывы (см. табл. 1), и не исключено, что непродолжительная вспышка могла произойти во время спектральных наблюдений. Однако отличия эквивалентных ширин водородных линий на этой спектрограмме от их средних значений не превосходят ошибок измерений. Кункель [7] отмечает, что на полученной им с разверткой по времени спектрограмме вспышки EV Lac 11.VII 1965 г. падение интенсивности линии  $K \text{ Ca II}$  происходит гораздо медленнее, чем ослабление непрерывного спектра и бальмеровских линий. Возможно, что 7.VIII 1969 г. незадолго до начала спектральных и фотометрических наблюдений произошла сильная вспышка и во время спектрофотографирования звезда еще не полностью возвратилась в нормальное состояние.

Средние величины эквивалентных ширин линий  $\text{Ca II}$  в табл. 3 хорошо согласуются с данными, полученными в [8] для вспыхивающих звезд EV Lac и AD Leo. Но эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода у звезды AC + 39° 1214—608 в два-три раза меньше соответствующих величин, определенных в [8] для пяти известных вспыхивающих звезд.

В табл. 4 приводятся относительные интенсивности эмиссионных линий, найденные по двум спектрограммам. Спектральная чувствительность нашей системы была определена по спектрограммам  $\eta \text{ Ori}$ , полученным в те ночи, когда наблюдалась AC + 39°1214—608. Распределение энергии в спектре  $\eta \text{ Ori}$  взято из [9].

Таблица 4

Дата, 1969 г.	$K \text{ Ca II}$	$H_{\epsilon} + H \text{ Ca II}$	$H_{\delta}$	$H_{\gamma}$	$H_{\beta}$
7.VIII	2,1	2,6	0,51	0,79	1
8.VIII	1,2	2,0	0,41	0,64	1

Различия между двумя значениями относительных интенсивностей линий  $\text{Ca II}$  превосходят возможные ошибки их определения. Вероятная причина усиления линий  $\text{Ca II}$  на спектрограмме 7.VIII 1969 г. обсуждалась выше. В то же время соответствующие различия для водородных линий не превышают ошибок измерений. Бальмеровский декремент в табл. 4 сходен с декрементом в спектрах EV Lac и AD Leo в спокойном состоянии [8], но оба значения относительных интенсивностей линий  $\text{Ca II}$  в два-три раза превышают соответствующие значения из [8].

#### Основные результаты

1. Фотометрически обнаружена вспышечная активность звезды AC + 39°1214 — 608, характерная для звезд типа UV Cet.
2. Спектральные наблюдения показали изменения интенсивностей эмиссионных линий в разные сезоны, по-видимому, не связанные со

вспышками во время фотографирования спектра. Возможные их причины: 1) изменения состояния хромосферы звезды от одного сезона наблюдений к другому; 2) медленный спад интенсивности эмиссионных линий после сильных вспышек, которые могли произойти незадолго до спектральных наблюдений.

3. Сравнение полученных средних эквивалентных ширин и относительных интенсивностей эмиссионных линий с соответствующими данными из [8] показало, что у звезды AC + 39°1214—608 1) водородная эмиссия в два-три раза слабее; 2) эмиссия Ca II сравнима по величине; 3) бальмеровский декремент такой же, как и у других вспыхивающих звезд.

Автор благодарит Р. Е. Гершберга за руководство работой и К. Л. Масленникова за помощь в патрульных наблюдениях.

Апрель 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. А. Джой. Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринстейна. М., ИЛ, 1963, стр. 659.
2. W. J. Luyten. Harvard Bull., 1925, N 830.
3. W. Krzeminski. Low-luminosity Stars, Shiv S. Kumar (Ed.). Gordon and Breach Science Publ., 1968, p. 57.
4. W. Gliese. Astron. Rechen-Institut in Heidelberg, 1957, Serie A, N 4—8.
5. A. D. Andrews, P. F. Chugainov, R. E. Gershberg, V. S. Oskanjan. IBVS, 1969, N 326.
6. R. E. Gershberg. Non Periodic Phenomena in Variable Stars. IAU Colloquium. Budapest, 1968, p. 112.
7. W. E. Kunkel. Dissertation. Austin, 1967.
8. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1970, 6, 191.
9. W. K. Bunsack, J. Stocck. Astrophys. J., 1957, 126, 99.



## ПОГЛОЩЕНИЕ TiO И ВЕЛИЧИНЫ dM-ЗВЕЗД

П. Ф. Чугайнов

Высказывается предположение, что величины  $R_J$ ,  $I_J$  (система Джонсона) красных карликовых звезд зависят не только от болометрических светимостей и эффективных температур этих звезд, но и от интенсивностей полос поглощения TiO. Аномалии поглощения TiO могут вызывать наблюдаемый разброс положений звезд на диаграмме  $M_{R_J}$ ,  $(R - I)_J$ . Наблюдаемые разности величин  $R_J - (102)$  и  $I_J - (102)$  (величины (102) и показатели цвета (102, 65) — в системе Эггена [4]) сравнены с вычисленными для абсолютно черного тела. Три звезды, показывающие, согласно Эггену [4], аномально высокое поглощение TiO, имеют ослабленный блеск  $R_J$  по сравнению с другими звездами с такими же показателями цвета (102, 65). Этот факт подтверждает высказанное выше предположение. Шкалу цветовых температур красных карликовых звезд, полученную Эггеном [4, 5], следует пересмотреть.

THE TiO ABSORPTION AND THE MAGNITUDES OF dM-STARS, by P. F. Chugainov.— The assumption is made that the magnitudes  $R_J$ ,  $I_J$  (Johnson's system) of the red dwarf stars depend not only on the bolometric luminosities and the effective temperatures but also on the strength of TiO absorption bands. The anomalies of strength of TiO absorption may cause the observed dispersion in the positions of stars on the  $M_{R_J}$ ,  $(R - I)_J$ -diagram. The observed differences of magnitudes  $R_J - (102)$  and  $I_J - (102)$  (the magnitudes (102) and colour-indices (102, 65) are in the Eggen's system [4]) are compared with the computed differences for the case of black-body radiation. Three stars, showing according to Eggen [4] abnormally high TiO-absorption, possess the brightnesses  $R_J$  smaller than for the other stars with the same colour-index (102, 65). This fact favours the assumption made above. The colour temperature scale for the dwarf stars obtained by Eggen [4, 5] should be revised.

Звездные величины и показатели цвета широко используются для определения положения звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рессела ( $\Gamma - R$ ). Чаще всего это величины  $V$  и показатели цвета ( $B - V$ ), так как для большинства спектральных классов (от O5 до M0) существуют четкие зависимости между абсолютной величиной  $M_V$  и болометрической светимостью  $M_{bol}$ , между ( $B - V$ ) и эффективной температурой  $T_{эфф}$ .

В случае красных карликовых звезд (dM-звезд) переход от ( $B - V$ ) к эффективной температуре не может быть осуществлен, поскольку зависимость между ними очень слабая и неоднозначная. В интервале спектральных классов от dM0 до dM5 показатель цвета ( $B - V$ ) почти не испытывает систематического изменения, хотя различия его значений для отдельных звезд довольно велики.

Причиной ослабления зависимости между ( $B - V$ ) и эффективной температурой в случае dM-звезд является, как известно, то, что относительное увеличение блеска в фильтре  $V$ , происходящее с уменьшением температуры, компенсируется усилением поглощения полос TiO, которые в этом участке спектра особенно сильны. Упомянутый разброс индивидуальных значений ( $B - V$ ) dM-звезд, по-видимому, свидетельствует о различии поглощения TiO звезд при фиксированной эффективной температуре.

Учитывая это, Крон, Гаскойн и Уайт [1] и позднее Джонсон [2] определили для ряда dM-звезд величины  $R$  и показатели цвета ( $R - I$ ), охватывающие красную и инфракрасную области спектра. Опубликованные

к настоящему времени наблюдения представляют собой довольно обширный материал, пригодный для статистического исследования распределения dM-звезд на диаграмме Г — Р. В отличие от показателей цвета ( $B - V$ ), показатели ( $R - I$ ) очень чувствительны к изменению спектрального класса.

Следует отметить, что в спектральные области, охватываемые фильтрами  $R$ ,  $I$ , попадает ряд полос поглощения TiO. Если предположить, что величины  $R$ ,  $I$  зависят не только от распределения энергии в непрерывном спектре dM-звезд, но и от интенсивностей поглощения TiO, то можно ожидать, что расположение dM-звезд на диаграмме  $M_R$ , ( $R - I$ ) определяется их болометрическими светимостями и эффективными температурами, а также и различиями поглощения TiO. Иначе говоря, можно предполагать, что при фиксированных значениях  $M_{bol}$  и  $T_{эфф}$  имеется разброс индивидуальных значений  $M_R$  и ( $R - I$ ), связанный с аномалиями поглощения TiO.

Таким образом, если ставить задачу статистического исследования распределения dM-звезд на диаграмме Г — Р, то необходимо исследовать влияние поглощения TiO на величины  $R$  и показатели цвета ( $R - I$ ). Данная работа представляет собой первую попытку, предпринятую в этом направлении<sup>1</sup>.

Эгген [4] получил фотоэлектрические наблюдения 80 красных карликовых звезд, предназначенные для определения спектрального распределения непрерывного излучения в красной и инфракрасной областях. Наблюдения проводились им с двумя фильтрами. Один из этих фильтров пропускал излучение в области от 6200 до 6800 Å, а другой — от 9900 до 10 500 Å. Фильтры были центрированы на длины волн 6500 и 10 200 Å. Эгген предполагал, что эти спектральные области сравнительно свободны от полос поглощения TiO и полученные по ним показатели цвета могут быть использованы для оценки цветовой температуры звезды. Измеренные с этими фильтрами величины и показатели цвета Эгген обозначал соответственно (102) и (102, 65).

Нами были рассмотрены звезды, для которых имеются наблюдения величин и показателей цвета как в системах  $R$ ,  $I$  Крона и Джонсона, так и в системе Эггена (102), (102, 65) — всего 37 звезд. Наблюдения Крона были редуцированы к системе Джонсона  $R_J$ ,  $I_J$ . Для исследования влияния поглощения TiO на величины  $R_J$ ,  $I_J$  наблюдаемые разности величин  $R_J - (102)$  и  $I_J - (102)$  сравнивались с вычисленными нами для абсолютно черного тела с температурами, соответствующими показателям цвета (102, 65). Зависимость между температурой и показателем цвета (102, 65) принималась согласно Эггену [5].

Показатели цвета абсолютно черного тела с температурой  $T$  мы определяли, используя известные соотношения

$$R_J - (102) = \text{const}_1 + 2,5 \lg \frac{B(10200, T) \int_0^{\infty} s_{R_J}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} B(\lambda, T) s_{R_J}(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

$$I_J - (102) = \text{const}_2 + 2,5 \lg \frac{B(10200, T) \int_0^{\infty} s_{I_J}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} B(\lambda, T) s_{I_J}(\lambda) d\lambda},$$

<sup>1</sup> Влияние поглощения TiO на визуальные и фотографические величины звезд-гигантов спектрального класса M исследовалось Добронравиным [3].



где  $s_{R_J}$ ,  $s_{I_J}$  — спектральные чувствительности в полосах  $R_J$  и  $I_J$  и  $B(\lambda, T)$  — монохроматические потоки абсолютно черного тела. Данные о спектральной чувствительности были взяты из [6].

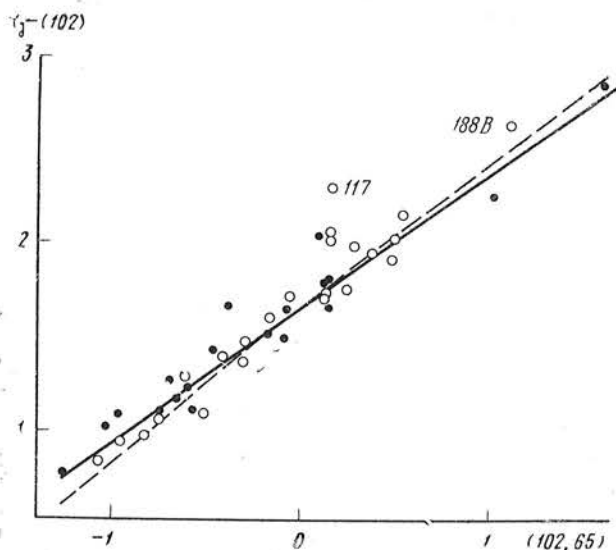
Входящие в эти выражения константы обычно определяются из того условия, что разности величин в двух разных системах должны быть равны нулю для звезд спектрального класса A0 V. В рассматриваемом случае это условие не соблюдается, так как нуль-пункт величин (102) был выбран Эггеном до некоторой степени произвольно. Поэтому определение значений констант мы разбили на два этапа: 1) нуль-пункты величины  $R_J$ ,  $I_J$  и (102) были изменены так, чтобы во всех трех системах звезда  $\alpha$  Луг имела нулевую величину; 2) используя данные о спектральном распределении энергии у  $\alpha$  Луг, взятые из [7], были определены значения констант. При этом мы использовали соотношения

$$\text{const}_1 = -2,5 \lg \frac{F(10200) \int_0^\infty s_{R_J}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) s_{R_J}(\lambda) d\lambda},$$

$$\text{const}_2 = -2,5 \lg \frac{F(10200) \int_0^\infty s_{I_J}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) s_{I_J}(\lambda) d\lambda};$$
(2)

где  $F(\lambda)$  — монохроматические потоки от  $\alpha$  Луг.

Значения поправок к нуль-пунктам следующие:  $\Delta R_J = -0,08$ ,  $\Delta I_J = -0,10$ ,  $\Delta(102) = -45 \pm 0,05$ . Поправки к величинам  $R_J$ ,  $I_J$  просто равны этим величинам для  $\alpha$  Луг, взятым с обратным знаком. Для определения поправок к величинам (102) сравнивались разности величин  $\alpha$  Луг и звезд спектральных классов K0—K5 в длине волны 10 200 Å, опубликованные в [7—12], и величины (102) этих же звезд, взятые из статей Эггена [4, 5]. Все использованные нами величины  $R_J$ ,  $I_J$  и (102) были исправлены согласно приведенным выше данным. Значения констант оказались следующими:  $\text{const } t_1 = +1,16$  и  $\text{const}_2 = 0,46$ .



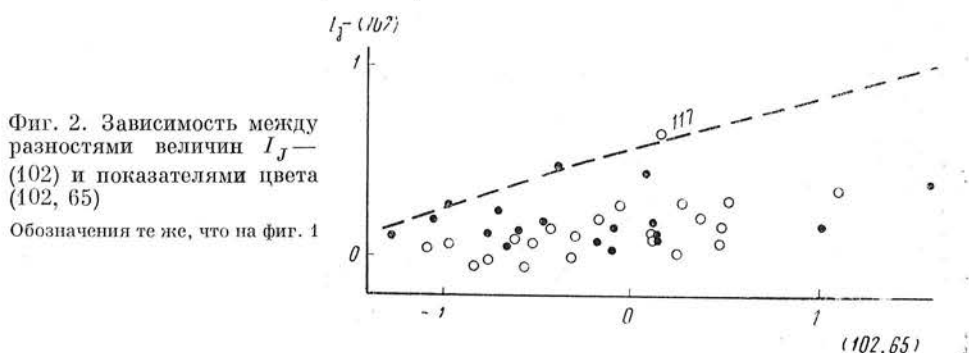
Фиг. 1. Зависимость между разностями величин  $R_J$  — (102) и показателями цвета (102, 65)

Черные кружки — звезды, для которых имеются наблюдения Джонсона величин  $R_J$ . Светлые кружки — звезды, для которых наблюдения величин  $R$ , полученные Кроном, были редуцированы к системе Джонсона  $R_J$ .



Зависимость разностей  $R_J - (102)$  от показателя цвета  $(102, 65)$  показана на фиг. 1. Точки (черные и белые кружки) представляют собой наблюдаемые значения с учетом упомянутых поправок. Штриховой линией изображена вычисленная зависимость для абсолютно черного тела, сплошной — средняя зависимость, полученная по наблюдаемым значениям  $R_J - (102)$  и  $(102, 65)$ . При ее проведении не учитывались звезды № 8, 117 и 188 В (номера звезд согласно каталогу Эггена).

У звезд № 8, 117 и 188 В, согласно Эггену [4], поглощение TiO усилено по сравнению со средним, соответствующим показателям цвета  $(102, 65)$ . На фиг. 1 эти звезды лежат выше средней зависимости, т. е. их блеск  $R_J$



Фиг. 2. Зависимость между разностями величин  $I_J - (102)$  и показателями цвета  $(102, 65)$

Обозначения те же, что на фиг. 1

слабее по сравнению с другими звездами с такими же показателями  $(102, 65)$ . Следовательно, высказанное предположение о существовании разброса величин  $R_J$ , связанного с аномалиями поглощения TiO, оправдывается. Что касается остальных рассматриваемых звезд, то следует отметить, что отклонения индивидуальных значений от средней зависимости значительно превышают ошибки наблюдений, т. е. в основном разброс следует считать реальным.

Наблюдаемая зависимость на фиг. 1 почти совпадает с вычисленной для абсолютно черного тела. Отсюда можно было бы сделать вывод, что для большинства из рассматриваемых звезд влияние поглощения TiO на величины  $R_J$  невелико. Нам, однако, кажется более правильным другое объяснение: наблюдаемые разности  $R_J - (102)$  на самом деле больше, чем для абсолютно черного тела, но они совпали с вычисленными потому, что уровень непрерывного излучения вблизи  $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ , полученный по наблюдениям Эггена, занижен по сравнению с действительным.

Это заключение имеет следующее основание. Просмотр спектрограмм dM-звезды AD Leo и звезды Барнарда, полученных Р. Е. Гершбергом (дисперсия  $23 \text{ \AA/мм}$ ), показал, что в интервале длин волн от 6200 до 6800  $\text{\AA}$ , т. е. в области, пропускаемой фильтром, примененным Эггеном, существует ряд довольно интенсивных полос поглощения. Нами было определено, что ослабление блеска, вызываемое полосами поглощения и соответствующее участку, пропускаемому фильтром, составляет для AD Leo  $+0^m.23$  (вклад эмиссионной линии  $H_\alpha$  не учитывался).

На фиг. 2 приведена зависимость разностей  $I_J - (102)$  от показателя цвета  $(102, 65)$ . Штриховой линией изображена вычисленная зависимость для абсолютно черного тела. Как и на фиг. 1, наибольшее положительное отклонение от средней зависимости имеет звезда № 117. Остальные звезды показывают разброс значений, превышающий ошибки наблюдений. Почти все наблюдаемые значения лежат ниже штриховой линии, причем это различие систематически возрастает с увеличением показателя цвета  $(102, 65)$ , т. е. с уменьшением температуры. Таким образом, сравнение наблюдаемых разностей  $I_J - (102)$  с вычисленными для абсолютно черного тела говорит о том, что цветовые температуры рассматриваемых звезд

в интервале 9000—10 000 Å систематически выше полученных Эггеном по показателям цвета (102, 65).

В заключение автор выражает благодарность Р. Е. Гершбергу, представившему спектрограммы AD Leo и звезды Барнарда.

Ап ель 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. E. Kron, S. C. B. Gascoigne, H. S. White. *Astron. J.*, 1957, 62, 205.
2. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 170.
3. П. П. Добронравин. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1950, 5, 59.
4. O. J. Eggen. *Astrophys. J. Suppl. Series*, 1968, 16, 49.
5. O. J. Eggen. *Astrophys. J. Suppl. Series*, 1967, 14, 307.
6. H. L. Johnson, R. I. Mitchell. *Communs. Lunar and Planet. Lab.*, 1962, N 14.
7. J. B. Oke. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 689.
8. J. B. Oke, P. S. Conti. *Astrophys. J.*, 1966, 143, 134.
9. R. V. Willstrop. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 69, Pt 3.
10. H. L. Johnson. *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, 1964, N 25.
11. D. H. P. Jones. *IAU Sympos.*, N 24, 1966, 141.
12. J. B. Whiteoak. *Astrophys. J.*, 1967, 150, 521.

**КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРА  $\beta$  Lyr. I.  
ИЗМЕНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ  
ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ**

М. Ю. Скульский

По спектрограммам с дисперсией 14 и 34 Å/мм в областях длин волн  $\lambda\lambda$  3600—4900 и  $\lambda\lambda$  5400—6800 Å соответственно получены контуры спектральных линий  $\lambda$  3888 He I, H<sub>8</sub>, H<sub>γ</sub>,  $\lambda$  4471 He I, H<sub>β</sub>,  $\lambda$  5875 He I и H<sub>α</sub> в энергетических единицах для различных фаз изменения блеска затменной переменной  $\beta$  Lyr.

QUANTITATIVE ANALYSIS OF  $\beta$  LYRAE SPECTRA. I. VARIATIONS OF SOME HYDROGEN AND HELIUM LINES, by M. Yu. Skul'sky.— Using spectrograms with dispersions 14 and 34 Å/mm in the regions  $\lambda\lambda$  3600—4900 Å and  $\lambda\lambda$  5400—6800 Å respectively contours of lines  $\lambda$  3888 He I, H<sub>8</sub>, H<sub>γ</sub>,  $\lambda$  4471 He I, H<sub>β</sub>,  $\lambda$  5875 He I and H<sub>α</sub> have been obtained in absolute units for different phases of the eclipsing variable  $\beta$  Lyrae.

Переменность  $\beta$  Lyr обнаружена Д. Гудрайком еще в 1784 г. и с тех пор изучается очень интенсивно. Однако из-за сложных физических явлений, происходящих в системе  $\beta$  Lyr, исследование ее сопряжено со многими трудностями. Этим объясняется множество гипотез, выдвинутых для интерпретации данных наблюдений.

Спектр  $\beta$  Lyr сложный: на обычный В9-спектр главной компоненты налагаются эмиссионные и абсорбционные линии водорода, нейтрального гелия и других элементов, обладающие сложной переменной структурной профилей. Признаков спектра вторичной компоненты не обнаружено.

Попытки интерпретации спектра  $\beta$  Lyr привели к построению нескольких моделей системы. Наиболее удачные из них — это модели О. Струве [1] и Хуан Су-шу [2]. Они отличаются одна от другой в первую очередь объяснением возникновения сложного эмиссионного спектра.

В модели Струве предполагается, что этот так называемый В5-спектр возникает не в обращающих слоях одной из звезд, а в общей расширяющейся газовой оболочке, окружающей всю двойную систему. Линии-спутники, возникающие при фазах 0,93 и 0,06, образуются в разреженных газовых потоках, которые двигаются от одной компоненты к другой.

По модели Хуан Су-шу вторичная компонента окружена массивным непрозрачным диском, расположенным в орбитальной плоскости. Диск поглощает значительную часть излучения вторичной компоненты и некоторую часть излучения яркой во время главного затмения. Предполагается, что из непрозрачного диска истекает вещество, которое находится в холодном состоянии и не наблюдается. Затем оно возбуждается излучением главной звезды и возвращается в диск. При этом возникают эмиссионные линии.

Эти модели не основываются на количественном изучении условий в газовой оболочке  $\beta$  Lyr. Судить о достоверности имеющихся моделей, о возникновении эмиссии, о локализации и движении газа в оболочке системы  $\beta$  Lyr можно, лишь детально изучив контуры сложных абсорбционно-эмиссионных линий.



Впервые описание спектральных линий водорода и гелия в спектре  $\beta$  Луг дано в [3]. Изучение линий  $H_{\alpha}$ ,  $\lambda 5875$  He I и  $\lambda 6678$  He I около минимума главного минимума проведено в [4], где сделан вывод, что широкие эмиссионные линии возникают в газе, находящемся в основном между обеими звездами системы. Более полное исследование линий  $H_{\gamma}$ ,  $\lambda 4388$  He I,  $\lambda 4471$  He I в спектре  $\beta$  Луг выполнено недавно С. Н. Сволопоулосом [5], который считает, что гипотеза о происхождении эмиссионных линий, развиваемая в [4] П. Сахаде, наиболее приемлема.

В [3—5] исследование В5-спектра основывается на интенсивностях линий, отнесенных к непрерывному спектру звезды. При этом не учитывается изменение абсолютной интенсивности непрерывного спектра с периодом  $\beta$  Луг, хотя известно, что она меняется более чем вдвое.

Поэтому необходимо иметь монохроматические кривые изменения интенсивности непрерывного спектра в длинах волн исследуемых линий. Это даст возможность сравнить излучение в каждой из линий при различных фазах. Если известно распределение энергии в непрерывном спектре  $\beta$  Луг, то можно провести сравнение мощностей излучения в разных линиях. Далее можно построить контур каждой спектральной линии для любой фазы в координатах скорость (в км/сек) и поток энергии (в эрг/сек  $\cdot$  см<sup>2</sup>  $\cdot$  Å) или полная монохроматическая светимость (в эрг/сек  $\cdot$  Å).

Ниже описывается методика построения контуров спектральных линий в энергетических единицах и приводятся контуры некоторых линий водорода и гелия для разных фаз.

1. Спектрограммы  $\beta$  Луг получены на дифракционном спектрографе АСП-11 со сменными решетками, установленном в фокусе Нэсмита 1,22-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Дисперсия в области длин волн  $\lambda\lambda 3600—4900$  Å равна 14 Å/мм, а в области  $\lambda\lambda 5400—6800$  Å равна 34 Å/мм. Большинство спектрограмм получено в 1966 и 1969 гг., и только 40 спектрограмм — в 1968 г. Общее число обработанных спектрограмм больше 200.

Использовались эмульсии типа Kodak OaO, Kodak OaF, A 500, A 600 A 700, A 700 F. Спектрограммы фотометрировались на микрофотометре в интенсивностях [6]. Смещения спектральных линий звезды измерялись на приборе ИЗА-2. Вычисление лучевых скоростей производилось на ЭВЦМ «Минск-1» по программе, составленной Д. Н. Рачковским. При этом учитывалась поправка за орбитальное движение Земли вокруг Солнца.

Фазы  $\beta$  Луг вычислялись по элементам [7]:

$$\text{Гл. мин.} = J. D. \quad 2433289,47 + 12,928481 \cdot E + 0,3556 \cdot 10^{-5} \cdot E^2 - \\ - 0,648 \cdot 10^{-10} \cdot E^3 \pm 0,18 \text{ дня.}$$

2. Как сообщалось в [8], для определения элементов орбиты системы  $\beta$  Луг измерялись смещения линий поглощения ионизованных металлов, принадлежащих В9-компоненте. Одновременно на спектрограммах определялись положения почти всех линий нейтрального гелия и водорода в спектральном диапазоне от  $H_{\beta}$  до  $H_{\alpha}$ . Для измерения смещений этих линий мы немного видоизменили обычную, описанную в [9] методику. Это вызвано спецификой исследования контуров сложных спектральных линий. Например, для большей точности определения положения нуля (нуль-пункта ( $\lambda_0$  — несмещенное) на контуре сложной абсорбционно-эмиссионной линии измерялось до четырех деталей этой линии, отождествляемых и фиксируемых с помощью регистрограммы.

Лучевые скорости  $v_r$  одной из измеряемых характерных деталей контура линии (эта деталь отмечена на контуре линии вертикальной черточкой, см. фиг. 3—5), отсчитанные от положения нуля-пункта на контуре линии, мы внесли в табл. 1, где приводится и число  $n$  измеряемых деталей каждой линии, а также фаза и средний момент наблюдения. Время

Таблица 1

Дата	UT	Фаза	$ab\lambda_{\Phi}^{cV}$	$v_r$ км/сек	n
$\lambda 3888 \text{ He I}$					
29.X 1966 г.	16 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	0,760	4,19	-95	3
27.V	22 26	0,794	4,12	-90	3
13.VIII	20 05	0,817	4,00	-95	3
10.VI	21 28	0,873	3,53	-146	3
27.IV 1968 г.	00 02	0,928	2,66	-138	2
7.VII 1966 г.	20 09	0,960	1,91	-160	2
23.XI	19 18	0,985	1,78	-140	2
10.V 1968 г.	23 34	0,008	1,78	-140	3
22.IV 1966 г.	01 14	0,019	1,78	-135	2
8.VII	21 25	0,038	1,91	-160	2
22.VII	00 12	0,052	2,15	-140	2
20.X	18 22	0,070	2,50	-145	2
29.IV 1968 г.	00 43	0,084	2,74	-140	2
22.VII 1966 г.	18 55	0,112	3,14	-140	2
3.XI	15 23	0,143	3,47	-140	3
5.VIII	18 50	0,194	3,87	-165	2
4.XI	15 24	0,220	4,04	-140	2
15.VI	22 02	0,261	4,19	-170	2
17.VI	00 58	0,347	3,93	-83	3
25.VII	23 31	0,359	3,87	-170	2
13.VII	19 31	0,418	3,28	+125	2
18.VI	21 50	0,492	2,64	-60	2
9.VIII	22 15	0,515	2,64	-185	3
13.X	16 25	0,522	2,67	-145	3
19.VI	20 05	0,564	2,99	-195	3
22.XI	15 47	0,613	3,53	-135	2
16.VII	19 30	0,650	3,87	-90	3
24.VIII	18 46	0,663	3,96	-150	3
17.VII	19 46	0,728	4,19	-100	3
$H_{\delta}$					
29.X 1966 г.	16 35	0,760	3,74	+162	2
27.V	22 26	0,794	3,67	+160	2
13.VIII	20 05	0,817	3,57	+160	1
10.VI	21 28	0,873	3,16	+140	2
27.IV 1968 г.	00 02	0,928	2,35	+92	2
7.VII 1966 г.	20 09	0,960	1,72	-35	2
23.IX	19 18	0,985	1,60	-48	1
11.V 1968 г.	00 02	0,010	1,60	-60	1
22.IV 1966 г.	01 14	0,019	1,60	-50	2
8.VII	21 25	0,038	1,71	-80	2
22.VII	00 12	0,052	1,93	-90	2
20.X	18 53	0,071	2,26	-90	2
28.IV 1968 г.	22 52	0,078	2,35	-70	2
22.VII 1966 г.	18 55	0,112	2,79	-93	1
3.XI	15 47	0,144	3,10	-98	2
5.VIII	18 50	0,194	3,45	-125	2
4.XI	15 24	0,220	3,58	-100	2
15.VI	22 02	0,261	3,74	-205	2
17.VI	00 58	0,347	3,52	-175	2

Таблица 1 (продолжение)

Дата	UT	Фаза	$ab\lambda_{\text{ф}}^c v$	$v_r$ км/сек	n
25.VII	23 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup>	0,359	3,43	-190	1
13.VII	19 31	0,418	2,92	-147	2
18.VI	21 50	0,492	2,36	-50	1
9.VIII	22 15	0,515	2,37	-45	2
19.VI	20 05	0,564	2,66	-30	1
23.XI	15 47	0,613	3,15	+95	1
16.VII	19 30	0,650	3,45	+120	1
24.VIII	18 46	0,663	3,54	+150	3
17.VII	19 46	0,728	3,74	+200	2
H $\gamma$					
29.X 1966 г.	16 35	0,761	3,18	+180	3
27.V	22 26	0,794	3,13	+174	2
13.VIII	20 20	0,818	3,05	+190	3
10.VI	21 40	0,873	2,69	+160	2
27.IV 1968 г.	00 46	0,930	1,93	-55	3
7.VII 1966 г.	20 27	0,961	1,47	-55	2
15.VIII	23 54	0,984	1,38	-60	3
11.V 1968 г.	00 02	0,010	1,38	-70	3
22.IV 1966 г.	01 41	0,021	1,38	-115	2
8.VII	21 01	0,036	1,47	-107	3
29.VIII	18 28	0,049	1,64	-65	2
21.VII	23 43	0,051	1,65	+103	2
20.X	18 53	0,071	1,94	-110	2
28.IV 1968 г.	22 52	0,078	2,05	-83	3
22.VII 1966 г.	19 15	0,114	2,39	-115	2
3.XI	15 47	0,144	2,67	-110	2
5.VIII	19 26	0,196	2,96	-140	2
4.XI	15 47	0,221	3,08	-78	3
15.VI	22 21	0,262	3,18	-90	2
17.VI	00 58	0,347	2,95	-180	2
26.VII	00 27	0,363	2,50	-180	2
13.VII	19 48	0,419	2,50	-80	2
18.VI	21 30	0,491	2,06	-40	2
9.VIII	22 42	0,516	2,06	-40	2
19.VI	22 51	0,573	2,34	+10	1
22.XI	15 47	0,613	2,68	+100	2
24.VIII	18 46	0,663	3,00	+130	3
17.VII	19 12	0,726	3,18	-75	3
$\lambda 4471$ He I					
29.X 1966 г.	17 01	0,761	2,93	-55	2
13.VIII	20 20	0,818	2,82	-105	3
10.VI	22 09	0,875	2,49	-80	2
27.IV 1968 г.	00 46	0,930	1,84	-90	3
7.VII 1966 г.	20 27	0,961	1,37	-60	3
15.VIII	23 54	0,984	1,28	-70	2
10.V 1968 г.	23 34	0,008	1,27	-100	2
22.IV 1966 г.	01 41	0,021	1,28	-120	2
8.VII	19 32	0,031	1,33	-90	2
8.VII	21 01	0,036	1,35	-95	3
21.VII	22 41	0,047	1,51	-100	2



Таблица 1 (продолжение)

Дата	UT	Фаза	$ab\lambda\phi c\gamma$	$v_{r'}$ км/сек	n
29.VIII	19 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	0,052	1,55	-85	2
20.X	17 40	0,067	1,78	-125	2
28.IV 1968 г.	22 52	0,078	1,89	-110	2
22.VII 1966 г.	18 25	0,111	2,20	-105	3
3.XI	15 47	0,144	2,45	-110	1
5.VIII	19 26	0,196	2,74	-105	2
4.XI	15 47	0,221	2,85	-97	2
15.VI	22 21	0,262	2,93	-90	2
17.VI	01 11	0,348	2,77	-78	3
26.VII	00 27	0,363	2,70	+200	1
13.VII	19 48	0,419	2,31	-105	3
18.VI	22 12	0,493	1,90	-40	2
9.VIII	22 42	0,516	1,90	-25	2
19.VI	22 51	0,573	2,16	-30	2
22.XI	16 15	0,614	2,48	-60	3
16.VII	20 06	0,652	2,72	-78	2
24.VIII	19 23	0,665	2,78	+130	3
17.VII	19 12	0,726	2,93	-87	3
H					
29.X 1966 г.	17 01	0,761	2,32	-55	3
13.VIII	19 45	0,816	2,22	-205	3
7.VIII 1968 г.	01 20	0,819	2,22	-55	3
11.XII 1969 г.	16 10	0,834	2,16	-110	2
10.VI 1966 г.	22 09	0,875	1,97	+100	2
15.IX 1968 г.	17 50	0,887	1,90	+80	3
27.IV	00 23	0,929	1,47	+100	3
21.VIII	19 04	0,959	1,10	-232	3
22.X 1969 г.	16 28	0,969	1,05	-215	3
30.XI	15 23	0,981	1,02	-90	3
23.IX 1966 г.	20 00	0,987	1,02	+70	3
19.X	17 02	0,988	1,02	-112	3
11.V 1968 г.	00 57	0,013	1,02	-105	3
24.VII 1969 г.	18 30	0,016	1,02	+120	2
8.VII 1966 г.	19 32	0,031	1,04	+90	1
4.IX 1968 г.	17 31	0,036	1,07	+98	4
10.X 1969 г.	16 49	0,042	1,14	+98	2
21.VII 1966 г.	22 41	0,047	1,15	+90	1
28.IV 1968 г.	23 44	0,081	1,53	-185	3
23.IV 1966 г.	01 24	0,097	1,66	-130	2
11.X 1969 г.	18 52	0,125	1,86	-105	2
12.V 1968 г.	21 37	0,157	2,02	-105	2
12.X 1969 г.	17 32	0,201	2,18	+215	2
26.V 1968 г.	20 55	0,237	2,29	-80	4
12.VIII	21 35	0,270	2,32	-75	3
27.V	19 46	0,311	2,28	-130	3
26.VIII	19 25	0,344	2,22	-95	4
14.VIII	21 52	0,426	1,85	-30	4
17.VII 1969 г.	18 55	0,480	1,53	-88	3
15.VIII 1968 г.	22 40	0,506	1,50	+108	4
22.VIII 1966 г.	20 08	0,514	1,50	+125	3
18.VII 1969 г.	19 54	0,557	1,62	+145	3

Таблица 1 (продолжение)

Дата	UT	Фаза	$ab_{\lambda\phi}^{cV}$	$v_r$ км/сек	n
16.VIII 1968 г.	18 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	0,564	1,65	+132	3
17.X 1969 г.	16 11	0,581	1,76	+175	2
6.V 1968 г.	00 01	0,623	2,01	-50	3
16.VII 1966 г.	20 06	0,652	2,14	-160	3
31.X 1969 г.	19 23	0,665	2,19	-50	2
31.VIII 1968 г.	17 28	0,720	2,32	+90	4
19.X 1969 г.	16 42	0,738	2,32	+105	3

 $\lambda 5875$  He I

29.X 1966 г.	15 50	0,756	1,39	-85	3
8.VII 1969 г.	18 55	0,780	1,38	-97	3
28.V 1966 г.	00 22	0,800	1,36	-70	3
7.X 1969 г.	17 30	0,812	1,34	-152	3
13.VIII 1968 г.	21 08	0,820	1,33	-98	3
9.VII 1969 г.	19 15	0,859	1,24	+90	3
6.VII 1966 г.	18 58	0,875	1,20	-58	3
16.XI 1969 г.	15 22	0,898	1,10	+310	3
29.XI	17 49	0,912	1,025	-98	3
26.IV 1966 г.	23 10	0,925	0,94	-105	3
23.VII 1969 г.	18 20	0,939	0,83	-130	3
24.VI 1966 г.	21 08	0,955	0,72	-105	3
22.X 1969 г.	16 10	0,968	0,65	-240	3
30.XI	15 00	0,979	0,64	-130	3
30.XI	16 59	0,986	0,64	-120	3
30.XI	18 46	0,992	0,64	-115	3
10.V 1968 г.	23 00	0,007	0,64	-98	3
24.VII 1969 г.	18 30	0,016	0,64	-245	3
5.XI 1969 г.	15 30	0,048	0,76	-230	3
22.VII 1966 г.	01 05	0,055	0,80	-115	3
5.XI 1969 г.	19 33	0,061	0,84	-140	3
5.V 1966 г.	23 46	0,096	1,02	-135	3
11.X 1969 г.	18 22	0,124	1,13	+122	3
3.XI 1966 г.	17 25	0,149	1,21	-290	3
20.XI 1969 г.	15 07	0,207	1,33	-95	3
22.X 1966 г.	18 39	0,225	1,36	-118	3
15.VI	23 57	0,267	1,39	-90	3
21.XI 1969 г.	15 13	0,284	1,38	-85	4
2.VII	19 13	0,317	1,355	-78	3
16.VI 1966 г.	23 44	0,344	1,33	-78	3
22.XI 1969 г.	15 11	0,351	1,28	-180	3
13.VII 1966 г.	21 06	0,422	1,12	-58	3
23.XI 1969 г.	15 08	0,439	1,06	-58	3
17.VII	18 44	0,479	0,92	-98	3
22.VIII 1966 г.	18 20	0,507	0,90	-30	3
11.XI 1969 г.	15 15	0,512	0,90	-150	4
10.VIII 1966 г.	01 00	0,524	0,90	+116	3
5.VII 1969 г.	19 35	0,556	0,96	-188	3
12.XI	15 30	0,590	0,95	-202	4
8.XII	17 02	0,605	1,15	-195	3
6.VII	18 56	0,626	1,215	-95	3
16.VII 1966 г.	20 38	0,654	1,28	+110	3
31.XI 1969 г.	19 21	0,674	1,34	-200	3

Таблица 1 (окончание)

Дата	UT	Фаза	$ab\lambda\phi c\gamma$	$v_p$ , км/сек	n
7.VII 1969 г.	18 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup>	0,702	1,38	-90	4
17.VII 1966 г.	20 33	0,731	1,39	-105	3
23.XI 1969 г.	15 10	0,758	1,39	-238	3
$H_\alpha$					
29.X 1966 г.	15 50	0,756	1,00	-135	2
28.V	00 22	0,800	0,98	-70	3
7.X 1969 г.	17 30	0,812	0,97	-108	3
13.VIII 1966 г.	21 08	0,820	0,96	-112	3
9.VII 1969 г.	19 15	0,859	0,90	-205	3
6.VII 1966 г.	18 53	0,875	0,86	-95	3
16.XI 1969 г.	15 22	0,898	0,80	-230	3
29.XI	17 49	0,912	0,76	-215	3
23.VII	17 55	0,937	0,61	-230	4
24.VI 1966 г.	21 08	0,955	0,52	-115	3
22.X 1969 г.	16 10	0,968	0,47	-132	3
30.XI	15 00	0,979	0,46	-132	3
30.XI	16 59	0,986	0,46	-132	3
30.XI	18 46	0,992	0,46	-212	3
19.X 1966 г.	18 58	0,994	0,46	-202	4
24.VII 1969 г.	21 15	0,016	0,46	-210	3
23.X	15 59	0,044	0,53	-202	3
22.VII 1966 г.	01 05	0,055	0,57	-195	2
20.X	16 21	0,063	0,61	-192	3
5.V	23 46	0,096	0,74	-195	3
11.V 1969 г.	18 04	0,123	0,81	-202	3
3.XI 1966 г.	17 25	0,149	0,87	-200	3
20.XI 1969 г.	15 07	0,207	0,96	-200	3
22.X 1966 г.	18 39	0,225	0,98	-98	3
15.VI	23 57	0,267	1,00	-215	3
21.X 1969 г.	15 13	0,284	1,00	-95	3
2.VII	19 13	0,317	0,975	-200	3
16.VI 1966 г.	23 44	0,344	0,95	-82	3
22.XI 1969 г.	15 11	0,361	0,92	+32	3
13.VII 1966 г.	21 06	0,422	0,81	-160	3
23.XI 1969 г.	15 08	0,439	0,76	-25	3
17.VII	18 44	0,479	0,65	-190	3
16.X	16 04	0,504	0,645	+135	3
11.XI	15 15	0,512	0,645	-40	3
10.VIII 1966 г.	01 00	0,524	0,65	-78	2
18.VII 1969 г.	19 35	0,556	0,69	+110	3
17.X 1969 г.	15 56	0,580	0,755	+145	3
12.XI	15 30	0,590	0,78	+85	3
12.XI	18 49	0,600	0,81	-210	2
16.VII 1966 г.	20 38	0,654	0,94	-140	3
31.X 1969 г.	15 56	0,663	0,94	-58	3
31.X	19 21	0,674	0,96	-130	3
17.VII 1966 г.	20 33	0,731	1,00	-180	3
23.XI 1969 г.	15 10	0,758	1,00	-200	3



экспозиции спектрограмм составляло в среднем меньше одной тысячной периода изменения блеска.

3. Для абсолютной спектрофотометрии линий  $\beta$  Луг необходимо располагать данными об абсолютном же распределении энергии в ее непрерывном спектре, его изменении с фазой, а также надежной кривой изменения блеска.

Имея такие данные, интенсивность излучения в любой спектральной линии можно представить в виде

$$I_{\lambda}^{\text{abs}} = \frac{I_{\lambda}}{I_{\text{н}}} ab_{\lambda\phi} c_V, \quad (1)$$

где  $I_{\lambda}/I_{\text{н}}$  — наблюдаемое отношение интенсивностей исследуемой линии и непрерывного спектра в той же длине волны;  $a$  — отношение абсолютной интенсивности излучения непрерывного спектра в длине волны исследуемой линии к абсолютной интенсивности излучения непрерывного спектра в длине волны линии, выбранной за исходную в максимуме блеска  $\beta$  Луг;  $b_{\lambda\phi}$  — коэффициент, учитывающий изменение распределения энергии излучения непрерывного спектра  $\beta$  Луг с фазой изменения блеска в длине волны  $\lambda$ ;  $c_V$  — коэффициент, учитывающий изменение интенсивности излучения с фазой (у нас получен из кривой блеска звезды в системе V).

Таким образом, для получения интенсивности линий необходимо определить коэффициенты  $a$ ,  $b_{\lambda\phi}$ ,  $c_V$ .

Абсолютная спектрофотометрия  $\beta$  Луг не производилась, а относительная фотографическая спектрофотометрия [10] недостаточно точна. Однако для  $\beta$  Луг имеется шестицветная колориметрия [11] в системе Стеббинса и Крона [12], которая позволяет получить относительное распределение энергии в спектре  $\beta$  Луг в разных фазах, поскольку она проведена для 12 моментов, более или менее равномерно распределенных по кривой изменения блеска.

Для получения абсолютного распределения энергии излучения в спектре  $\beta$  Луг необходимо иметь возможность перейти от шестицветной колориметрии к абсолютным спектрофотометрическим измерениям. Этот переход можно осуществить с помощью звезд, для которых есть как шестицветная колориметрия [12], так и абсолютная спектрофотометрия (с этой целью мы использовали результаты Р. В. Вилстрона [13]). При этом желательно, чтобы это были звезды спектральных классов, близких к  $\beta$  Луг.

Такое сопоставление в диапазоне  $\lambda\lambda 4000-6500 \text{ \AA}$  проведено с помощью звезд  $\alpha$  Oph,  $\eta$  Oph и  $\alpha$  And. Кроме того, в диапазоне  $\lambda\lambda 3400-10000 \text{ \AA}$  использовалась звезда  $\delta$  Cyg, распределение энергии в спектре которой, взятое из [14], было предварительно привязано к системе [13].

Калибровка шестицветной колориметрии проводилась в эффективной длине волны  $\lambda_{\text{эфф}} 5700 \text{ \AA}$  фильтра G [12] так, чтобы звездной величине в фильтре G каждой из звезд соответствовало в эффективной длине волны этого фильтра значение монохроматического потока, взятое из спектрофотометрии [13] этих звезд.

Используя показатели цвета  $V-G$ ,  $B-G$ , а для  $\delta$  Cyg и  $U-G$ ,  $R-G$ ,  $I-G$ , мы получили монохроматические потоки в  $U$ ,  $V$ ,  $B$ ,  $R$ ,  $I$ -полосах шестицветной колориметрии. Затем нашли переходные множители от полученных значений монохроматических потоков в эффективных длинах волн  $U$ ,  $V$ ,  $B$ ,  $R$ ,  $I$ -полос шестицветной колориметрии к потокам, данным в [13].

Переходные множители, определенные из сопоставления шестицветной колориметрии и спектрофотометрии для четырех звезд, совпали в пределах  $\pm (1-2)\%$ .

Использование усредненных значений переходных множителей и данных шестицветной колориметрии  $\beta$  Луг [11] дало возможность получить распределение энергии в спектре  $\beta$  Луг для 12 моментов кривой блеска.

Для абсолютизации монохроматических потоков  $\beta$  Луг было принято, согласно [13], что звезда А0 нулевой величины в системе V Джонсона—Моргана излучает  $3,36 \cdot 10^{-9}$  эрг/сек  $\cdot$  см<sup>2</sup>  $\cdot$  Å при  $\lambda 5700$  Å.

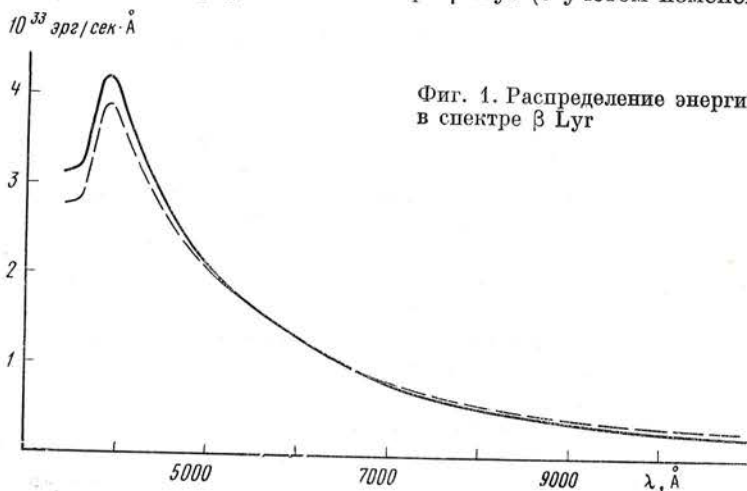
Некоторые результаты вычислений представлены в табл. 2, где в первом столбце даны значения эффективных длин волн шестичветной колориметрии [11, 12], а во втором — значения усредненных переходных множителей от данных шестичветной колориметрии к распределению энергии излучения в системе [13]. В следующих трех столбцах показаны значения монохроматических энергетических освещенностей в единицах  $10^{-9}$  эрг/сек  $\cdot$  см<sup>2</sup>  $\cdot$  Å для звезды  $\delta$  Суг и двух из двенадцати фаз  $\beta$  Луг, а именно 0,017 и 0,244, соответствующих минимуму и максимуму блеска звезды. Как и в [13], монохроматические потоки приведены к значению для звезд нулевой величины.

Таблица 2

$\lambda_{\text{эфф}}$ , Å	K	$\delta$ Суг	$\beta$ Луг		$\lambda$ , Å	$E \cdot 10^{-33}$ , эрг/сек $\cdot$ Å	a
			0,017	0,244			
3530	0,522	3,65	5,69	6,41	3888	4,23	4,10
4220	0,991	7,15	6,81	7,30	4101	3,78	3,74
4880	1,084	5,00	4,85	5,06	4340	3,21	3,18
5700	1	3,31	3,36	3,36	4471	2,96	2,93
7190	0,775	1,60	1,83	1,76	4861	2,34	2,32
10830	0,475	0,65	0,80	0,69	5875	1,40	1,39
					6562	1,01	1

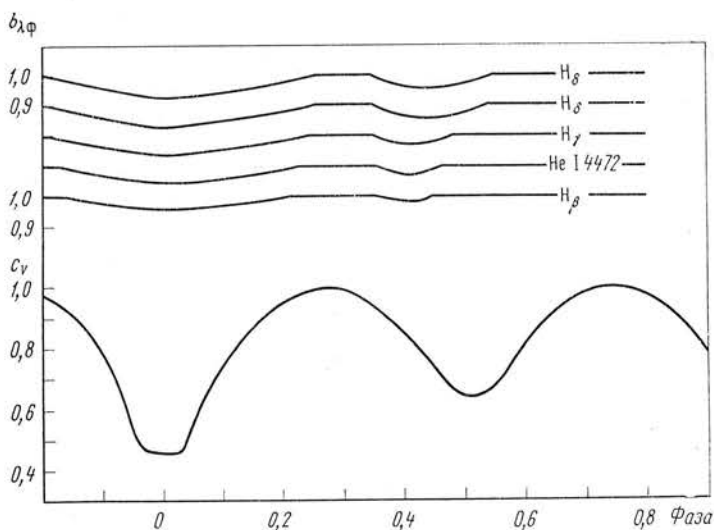
Для определения полного потока монохроматического излучения спектра  $\beta$  Луг необходимо знать расстояние до звезды и величину межзвездного поглощения. Согласно [15], в максимуме блеска  $\beta$  Луг имеет  $V = 3^m,35$ . По данным [16] межзвездное поглощение при наблюдении в фильтре V равно  $0^m,19$  и модуль расстояния равен  $7^m,1$ .

В эффективной длине волны фильтра V ( $\lambda_{\text{эфф}} = 5560$  Å) монохроматический поток для  $\beta$  Луг, приведенный к звезде нулевой величины (получено графически с помощью табл. 2), равен  $3,67 \cdot 10^{-9}$  эрг/сек  $\cdot$  см<sup>2</sup>  $\cdot$  Å. Проведя необходимые вычисления, получаем, что для  $\lambda 5560$  Å  $\beta$  Луг в момент максимума блеска излучает  $1,65 \cdot 10^{33}$  эрг/сек  $\cdot$  Å. Абсолютное распределение энергии излучения непрерывного спектра  $\beta$  Луг (с учетом изменения меж-



Фиг. 1. Распределение энергии в спектре  $\beta$  Луг





Фиг. 2. Изменение коэффициентов  $b_{\lambda\phi}$  (верхние кривые) и  $c_V$  (нижняя кривая) с фазой

звездного поглощения с длиной волны) в момент максимума блеска ( $P = 0,244$ ) показано сплошной кривой на фиг. 1. Значения полной монохроматической светимости непрерывного спектра для длин волн исследуемых линий нейтрального гелия и водорода приводятся в правой части табл. 2.

С помощью этой кривой мы легко находим коэффициент  $a = a_{\max}(\lambda, \lambda_0) = I_{\lambda \max} / I_{\lambda_0 \max}$  уравнения (1), причем для удобства в дальнейшей работе мы выбрали за  $\lambda_0$  длину волны линии  $H_{\alpha}$ , поскольку это дает возможность получить определенный энергетический масштаб. Коэффициент  $a$  также приведен в табл. 2.

Штриховая кривая фиг. 1 соответствует абсолютному распределению энергии излучения в фазе минимума блеска  $\beta$  Луг ( $P = 0,017$ ). Обе кривые ограничивают изменения в распределении энергии в спектре. Например, для  $\lambda 4340 \text{ \AA}$ , соответствующей линии  $H_{\gamma}$ , различие уже составляет 6% и растет в фиолетовую область спектра.

Поэтому для длины волны непрерывного спектра каждой исследуемой спектральной линии были найдены поправочные коэффициенты от распределения энергии излучения  $\beta$  Луг в каждой из фаз к значению его в фазе максимума блеска:  $b_{\lambda\phi} = a_{\phi}(\lambda, \lambda_{H_{\alpha}}) / a_{\phi \max}(\lambda, \lambda_{H_{\alpha}})$  (при этом  $b_{\lambda\phi}$  табулируется по фазе и длине волны).

Изменение коэффициентов  $b_{\lambda\phi}$  с фазой для спектральных линий разных длин волн показано в верхней части фиг. 2. Для линий  $\lambda 5875 \text{ He I}$  и  $\lambda 6562 \text{ H}_{\alpha}$  коэффициенты  $b_{\lambda\phi}$  практически не меняются с фазой и равны единице.

Чтобы перейти от нормированного к фактическому излучению энергии для каждой спектральной линии, необходимо еще учесть изменения блеска  $\beta$  Луг с фазой в фильтре  $G$  шестичветной колориметрии ( $\lambda_{\text{эфф}} 5700 \text{ \AA}$ ), поскольку в этом фильтре проводилась калибровка шестичветной колориметрии и коэффициент  $b_{\lambda\phi}$  строго равен единице. К сожалению, мы не располагаем надежной кривой блеска в этом фильтре. Но поскольку эффективные длины волн фильтра  $G$  шестичветной колориметрии [12] и фильтра  $V$  системы Джонсона—Моргана отличаются не сильно, то мы можем использовать кривую блеска  $\beta$  Луг в фильтре  $V$  Джонсона—Моргана, не внося заметной ошибки в монохроматические потоки ( $b_{\lambda\phi}$  здесь также практически равен единице, см. фиг. 1).

При выборе кривой блеска возникает трудность из-за наличия явной переменности амплитуды и формы кривой блеска от цикла к циклу и от года к году [17], а также переменности спектральных характеристик



звезды [18], но, к сожалению, характер этих изменений почти не изучен. Эти неопределенности могут вызвать ошибки до  $\pm 5\%$ .

Мы использовали кривую изменения блеска  $\beta$  Lyr в системе V Джонсона — Моргана, опубликованную в [15]. На основании этой кривой, приведенной в интенсивности и нормированной к максимуму блеска, были определены коэффициенты  $c_V = I_{\lambda V} / I_{\lambda V \max}$ , характеризующие изменения величины амплитуды излучения  $\beta$  Lyr с фазой изменения блеска.

Коэффициенты  $c_V$  представлены на фиг. 2 нижней кривой.

4. Используя найденные значения коэффициентов  $a$ ,  $b_{\lambda\phi}$ ,  $c_V$ , на основании регистрограмм мы получили контуры линий  $\lambda 3888$  He I и  $H_\delta$  (фиг. 3),  $H_\gamma$  и  $\lambda 4471$  He I (фиг. 4), а также  $H_\beta$ ,  $\lambda 5875$  He I и  $H_\alpha$  (фиг. 5), причем к контуру линии  $H_\gamma$  с красной стороны примыкает контур линии  $\lambda 4351$  Fe II, а к контуру линии  $\lambda 4471$  He I — контур линии  $\lambda 4481$  Mg II. Контуры линий расположены по фазам периода изменения блеска  $\beta$  Lyr. При этом наблюдения 1966 г. оставлены без обозначений, наблюдения 1968 г. обозначены ноликом, а наблюдения 1969 г. — крестиком.

Нуль-пункты по оси абсцисс едины для всех контуров данной спектральной линии и не исправлены за движение центра масс системы  $\beta$  Lyr. Линейный масштаб на оси абсцисс одинаков для всех приведенных линий. Для сравнения нанесена шкала в ангстремах. Горизонтальные черточки соответствуют континууму звезды для данной линии. Высота этого континуума, переменная от фазы к фазе в линии, а также от линии к линии, табулирована в табл. 1 ( $ab_{\lambda\phi} c_V$ ). Масштаб по оси ординат одинаков для всех линий. Он указан прямоугольником, высота которого соответствует  $1 \cdot 10^{33}$  эрг/сек. Площадь прямоугольников соответствует мощности излучения  $1 \cdot 10^{33}$  эрг/сек. Å.

Приведенные контуры спектральных линий не усреднялись, поскольку замечено довольно быстрое изменение их деталей на протяжении нескольких часов, а также некоторое различие вида контуров в одной и той же фазе разных циклов изменения блеска звезды. Особенно заметно это различие для контуров линии  $H_\alpha$ , полученных из наблюдений 1966 и 1969 гг.

Приведенные контуры эмиссионно-абсорбционных линий водорода и нейтрального гелия являются материалом для исследования вопроса о динамических и физических условиях в газовой оболочке  $\beta$  Lyr.

Приношу глубокую благодарность А. А. Боярчуку за руководство работой, Э. Б. Вовчик и Р. О. Кернику за помощь при измерении спектрограмм и сотрудникам отдела физики звезд и туманностей Крымской астрофизической обсерватории АН СССР за полезные дискуссии.

Апрель 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. O. Struve. *Astrophys. J.*, 1941, 93, 104.
2. Huang Su-shu. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 342.
3. J. Sahade et al. *Trans. Amer. Philos. Soc.*, 1959, 49, 1.
4. J. Sahade. *Trans. I.A.U.*, 1964, 12B, 494.
5. S. N. Svolopoulos. *Astron. Nachr.*, 1967, 290, H. 4, 155.
6. Б. П. Абражевский. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1966, 34, 331.
7. D. B. Wood, J. E. Forbes. *Astron. J.*, 1963, 68, 257.
8. М. Ю. Скульский. *Астрон. цирк.*, 1969, № 505.
9. Э. А. Витриченко. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1969, 39, 63.
10. К. Х. Саидов. *Труды Сталинабадской obs.*, 1957, 66 (VI), 1.
11. M. J. S. Belton, N. J. Wolf. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 145.
12. J. Stebbins, G. E. Kron. *Astrophys. J.*, 1956, 123, 440.
13. R. V. Willstrop. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 69, pt 3, 83.
14. *Звездные атмосферы*, ред. Гринстейн. ИЛ, 1963, стр. 97—99.
15. D. B. Wood, M. F. Walker. *Astrophys. J.*, 1960, 131, 363.
16. H. A. Abt et al. *Astrophys. J.*, 1962, 135, 429.
17. G. Larsson-Leander. *Arkiv astron.*, 1969, Bd. 5, N 17, 253.
18. В. Я. Алдусева. *Астрон. ж.*, 1969, 46, № 4, 832.

## ИЗМЕНЕНИЯ ЛИНИЙ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ ВОДОРОДА В СПЕКТРЕ КРЕМНИЕВОЙ СПЕКТРАЛЬНО-ПЕРЕМЕННОЙ Ар-ЗВЕЗДЫ CU Vir

Т. А. Рябчикова

Исследовалось изменение с фазой линий бальмеровской серии водорода от  $H_\gamma$  до  $H_{13}$  в спектрально-переменной кремниевой Ар-звезде CU Vir. Найдено изменение  $W_\lambda$  в течение периода на 25%. Изменения величин  $\lg n_e$  в течение периода не превышают 0,1, носят случайный характер и обусловлены ошибкой измерения  $W_\lambda$ . Изменение интенсивности водородных линий не удалось объяснить ни изменением эффективной температуры, ни электронной плотности. Кривая изменения  $W_\lambda$  водородных линий сдвинута по фазе относительно кривой изменения блеска.

VARIATIONS OF THE HYDROGEN BALMER LINES IN THE SPECTRUM OF SILICON Ap-STAR CU Vir by T. A. Riabchikova.— The phase-variations of Balmer lines  $H_\gamma - H_{13}$  were examined in spectral variable silicon Ap-star CU Vir (HD 124224). The variations of  $W_\lambda$  during the period was found to be about 25%. The variations of  $\lg n_e$  determined by the Unsold's method are irregular within the range of 0,1 and probably are caused by errors in the measurements of  $W_\lambda$ . The variations of profiles and  $W_\lambda$  of hydrogen lines can be accounted neither for variations of  $T_{\text{eff}}$  nor for that of  $n_e$ . The phase curves of hydrogen  $W_\lambda$  are shifted relatively to the phase curves of light and colour variations.

Водородные линии в спектрах Ар-звезд незначительно отличаются от линий в спектрах нормальных звезд главной последовательности того же спектрального класса. Это позволяет использовать их контуры для определения параметров атмосферы звезды: электронной температуры  $T_e$ , эффективного ускорения силы тяжести  $\lg g_e$ , а также получить значение электронной плотности  $n_e$  методом Унзо́льда.

Однако в некоторых случаях отмечено изменение эквивалентных ширины линий бальмеровской серии с периодом, равным периоду спектральной и магнитной переменности. Изучение изменений водородных линий в течение периода для спектрально-переменных и магнитно-переменных Ар-звезд наряду с изучением изменения блеска и интенсивности других линий позволит получить представление о физических процессах, вызывающих эти изменения.

До сих пор детальное исследование изменения водородных линий с периодом проведено только для трех пекулярных звезд:  $\alpha^2$  CVn [1], HD 221568 [2] и  $\epsilon$  UMa [3]. Отмечено, что в  $\alpha^2$  CVn эквивалентная ширина ядер линий меняется с периодом в пределах 60%. В спектре HD 221568 наибольшие изменения происходят в крыльях водородных линий. Для обеих звезд изменение водородных линий авторы [1, 2] объясняют различием температурного градиента в атмосфере звезды в различных фазах.

Нами проведено изучение водородных линий в спектре пекулярной звезды CU Vir (HD 124224), спектральный класс B9p,  $m = 4^{\text{m}9}$ .



## 1. Материал наблюдений

В марте — июне 1969 г. на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории получены спектры CU Vir с дисперсией 15 Å/мм. Спектры сняты на пленке А-500 и охватывали интервал 3700←4500 Å. В этот спектральный интервал попали линии бальмеровской серии водорода от H<sub>γ</sub> до H<sub>13</sub>. Обработка материала производилась на микрофотометре с записью в прямых интенсивностях. Водородные линии исследовались по 19 спектрограммам. Фазы были вычислены с использованием элементов переменности блеска, полученных О. П. Абуладзе [4]:

$$J. D_{\odot} (\text{max блеска}) = 2438846,551 + 0^d, 520679 \cdot E. \quad (1)$$

Для каждой фазы были построены контуры водородных линий и вычислены их эквивалентные ширины. Полученные результаты представлены в табл. 1.

Таблица 1

Дата J. D <sub>⊙</sub>	Номер пластинки	Фаза	Эквивалентная ширина W <sub>λ</sub> , Å									lg n <sub>e</sub> Δlg n <sub>e</sub>
			H <sub>γ</sub>	H <sub>δ</sub>	H <sub>ε</sub>	H <sub>ζ</sub>	H <sub>η</sub>	H <sub>10</sub>	H <sub>11</sub>	H <sub>12</sub>	H <sub>13</sub>	
2440364,488	53	0,025	9,89	10,35	10,83	9,66	8,44	6,75	5,45	4,08	2,78	14,15
364,515	54	,079	10,77	10,41	10,32	9,38	8,44	6,70	5,31	3,97	2,76	14,15
364,545	55	,136	9,50	9,75	9,82	8,67	8,50	6,91	5,45	3,84	3,02	14,12
374,449	68	,156	8,50	9,18	9,47	7,98	6,79	5,52	4,18	2,75	1,74	14,23
303,690	17	,263	8,98	8,96	9,40	7,53	7,12	6,07	4,25	2,85	1,86	14,23
303,730	18	,338	9,15	8,76	8,42	7,78	8,61	6,06	4,55	2,98	1,74	14,22
311,557	23	,368	9,85	9,59	9,42	8,71	8,01	6,68	4,74	3,16	2,04	14,14
311,601	24	,453	10,27	11,13	10,06	9,21	8,01	7,02	4,88	2,76	1,77	14,16
356,408	28	,507	11,02	11,00	9,70	9,27	8,56	6,63	5,45	3,14	2,18	14,14±0,2
368,413	57	,565	11,17	10,64	9,23	8,60	8,18	6,44	4,74	3,13	2,13	14,23
368,451	58	,638	11,03	9,83	9,42	8,50	8,15	6,34	4,86	3,32	1,84	14,24
357,547	37	,696	12,12	10,77	11,02	10,45	8,70	7,30	5,62	4,14	2,28	14,16
356,529	30	,740	11,62	10,58	11,42	9,77	8,68	7,28	5,44	3,72	1,35	14,16
282,610	3	,775	12,05	11,70	10,49	9,65	8,89	6,69	5,26	3,20	2,14	14,23
294,619	7	,837	10,45	9,35	9,55	8,63	8,27	6,76	4,82	3,19		14,15
282,644	4	,840	10,35	10,67	9,66	9,07	8,30	7,18	5,74	3,74	2,50	14,15
364,438	51	,931	10,80	10,20	10,51	9,53	9,53	7,29	5,33	3,93	2,91	14,14
378,510	75	,957	11,98	8,97	9,03	8,30	8,35	7,00	4,81	3,40	2,21	14,22
364,462	52	,977	10,40	10,58	11,00	9,32	9,04	7,50	5,62	4,58	2,66	14,13

## 2. Электронная плотность

На фиг. 1 показаны изменения эквивалентной ширины W<sub>λ</sub> отдельных линий водорода с фазой. Все линии периодически меняются с фазой заметным образом, изменение достигает 30%.

Рассмотрим, не является ли причиной изменения W<sub>λ</sub> водородных линий изменение n<sub>e</sub>. Для определения электронной плотности мы использовали метод А. Унзоляда [5] с поправками И. М. Копылова [6]. Согласно Унзоляду, для линий H<sub>γ</sub> и H<sub>δ</sub> W<sub>λ</sub> и n<sub>e</sub> связаны соотношением

$$W_{\lambda_j}^{3/2} = k N_{02} H n_e \left( \frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2}, \quad (2)$$

где W<sub>λ</sub> — эквивалентная ширина линии, lg k = -29,10 для H<sub>γ</sub> и lg k = -29,18 для H<sub>δ</sub>, N<sub>02</sub>H — полное число атомов на втором уровне в столбе атмосферы над 1 см<sup>2</sup>, R<sub>c</sub> — центральная глубина линии. Величины N<sub>02</sub>H



были вычислены по формуле для оптически тонкого слоя:

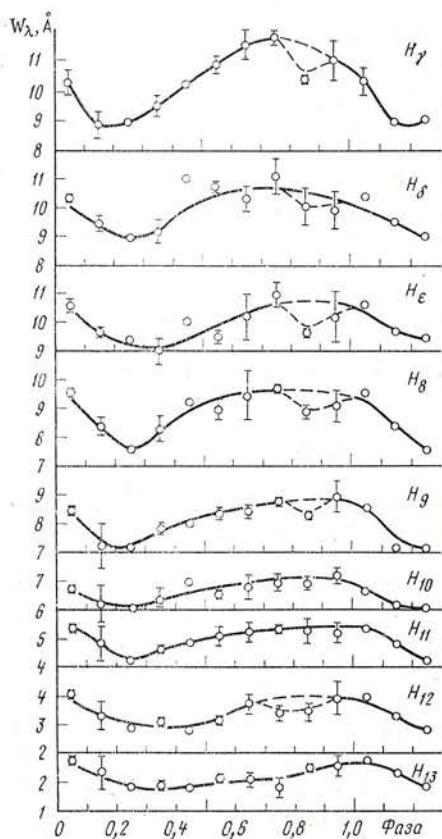
$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m_e c^2} f_{2n} N_{02} H. \quad (3)$$

Затем строились графики зависимости  $N_{02}H$  от  $n$  и определялось максимальное  $N_{02}H$ . Однако случай оптически тонкого слоя обычно не реализуется из-за начавшегося переналожения крыльев линий высших членов бальмеровской серии. Поэтому такой метод дает завышенные значения  $n_e$ . Вычисленные И. М. Копыловым поправки [6] позволяют учесть переналожение линий, а также влияние электронов на расширение водородных линий, поскольку формула (2) выведена Унзольдом в предположении, что водородные линии в спектрах звезд расширены только за счет возмущающего действия ионов. Окончательные результаты определения  $\lg n_e$  с учетом поправок, согласно [6], приведены в табл. 1 (в последнем столбце — вероятная ошибка определения  $\lg n_e$ , обусловленная ошибкой измерения  $W_\lambda$  водородных линий).

Из фиг. 2 видно, что изменения  $\lg n_e$  с фазой не превышают 0,1, имеют случайный характер и обусловлены ошибками измерения  $W_\lambda$ . Полученные пределы изменения  $n_e$  накладывают ограничения на изменение эффективного ускорения силы тяжести  $g_e$ , которое входит в качестве параметра в расчеты теоретического контура. Согласно [5], можно считать, что

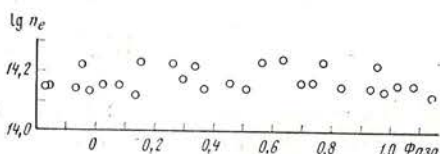
$$\Delta \lg g_e \sim 2\Delta \lg p_e, \quad p_e = n_e kT. \quad (4)$$

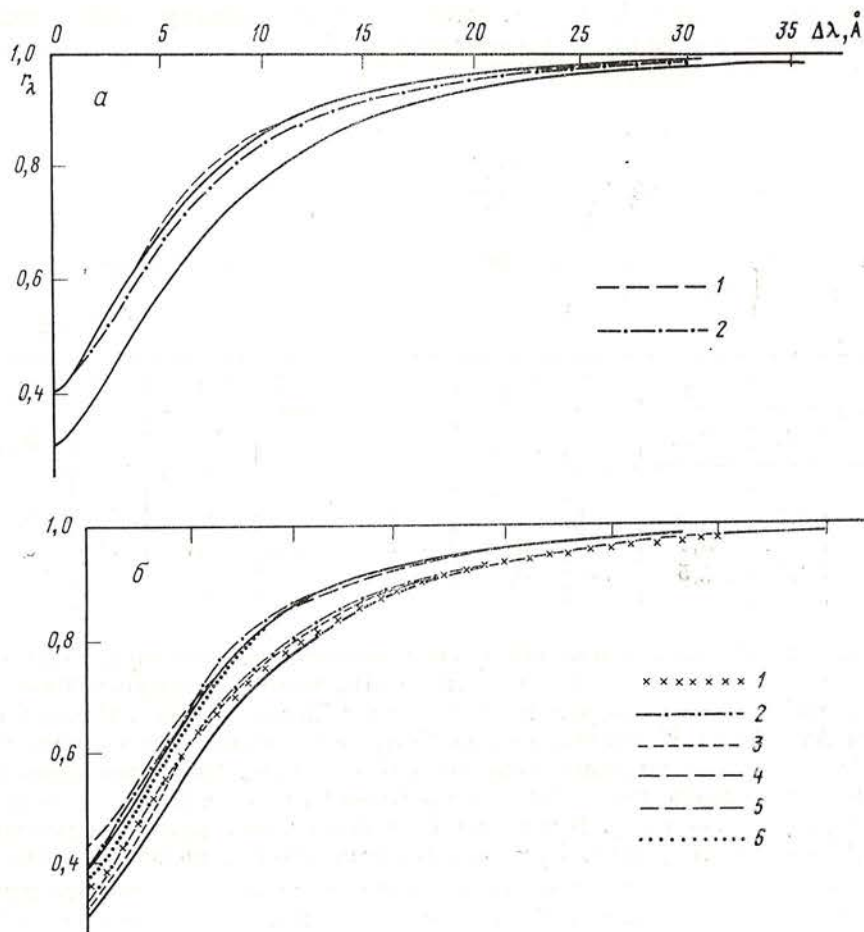
Принимая во внимание соотношение (4), а также полученные пределы изменения  $\lg n_e$ , приходим к выводу, что  $\Delta \lg g_e < 0,2$ .



Фиг. 1. Изменение эквивалентных ширин водородных линий в спектре CU Vir. Точки показывают значения  $W_\lambda$ , усредненные через 0,1 периода. Вертикальные черточки указывают среднее квадратичное уклонение

Фиг. 2. Изменение электронной плотности в течение периода





Фиг. 3. Сравнение теоретических [7] и наблюдаемых контуров линии  $H_\gamma$   
 а. 1 —  $\theta_e = 0,36$ ,  $\lg g_e = 3,6$ ; 2 —  $\theta_e = 0,36$ ,  $\lg g_e = 3,8$ ; б. max  $H_\gamma$ : 1 —  $\theta_e = 0,40$ ,  $\lg g_e = 4,0$ ;  
 2 —  $\theta_e = 0,42$ ,  $\lg g_e = 3,7$ ; 3 —  $\theta_e = 0,45$ ,  $\lg g_e = 3,5$ ; min  $H_\gamma$ : 4 —  $\theta_e = 0,32$ ,  $\lg g_e = 4,0$ ;  
 5 —  $\theta_e = 0,36$ ,  $\lg g_e = 3,6$ ; 6 —  $\theta_e = 0,40$ ,  $\lg g_e = 3,5$ . Сплошная линия — наблюдаемый контур

На фиг. 3 показано сравнение наблюдаемых усредненных контуров линии  $H_\gamma$  в фазе максимума (усреднение проводилось по спектрам № 3, 37, 30) и минимума (спектры № 68, 17) интенсивности с теоретическими контурами, вычисленными Д. Михаласом [7] для звезд главной последовательности. Учитывая возможные пределы изменения  $\lg g_e$ , из фиг. 3, а можно видеть, что наблюдаемое изменение контура  $H_\gamma$  не может быть объяснено изменением  $\lg g_e$  при постоянной температуре.

### 3. Температурные изменения

Рассмотрим возможность объяснить различие контуров различием эффективной температуры в фазах максимума и минимума интенсивности  $H_\gamma$ . Контур линии  $H_\gamma$  в фазе минимума интенсивности соответствует трем различным моделям (фиг. 3, б):

$\theta_e$	$\lg g_e$	$\theta_e = \frac{5040}{T_e}$
0,32	4,0	
0,36	3,6	
0,40	3,5	

Последние значения  $\theta_e$  и  $\lg g_e$  согласуются с данными, полученными Б. Петерсоном [8]. Контур в фазе максимума  $W_{H\gamma}$  может быть также представлен тремя комбинациями  $\theta_e$  и  $\lg g_e$ :

$\theta_e$	$\lg g_e$
0,40	4,0
0,42	3,7
0,45	3,5

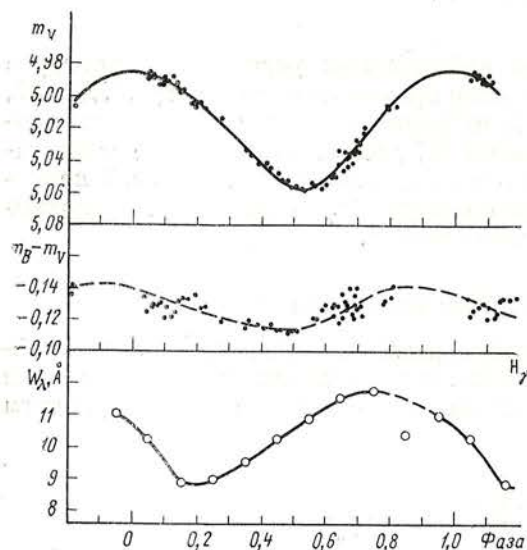
Пределы изменения  $\lg g_e$  ограничены, поэтому можно рассмотреть следующие варианты (табл. 2):

Таблица 2

Вариант	max $W_{H\gamma}$		min $W_{H\gamma}$		Вариант	max $W_{H\gamma}$		min $W_{H\gamma}$	
	$\theta_e$	$\lg g_e$	$\theta_e$	$\lg g_e$		$\theta_e$	$\lg g_e$	$\theta_e$	$\lg g_e$
1	0,40	4,0	0,32	4,0	4	0,45	3,5	0,40	3,5
2	0,42	3,7	0,36	3,6	5	0,42	3,7	0,40	3,5
3	0,45	3,5	0,36	3,6					

Во всех этих случаях, кроме последнего, разница температур в фазах минимума и максимума интенсивности линии  $H\gamma$  должна превышать  $1000^\circ \text{K}$ . Это противоречит наблюдаемому изменению блеска и цвета. В пятом варианте  $\Delta T_e = 600^\circ \text{K}$ , что только вдвое больше значения, полученного для CU Vir Петерсоном по изменению цвета ( $B - V$ ) [8]. Но в этом варианте  $\theta_e \geq 0,4$ , а согласно показателю цвета ( $B - V$ ) =  $-0^m11$  звезда должна быть горячее ( $\theta_e \sim 0,36$ ). К тому же если сопоставить кривые изменения цвета ( $B - V$ ) и  $W_{H\gamma}$  (фиг. 4), то оказывается, что они не согласуются по фазам. Это обстоятельство также свидетельствует в пользу того, что изменение интенсивности линии  $H\gamma$  нельзя объяснить только различием  $T_e$  звезды в разных фазах.

Была рассмотрена другая возможность интерпретировать изменение  $W_{H\gamma}$  и остальных линий водорода с фазой. В случае CU Vir предполагается наличие на поверхности звезды отдельных областей с повышен-



Фиг. 4. Изменение блеска, цвета и  $W_{H\gamma}$  с фазой у CU Vir



ной концентрацией кремния [9], которые горячее остальной части поверхности. Контур водородной линии в этом случае не будет описываться простой однородной моделью типа тех, которые мы использовали выше. Указание на неоднородное распределение температуры на поверхности CU Vir было получено в [10]. Расчеты [11] показывают, что если учитывать роль непрерывного поглощения Si в звездах, где содержание этого элемента превышает нормальное в 30 раз, то строение атмосферы изменится так, как если бы  $T_e$  увеличилась на  $1000^\circ\text{K}$ .

На основе теоретических контуров  $H_\gamma$  Михаласа нами были вычислены составные контуры  $H_\gamma$ , причем площадь горячих областей варьировалась от  $0,2 S$  до  $0,5 S$  ( $S$  — площадь видимой поверхности звезды), а разница температур горячих областей и остальной части поверхности звезды — от  $500$  до  $4000^\circ\text{K}$ . Сравнение наблюдаемых контуров линии  $H_\gamma$  в фазе максимума и минимума интенсивности с вычисленными составными не дало положительного результата. Не удалось подобрать теоретические контуры с приемлемыми соотношениями площадей и температур, чтобы объяснить наблюдаемые эффекты.

### Заключение

Таким образом, изменение контуров водородных линий в спектре CU Vir нельзя объяснить изменением эффективной температуры, электронной плотности, а также неоднородным распределением  $T_e$  по поверхности звезды. Возможно, что изменение связано с различием температурного градиента в разных областях на поверхности звезды. Проверка этого предположения требует специальных расчетов, причем необходимо согласовать изменение профилей водородных линий с изменением блеска, цвета и интенсивности других линий.

В заключение автор приносит благодарность дирекции Крымской астрофизической обсерватории за предоставленную возможность наблюдать на  $122\text{-см}$  телескопе, Э. А. Витриченко за помощь, оказанную при наблюдениях, и В. Л. Хохловой за полезные замечания в ходе выполнения работы.

Март 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Спец. астрофиз. обс., 1970, 2, 26.
2. К. Kodaïra. Ann. Tokyo Astron. Observ., 1967, 10, N 4, II ser.
3. H. J. Wood, G. W. Lockwood, C. Doremus. Astron. J., 1968, 73, N 5, Pt II, 5124.
4. О. П. Абуладзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., 1968, № 36, 43.
5. A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären. Berlin, Springer-Verlag, 1955.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 11.
7. D. Mihalas. Astrophys. J., Suppl., 1965, N 92.
8. B. A. Peterson. Astrophys. J., 1966, 145, N 3, 735.
9. В. Л. Хохлова, Т. А. Рябчикова. Астрофизика, 1970, 6, вып. 2.
10. В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 1970, 47, № 1.
11. S. E. Strom, K. M. Strom. Astrophys. J., 1969, 155, N 1, 17.

## ИОНИЗАЦИЯ И ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ОБИЛИЕ АТОМОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В ВОЛОКНАХ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

В. В. Головатый, В. И. Проник

Рассчитана ионизация водорода и гелия в газовом волокне, находящемся в поле  $L_c$ -излучения, близком по своим параметрам к параметрам синхротронного излучения в Крабовидной туманности. Расчеты производились для моделей волокон с разными оптической толщиной за пределами главной серии H I, электронной плотностью и относительным обилием гелия при нескольких значениях величины потока и спектрального индекса. Отношения интенсивностей  $I(\lambda 4471 \text{ He I})/I(\text{H}\beta)$  и  $I(\lambda 4686 \text{ He II})/I(\text{H}\beta)$ , полученные для модели волокна с аномальным обилием гелия  $\text{He}/\text{H} = 0,54$ , хорошо согласуются с наблюдениями. Показано, что различия в спектрах газовых волокон Крабовидной туманности могут быть обусловлены различием в оптической толщине волокон.

IONIZATION AND RELATIVE ABUNDANCE OF HYDROGEN AND HELIUM ATOMS IN THE GASEOUS FILAMENTS OF THE CRAB NEBULA, by V. V. Golovaty and V. I. Pronik.— Ionization of hydrogen and helium atoms for a gaseous filament embedded in  $L_c$ -radiation field is considered. Adopted parameters of field are close to those of synchrotron radiation field of the Crab Nebula. Calculations have been carried out for several models of filaments having different electron density, abundance of helium and optical depth beyond the Lyman limit. Different values of flux density and spectral index of ionizing radiation have been considered too. The intensity ratios  $I(\lambda 4471 \text{ He I})/I(\text{H}\beta)$  and  $I(\lambda 4686 \text{ He II})/I(\text{H}\beta)$ , obtained for the model with anomaly reach helium abundance ( $\text{He}/\text{H} = 0,54$ ), are in good agreement with observations. The observed differences of intensity lines  $\lambda 4471 \text{ He I}$  and  $\lambda 4686 \text{ He II}$  in the spectra of various filaments may be due to differences in the optical depth of these filaments.

Характерной особенностью газовых волокон в Крабовидной туманности является сильное изменение относительных интенсивностей эмиссионных линий при переходе от одного волокна к другому или даже в пределах одного и того же волокна. Такие неоднородности хорошо видны на репродукциях щелевых спектрограмм, опубликованных Минковским [1]; на их существование указывают интенсивности эмиссионных линий, полученные Волтьером [2], для большого количества волокон. Значительный диапазон относительных интенсивностей линий, даваемых Волтьером, нельзя объяснить только случайными ошибками, так как при переходе от волокна к волокну изменение интенсивностей одних линий, как правило, сопровождается соответствующим изменением интенсивностей других, что говорит о реальном различии в степени возбуждения разных волокон. Это различие, наконец, хорошо заметно также при сравнении прямых фотографий туманности, сделанных с фильтрами, центрированными на длины волн  $\lambda 3727$  [O II],  $\lambda 5007$  [O II] и  $\lambda 6565$  H $\alpha$  + [N II].

Просто и естественно наблюдаемое разнообразие спектров волокон объясняется предположением о различной оптической толщине за пределами главных серий атомов H I, He I и He II разных волокон или отдельных деталей одного и того же волокна: комбинации набора даже не очень сильно



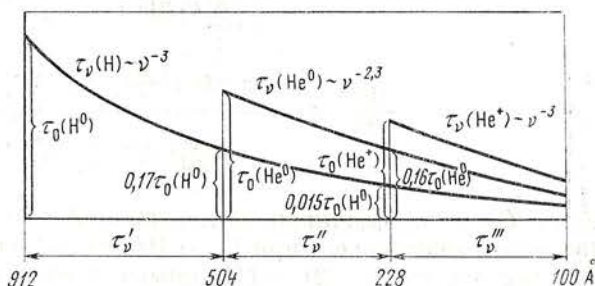
отличающихся значений плотности газа и линейных размеров волокон могут привести к значительному диапазону в оптической толще.

Величина потока синхротронного излучения Крабовидной туманности за лаймановским пределом и значение спектрального индекса в этой области длин волн, полученные нами ранее [3], позволили рассчитать конкретные модели газового волокна и проследить, как влияют на ионизацию водорода и гелия (а следовательно, и на интенсивности линий) такие параметры, как плотность газа, оптическая толща волокна и химический состав. Кроме того, рассмотрено, как влияет на спектр газового волокна величина потока ионизирующего излучения и его спектральный состав. Результаты таких вычислений и сравнение с наблюдениями приведены в § 2.

### § 1. Уравнения ионизационного равновесия

Поскольку непрозрачность газа в лаймановском континууме определяется только атомами водорода и гелия, то ионизирующее излучение удобно разделить на три интервала (фиг. 1): 912—504, 504—228 и 228—100 Å.

Фиг. 1. Схема разделения области  $L_c$ -излучения на три интервала



(в случае оптически толстого волокна). Граница третьего интервала 100 Å обусловлена тем, что в районе около 100 Å начинается эффективное поглощение ионами O V, O VI, N V, Ne V, Ne VI и др. [4]. Оптическая толща волокна в каждом интервале частот запишется следующим образом:

$$\text{для } 912-504 \text{ \AA} \quad \tau'_\nu = \tau_0(\text{H}^0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-3},$$

$$\text{для } 504-228 \text{ \AA} \quad \tau''_\nu = \tau_0(\text{He}^0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-2.3} + 0,17\tau_0(\text{H}^0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-3},$$

$$\text{для } 228-100 \text{ \AA} \quad \tau'''_\nu = \tau_0(\text{He}^+) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-3} + 0,16\tau_0(\text{He}^0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-2.3} + \\ + 0,015\tau_0(\text{H}^0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-3},$$

где  $\tau_0$  — оптическая толща за скачком, обусловленная только атомами определенного сорта (последние указаны в скобках), а  $\nu_0$ ,  $\nu_0'$  и  $\nu_0''$  — частота в начале каждого спектрального интервала. В дальнейшем, чтобы упростить вычисления, мы приняли следующую среднюю зависимость суммарного значения  $\tau$  от частоты в каждом интервале частот:  $\tau'_\nu \sim \nu^{-3}$ ,  $\tau''_\nu \sim \nu^{-2.3}$  и  $\tau'''_\nu \sim \nu^{-3}$ .

Случай оптически тонкого волокна. Условие ионизационного равновесия для водорода при  $\tau_0(\text{H}^0) \ll 1$  запишется следующим образом:

$$\text{H}^0 \sigma_0(\text{H}^0) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F'_0 \int_{\nu_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-3} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \frac{d\nu}{h\nu} = \text{H}^+ n_e \sum_1^{\infty} C_i(\text{H}^+). \quad (1)$$

Здесь  $\text{H}^0$  и  $\text{H}^+$  — соответственно число нейтральных и ионизованных атомов водорода в единице объема,  $n_e$  — электронная плотность,  $\sigma_0(\text{H}^0)$  —



эффективное сечение фотоионизации водорода непосредственно за лаймановским скачком, рассчитанное на один атом,  $R$  и  $r$  — соответственно расстояние до туманности и среднее расстояние волокна от центра туманности,  $F'_0$  — «наблюдаемое» на расстоянии Земли значение потока синхротронного  $L_c$ -излучения на частоте  $\nu'_0$ .

Из равенства (1) находим уравнение ионизационного равновесия водорода:

$$\frac{H^+}{H^0} n_e = \frac{\sigma_0(H) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F'_0}{h \sum_1 C_i(H^+)} \int_{\nu'_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu'_0}\right)^{-(\alpha+4)} \frac{d\nu}{\nu'_0} \quad (2)$$

Аналогичным образом запишутся уравнения ионизационного равновесия  $He^+$  и  $He^{++}$ :

$$\frac{He^+}{He^0} n_e = \frac{\sigma_0(He^0) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F''_0}{h \left[ \sum_1 C_i(He^+) + C_{de} \right]} \int_{\nu''_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu''_0}\right)^{-(\alpha+3,3)} \frac{d\nu}{\nu''_0}, \quad (3)$$

$$\frac{He^{++}}{He^+} n_e = \frac{\sigma_0(He^+) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F'''_0}{h \sum_1 C_i(He^+)} \int_{\nu'''_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu'''_0}\right)^{-(\alpha+4)} \frac{d\nu}{\nu'''_0}. \quad (4)$$

Здесь  $C_{de}$  — коэффициент диэлектронной рекомбинации для  $He^0$ , однако численное значение его при  $T_e \sim 10\,000 \div 20\,000^\circ$  пренебрежимо мало [5]. Систему уравнений (2) — (4) замыкают следующие условия:

$$\begin{aligned} H^0 + H^+ &= H = \text{const}, \\ He^0 + He^+ + He^{++} &= He = \text{const}, \\ n_e &= H^+ + He^+ + 2He^{++}. \end{aligned} \quad (5)$$

**Случай конечной оптической толщи.** Рассмотренный случай оптически тонкого волокна не представляет особого интереса в применении к волокнам Крабовидной туманности, потому что последние, по-видимому, являются оптически толстыми. Гораздо больший интерес представляет расчет спектра волокна, оптическая толща которого  $\tau(H) \sim 1 \div 3$ . Ясно, что при таком значении  $\tau$  диффузное излучение еще мало, но не настолько, чтобы им можно было пренебречь. Мы учли это излучение весьма приближенно, заменив  $\sum_1 C_i$  в уравнениях (2) — (4) на  $\sum_2 C_i + e^{-\tau} C_1$ . Последнее оз-

начает, что с ростом  $\tau$  часть рекомбинаций на первый уровень компенсируется ионизацией диффузным излучением. Одновременно в подынтегральных выражениях уравнений (2) — (4) добавляется множитель  $e^{-\tau}$ , учитывающий ослабление прямого ионизирующего потока в точке, находящейся на глубине  $\tau$ . Само собой разумеется, что столь грубый учет диффузного излучения не требует детального выяснения природы этого излучения, например является ли оно результатом рассеяния квантов на атомах  $He^0$  или  $H^0$ . Ход ионизации в волокне конечной оптической толщи находится путем последовательного вычисления ионизации для тонких плоскопараллельных слоев, на которые разбивается волокно. При достаточно тонких слоях конечный результат не зависит от толщины слоев.

**Случай оптически толстого волокна.** Для учета диффузного излучения в оптически толстом волокне ( $\tau(H) \gg 1$ ) мы воспользовались точным решением одномерной задачи рассеяния гетерохромного излучения в полубесконечной среде, полученным Р. Е. Гершбергом [6] при расчете переходной области между H II- и H I-зонами в межзвездной среде.

Условие ионизационного равновесия для водорода в этом случае запишется так:

$$H^0 \int_{\lambda=912\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \sigma_{\nu}(H^0) \frac{F_{\nu}^0 e^{-\tau_{\nu}}}{h\nu} d\nu + H^0 \sigma_{\bar{\nu}_H}(H) \frac{F^d}{h\bar{\nu}_H} = H^+ n_e \sum_1^{\infty} C_i(H^+), \quad (6)$$

где  $F_{\nu}^0 = \left(\frac{R}{r}\right)^2 F'_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha}$  — падающий поток (на глубине  $\tau$  он ослаблен в  $e^{-\tau}$  раз) и  $F^d$  — поток рассеянного излучения с частотой  $\bar{\nu}_H$ .

Согласно [6],

$$F^d = r_H \bar{\nu}_H \int_{\lambda=912\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} F_{\nu}^0 \varphi_H \frac{d\nu}{\nu}, \quad (7)$$

где

$$\varphi_H = \frac{1 + \alpha_{\nu}}{1 - r_H} \left[ \frac{2}{(1 + \alpha_{\nu})(1 + r_H)} e^{-\tau_{\nu}} - e^{\frac{1+r_H}{1-r_H} \bar{\tau}} \right].$$

Здесь  $r_H$  — коэффициент отражения, который является функцией вероятности выживания кванта при элементарном акте рассеяния:

$$r_H = \frac{1 - \sqrt{1 - \lambda}}{1 + \sqrt{1 - \lambda}}, \quad \lambda = \frac{C_1(T_e)}{\sum_1^{\infty} C_i(T_e)},$$

$\bar{\nu}$  — средняя частота рассеянного кванта,  $\bar{\tau} = \tau(\bar{\nu}_H) = \tau_0 \left(\frac{\bar{\nu}_H}{\nu_0}\right)^{-3}$

и  $\alpha_{\nu} = \frac{d\tau_{\nu}}{d\tau} = \left(\frac{\bar{\nu}_H}{\nu}\right)^3$ .

Верхний предел интегрирования в уравнениях (6), (7), вообще говоря, является функцией от  $\tau_{\nu}$  со следующими граничными условиями:  $\lambda = 0$  при  $\tau \rightarrow 0$  и  $\lambda = 100 \text{ \AA}$  при  $\tau \rightarrow \infty$ . Однако, по-видимому, без особой потери точности верхний предел интегрирования можно принять равным  $100 \text{ \AA}$  по всей толще волокна: во-первых, кванты с  $\lambda < 100 \text{ \AA}$  довольно быстро поглощаются в сравнительно тонком слое волокна, так как около  $\lambda \sim 100 \text{ \AA}$  начинается поглощение ионами O V, O VI, N IV, Ne V и др.; во-вторых, количество таких квантов невелико из-за начинающегося в районе  $100\text{--}50 \text{ \AA}$  более крутого спада в синхротронном спектре Крабовидной туманности (согласно [7] в области мягких рентгеновских лучей  $\alpha = 1,4$ ).

Подставив выражение (7) в уравнение (6) и учитывая, что  $\sigma_{\nu}(H) = \sigma_0(H) (\nu/\nu_0)^{-3}$  для прямого излучения и  $\sigma_{\bar{\nu}}(H) = \sigma_0(H) (\bar{\nu}_H/\nu_0)^{-3}$  для рассеянного, получим уравнение ионизационного равновесия для водорода:

$$\frac{H^+}{H^0} n_e = \frac{\sigma_0(H^0) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F'_0}{h \sum_1^{\infty} C_i(H^0)} \left\{ \int_{\lambda=912\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-(3+\alpha)} e^{-\tau_{\nu}} \frac{d\nu}{\nu} + r_H \left(\frac{\bar{\nu}_H}{\nu_0}\right)^{-3} \int_{\lambda=912\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \varphi_H \frac{d\nu}{\nu} \right\}. \quad (8)$$

Поскольку оптические толщины  $\tau'_{\nu}$ ,  $\tau''_{\nu}$  и  $\tau'''_{\nu}$  в каждом из интервалов длин волн (см. фиг. 1) функционально не связаны между собой, то пер-



второй интеграл в уравнении (8), учитывающий ионизацию прямым потоком, следует разбить на три интеграла, которые соответственно будут зависеть от  $\tau'_v$ ,  $\tau''_v$  и  $\tau'''_v$ . Второй интеграл в уравнении (8) учитывает ионизацию водорода диффузными квантами, рассеянными только на атомах водорода. Аналогично (8) запишутся уравнения ионизационного равновесия для  $\text{He}^+$  и  $\text{He}^{++}$ :

$$\frac{\text{He}^+}{\text{He}^0} n_e = \frac{\sigma_0(\text{He}^0) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0''}{h \left[ \sum_1^\infty C_i(\text{He}^+) + C_{\text{de}} \right]} \left\{ \int_{\lambda=504\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \left(\frac{v}{v_0}\right)^{-(\alpha+2,3)} e^{-\tau_v} \frac{dv}{v} + \right. \\ \left. + r_{\text{He}^0} \left(\frac{\bar{v}_{\text{He}^0}}{v_0}\right)^{-2,3} \int_{\lambda=504\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \Phi_{\text{He}^0} \frac{dv}{v} \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{\text{He}^{++}}{\text{He}^+} n_e = \frac{\sigma_0(\text{He}^+) \left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0'''}{h \sum_1^\infty C_i(\text{He}^{++})} \left\{ \int_{\lambda=228\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \left(\frac{v}{v_0'''}\right)^{-(\alpha+3)} e^{-\tau_v'''} \frac{dv}{v} + \right. \\ \left. + r_{\text{He}^+} \left(\frac{\bar{v}_{\text{He}^+}}{v_0'''}\right)^{-3} \int_{\lambda=228\text{\AA}}^{\lambda=100\text{\AA}} \Phi_{\text{He}^+} \frac{dv}{v} \right\}. \quad (10)$$

Параметр  $r$  вычисляется отдельно для каждого сорта атомов; его численные значения при  $T_e = 17\,000^\circ$  (предполагаемая температура в волокнах) приведены в табл. 1. По указанной причине первый интеграл в уравнении (9) должен быть разбит на две части с пределами интегрирования от 504 до 228 Å и от 228 до 100 Å. Интегралы в уравнении (10) относятся только к третьему интервалу частот, поэтому вместо  $\tau_v$  мы сразу пишем  $\tau_v'''$ .

Таблица 1

	$\text{H}^+$	$\text{He}^+$	$\text{He}^{++}$
$C_1(T_e = 17\,000^\circ)$	$1,21 \cdot 10^{-13}$	$1,90 \cdot 10^{-13}$	$5,02 \cdot 10^{-13}$
$\sum_2^\infty C_i(T_e = 17\,000^\circ)$	$1,78 \cdot 10^{-13}$	$1,89 \cdot 10^{-13}$	$10,93 \cdot 10^{-13}$
$r$	0,13	0,105	0,093
$\sigma_0$	$6,3 \cdot 10^{-18}$	$8,0 \cdot 10^{-18}$	$1,6 \cdot 10^{-18}$
$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_v$	$5,0 \cdot 10^{-18}$	$7,12 \cdot 10^{-18}$	$1,42 \cdot 10^{-18}$

Уравнения (8) — (10) учитывают диффузное излучение, образовавшееся при рассеянии квантов всех частот только на атомах какого-то одного сорта; например, уравнение (8) учитывает только рассеяние квантов на атомах  $\text{H}^0$ , уравнение (9) — на атомах  $\text{He}^0$ , а уравнение (10) — на атомах  $\text{He}^+$ . Учет диффузного излучения, ионизирующего одни атомы, но образовавшегося при рассеянии на атомах другого сорта, не представляет труда, если известны численные значения интегралов в (8) — (10) и средняя частота рассеянного излучения на атомах данного сорта (при  $T_e = 17\,000^\circ$ ):

$$\bar{v}_{\text{H}}/v_0' = 1,08, \quad \bar{v}_{\text{He}^0}/v_0'' = 1,05 \quad \text{и} \quad \bar{v}_{\text{He}^+}/v_0''' = 1,04.$$

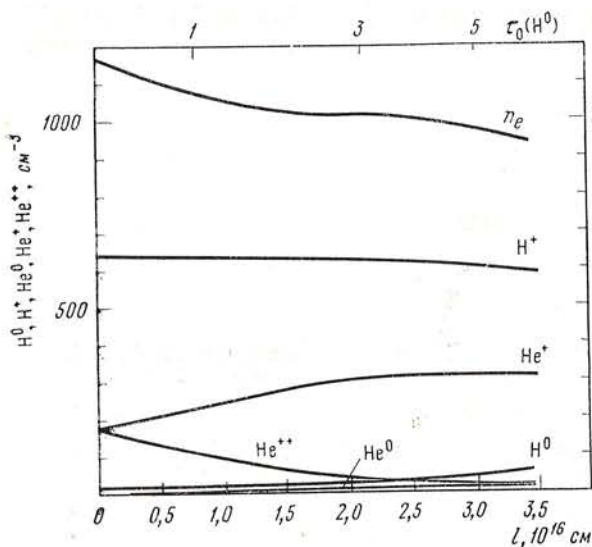
Как и в случае оптически тонкого волокна, уравнения (8) — (10) дополняются условием (5). Таким образом, имеем систему шести уравнений



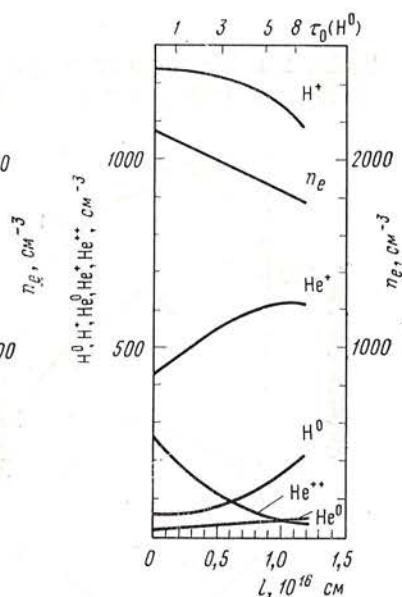
с шестью неизвестными:  $H^0$ ,  $H^+$ ,  $He^0$ ,  $He^+$ ,  $He^{++}$  и  $n_e$ . Эта система решается для каждого тонкого слоя, на которые разбивается волокно, до тех пор, пока суммарная оптическая толщина впереди лежащих слоев не станет достаточно большой, а атомы водорода и гелия не перейдут в нейтральное состояние.

## § 2. Результаты вычислений. Сравнение с наблюдениями

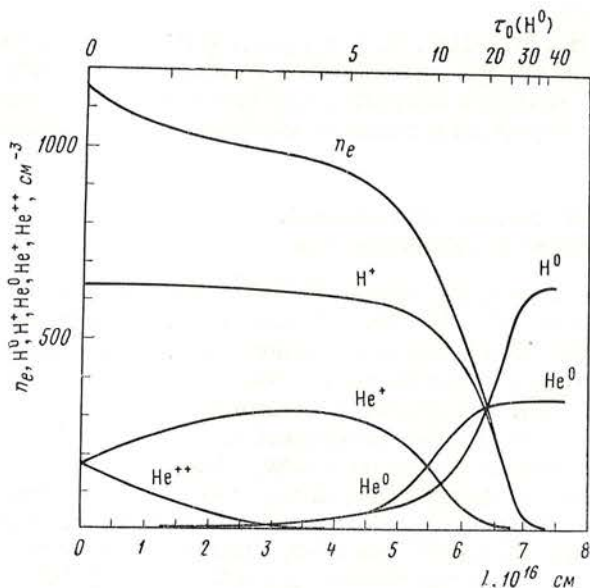
Все расчеты проводились для двух относительных обилий водорода и гелия:  $He/H = 0,19$  и  $He/H = 0,54$ . Первое значение соответствует нормальному химическому составу (планетарных туманностей), второе близко к среднему из трех вероятных значений  $He/H$ , полученных Волтбером для Крабовидной туманности [2]. Численные значения плотности атомов водорода  $H$  и гелия  $He$ , задавались примерно такими, чтобы вычисленная электронная плотность была близка к наблюдаемому значению  $n_e$  в волокнах. Расчеты проводились для двух значений электронной плотности:  $n_e = 10^3$  и  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Величина потока у лаймановского предела на расстоянии Земли  $F_0'$  принята равной  $1,5 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{г}$ , а значение спектрального индекса  $\alpha = -0,55$  [3]. Оптически тонкий случай и случай, когда  $\tau_H \approx 1$ , рассчитаны для трех значений  $F_0'$ : 1,0; 1,5 и  $2 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{г}$ . Расстояние до туманности  $R$  принято равным 1800 пс, и среднее расстояние волокон от центра туманности  $r = 1 \text{ пс}$ . Все расчеты проводились для  $T_e = 17\ 000^\circ$ , и предполагалось, что температура одинакова по всей толще волокна. Учет изменения электронной температуры в волокне по мере увеличения оптической толщины будет возможен только после расчета ионизации кислорода, азота и серы, ионы которых играют важную роль в энергетическом балансе и определяют термическое равновесие газа. На фиг. 2 и 3 изображен ход ионизации водорода и гелия, а также изменение электронной плотности в волокне для модели с  $\tau_H \sim 1$  и  $n_e = 10^3$  и  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . На фиг. 4 и 5 показаны аналогичные величины для модели оптически толстого волокна. Как видно из фигур, вычисленная линейная



Фиг. 2. Изменение электронной плотности и плотностей атомов  $H^0$ ,  $H^+$ ,  $He^0$ ,  $He^+$  и  $He^{++}$  с глубиной в волокне при полной оптической толщине волокна  $\tau \sim 1$ ,  $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$  и  $He/H = 0,54$



Фиг. 3. То же, что на фиг. 2, для волокна с  $n_e = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$



Фиг. 4. Изменение электронной плотности и плотности атомов  $H^0$ ,  $H^+$ ,  $He^0$ ,  $He^+$  и  $He^{++}$  с глубиной в оптически толстом волокне с  $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$  и  $He/H = 0,54$

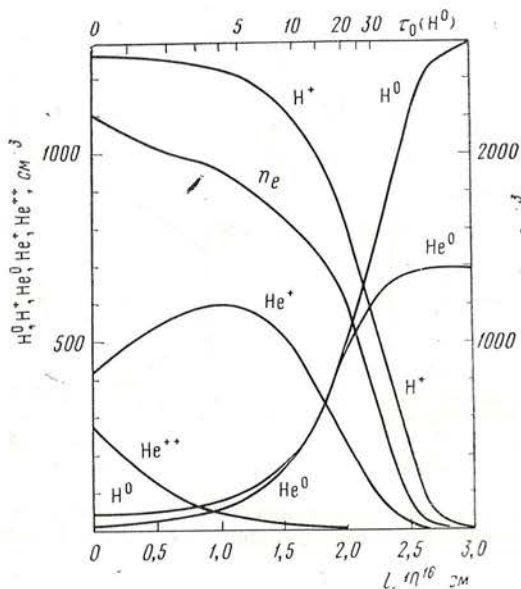
ширина волокна для моделей с  $\tau_H \approx 3$  и  $\tau_H \gg 1$  при  $n_e \approx (1 \div 2) \cdot 10^3$  хорошо согласуется со средней наблюдаемой толщиной ( $\sim 5,5 \cdot 10^{16} \text{ см}$ ).

Чтобы вычислить отношения  $I(\lambda 4471 \text{ He I})/I(H_\beta)$  и  $I(\lambda 4686 \text{ He II})/I(H_\beta)$ , определялась мера эмиссии  $\int N_i n_e dl$  для каждого сорта атомов. Численные значения коэффициентов, связывающих меру эмиссии с интенсивностью соответствующей линии, взяты из статьи Хармана и Ситона [8]:

$$\frac{\int He^+ n_e dl}{\int H^+ n_e dl} = 2,15 \frac{I(\lambda 4471 \text{ He I})}{I(H_\beta)},$$

$$\frac{\int He^{++} n_e dl}{\int H^+ n_e dl} = 0,102 \frac{I(\lambda 4686 \text{ He II})}{I(H_\beta)}.$$

Табл. 2 и 3 содержат результаты вычислений  $I(\text{He I})/I(H_\beta)$  и  $I(\text{He II})/I(H_\beta)$  для волокон с различной оптической толщиной в разных условиях



Фиг. 5. То же, что на фиг. 4, для волокна с  $n_e = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$





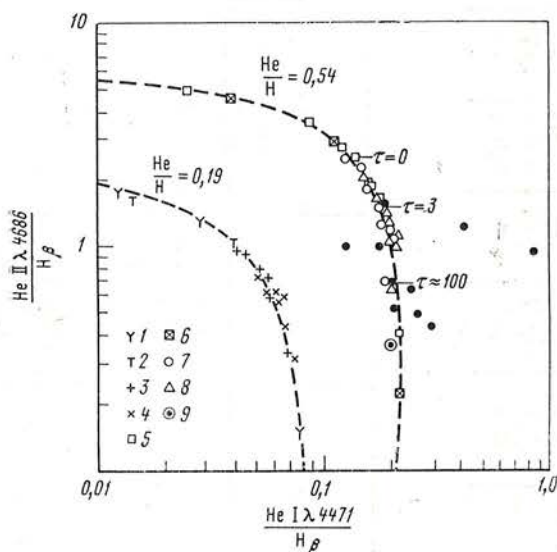
$(F'_0, \alpha, n_e)$ . Эти же результаты представлены на фиг. 6. На фигуре показаны также наблюдаемые отношения интенсивностей линий, полученные Волтерсом [2] и исправленные за межзвездное поглощение  $A_V = 1^m 6$ .

Все обозначения поясняются в табл. 4. Номера в двух первых столбцах соответствуют значкам на фиг. 6.

Таблица 4

$\frac{\text{He}}{\text{H}} = 0,19$	$\frac{\text{He}}{\text{H}} = 0,54$	$n_e, 10^3 \text{ см}^{-3}$	$F'_0, 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$	$\alpha$	$\tau (\text{H}\beta)$
1	5	1	1,5	-2 ÷ +2	0
2	6	2			
3	7	1	1; 1,5; 2	-0,55	1, 3, 5, ∞
4	8	2			
	9	1	0,86	-1,1	∞

Как видно из фиг. 6, вычисленные интенсивности линий гелия при относительном обилии  $\text{He}/\text{H} = 0,54$  в среднем хорошо согласуются с наблюдениями. Штриховые кривые на фиг. 6 показывают зависимость между  $I(\text{He I})/I(\text{H}\beta)$  и  $I(\text{He II})/I(\text{H}\beta)$  при фиксированном обилии гелия; они образуются семейством точек, полученных для разных моделей волокон при разных значениях  $\alpha$ ,  $n_e$  и  $F'_0$ . Около некоторых точек, соответствующих волокнам, находящимся в условиях, максимально близких к средним условиям в Крабовидной туманности, указана оптическая толщина модели волокна. Как видно, разброс наблюдаемых точек вдоль штриховой кривой вполне можно объяснить различием в оптической толщине волокон. Иначе обстоит дело с разбросом точек в перпендикулярном направлении: да же весьма существенные изменения спектрального индекса и величины потока за лаймановским пределом при фиксированном обилии гелия не приводят к смещению точек с штриховой кривой. Другими словами, отношение  $I(\text{He I})/I(\text{H}\beta)$  для моделей волокон с  $\tau \gg 1$  практически нечувствительно к величине потока и спектрального индекса ионизирующего излучения. На фиг. 6 точкой в кружке показаны отношения  $I(\text{He II})/I(\text{H}\beta)$  и  $I(\text{He I})/I(\text{H}\beta)$ , полученные Вильямсом [9] для модели оптически толстого



Фиг. 6. Зависимость между  $I(\text{He I})/I(\text{H}\beta)$  и  $I(\text{He II})/I(\text{H}\beta)$  для газовых волокон различной оптической толщины, находящихся в поле  $L_c$ -излучения с разными значениями потока и спектрального индекса

Зависимость показана для двух значений химического состава:  $\text{He}/\text{H} = 0,19$  и  $\text{He}/\text{H} = 0,54$ . Темные кружки — наблюдения. Остальные обозначения пояснены в табл. 4.

волокна с близким химическим составом при  $\alpha = -1,1$  и  $F_0' = 0,86 \cdot 10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup>·гц*. Различие между нашими значениями  $\alpha$  и  $F_0'$  и значениями, принятыми Вильямсом, не привели к заметному смещению точки, представляющей расчеты Вильямса, с штриховой кривой. Смещение этой точки вдоль кривой, связанное с уменьшением  $I(\text{He II})/I(\text{H}\beta)$ , понятно: при  $\alpha = -1,1$  поток, ответственный за ионизацию атомов однажды ионизованного гелия, существенно уменьшился. Таким образом, если разброс точек на фиг. 6 в направлении, перпендикулярном штриховой кривой, подтвердится дальнейшими наблюдениями спектров волокон, то объяснить его другими причинами, кроме как различием в химическом составе, по крайней мере сейчас, не представляется возможным.

Май 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. R. Minkowski. *Astrophys. J.*, 1942, 96, 199.
2. L. Woltjer. *Bull. Astron. Netherl.*, 1958, 14, 483.
3. В. В. Головатый, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1972, 44, 33.
4. Г. С. Хромов. *Дисс. М.*, ГАИШ, 1965.
5. A. Burgess. *Astrophys. J.*, 1964, 139, 776; 1965, 141, 1588.
6. Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1961, 26, 324.
7. R. Grader, R. Hill, F. Steward, A. Thor. *Science*, 1966, 152, 1499.
8. R. Harman, M. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1966, 132, 15.
9. R. W. Williams. *Astrophys. J.*, 1967, 147, 556.

**МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ПЯТИ SBc-ГАЛАКТИК:  
NGC 925, NGC 1073, NGC 3359, NGC 4088  
И NGC 7741**

**И. И. Проник**

Проведена фотометрия перемычек и деталей спиральных ветвей пяти SBc-галактик (NGC 925, NGC 1073, NGC 3359, NGC 4088 и NGC 7741, фиг. 1—3). Фотографии в семи фильтрах ( $\lambda_{\text{эфф}} = 3730, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600$  и  $7400 \text{ \AA}$ ) получались с ЭОП на 2,6-м телескопе им. Г. А. Шайна. Распределение энергии в спектрах перемычек оказалось близким к распределению энергии в спектрах центральных областей обычных галактик S и I (фиг. 4). Возможно, что в каких-то из них имеется некоторый ультрафиолетовый избыток. Все перемычки оказались краснее деталей спиральных ветвей (фиг. 3, 4). Перемычки галактик NGC 925, NGC 1073 и NGC 7741 содержат столько же пониженого водорода, сколько центральные области обычных галактик, в то время как перемычки NGC 3359 и NGC 4088 содержат несколько больше пониженого водорода.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF FIVE SBc GALAXIES: NGC 925, NGC 1073, NGC 3359, NGC 4088, AND NGC 7741, by *I. I. Pronik*.— Multicolour photometry of bars and spiral arm patches for five SBc galaxies (NGC 925, NGC 1073, NGC 3359, NGC 4088 and NGC 7741 — fig. 1—3) have been carried out. The photographs have been obtained on 2,6 m Schajn telescope with an image-converter and seven colour filters ( $\lambda_{\text{эфф}} = 3730 \text{ \AA}, 4680 \text{ \AA}, 5090 \text{ \AA}, 5280 \text{ \AA}, 6090 \text{ \AA}, 6600 \text{ \AA}$  and  $7400 \text{ \AA}$ ). The spectral energy distribution of bars was found to be similar to that of the central parts of ordinary type S and I galaxies (fig. 4). It is possible that there is an ultraviolet excess in some of them. All bars are redder than the spiral arm patches (fig. 3, 4). The bars of the galaxies NGC 925, NGC 1073 and NGC 7741 have the  $H_{\alpha}$  emission of the same order of magnitude as the central parts of ordinary galaxies. But the bars of NGC 3359 and NGC 4088 shows higher values of the  $H_{\alpha}$  emission.

Согласно Вокулеру [1, 2], примерно две трети общего числа ближайших спиральных галактик принадлежат к типу пересеченных спиралей. Несмотря на многочисленные исследования, до сих пор еще мало данных для понимания причин деления спиральных галактик на системы, центральная область которых обладает осью симметрии (обычные спиральные галактики типа А), и системы, не имеющие оси симметрии (спиральные галактики с перемычками типа В). Оба типа галактик, по-видимому, не различаются ни по спектрам, ни по показателям цвета [1—4]. Изучая спектры эмиссионных компонент центральных областей галактик, Бербиджи [5] пришли к заключению, что по количеству ионизованного газа В-галактики занимают промежуточное положение между неправильными галактиками и спиральными типа А. Бербиджи (см. список литературы в [6]) и Вокулеры (см. список литературы в [2, 7]) показали, что вдоль перемычек от центра наружу текут потоки газа. Это явление, по-видимому, важно для образования, существования и эволюции перемычек [1, 2, 8].

Здесь приведены результаты исследования пяти пересеченных спиралей позднего типа методом семицветной фотометрии. Перемычки этих галактик по структуре напоминают спиральные ветви. Данные об исследованных галактиках сведены в табл. 1.



Таблица 1

NGC	Тип [9]	Модуль расстояния по красному смещению [10]	pc/1"	NGC	Тип [9]	Модуль расстояния по красному смещению [10]	pc/1"
925	Sc/SBc	29 <sup>m</sup> 1	32	4088	SBc/Sc	29 <sup>m</sup> 6	40
1073	SBc	31,4	91	7741	SBc	29,9	46
3359	SBc	30,2	54				

**Наблюдения и обработка.** Галактики фотографировались в прямом фокусе 2,6-м рефлектора им. Г. А. Шайна в семи фильтрах ( $\lambda_{эфф}$  3730 Å, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600, 7400 Å) с помощью электронно-оптического преобразователя [11]. Для абсолютной калибровки использовались внефокальные изображения звезд, данные о которых приведены в табл. 2. В табл. 3 помещены сведения об использованном материале.

Таблица 2

Звезда	V	B-V	U-B	Sp	Ссылка
76 Com	9 <sup>m</sup> 10	0 <sup>m</sup> 547	0 <sup>m</sup> 028	G0V	[12, 13]
736 Pleiades	10,02	0,556	0,009	F9	[14]
623 Praesepa	9,71	0,551	0,064	F9 — F8	[15]
HD 201114	7,57	0,05		B9	[16]

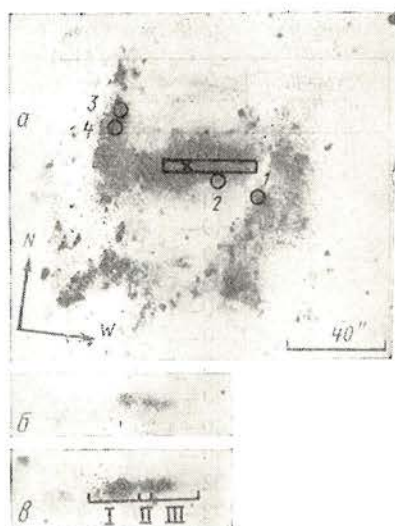
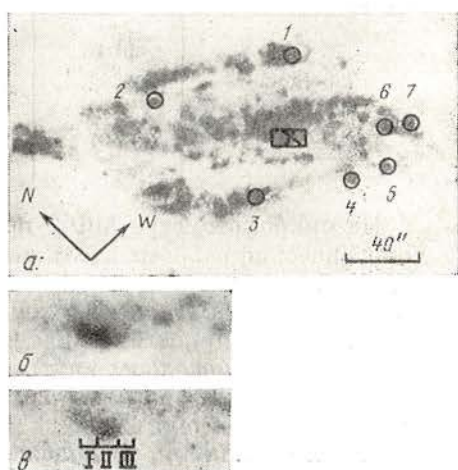
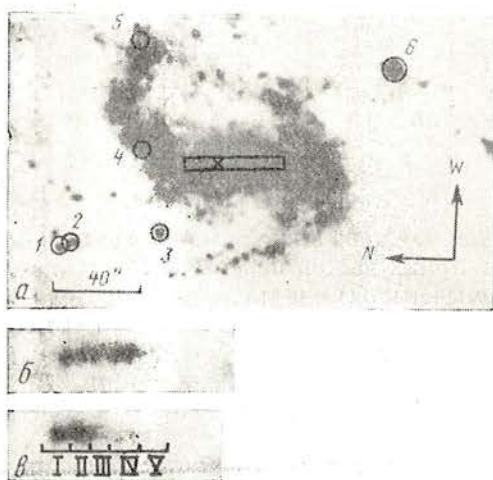
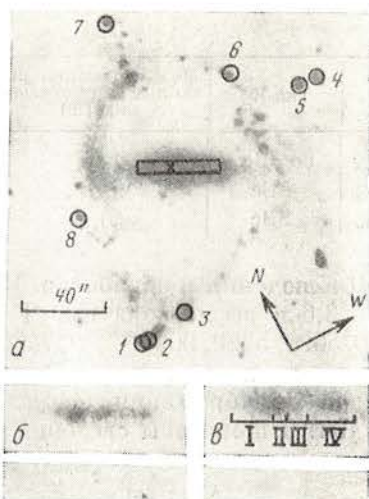
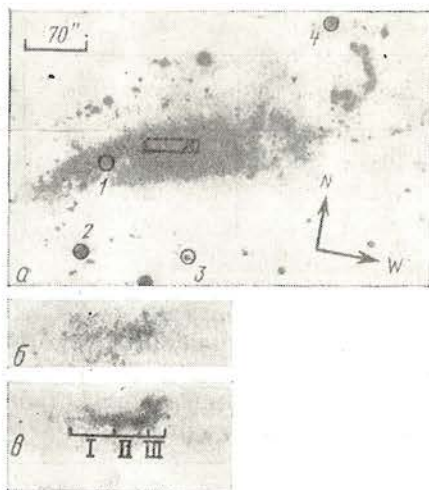
На микрофотометре МФ-2 по снимкам каждой галактики получены фотометрические разрезы вдоль наиболее ярких частей перемычек, а также измерены отдельные детали около перемычек и в спиральных ветвях. Положение измеренных деталей схематически показано на фиг. 1. Абсолютные поверхностные яркости  $I$  приводятся в единицах  $10^{-16}$  эрг/сек·см<sup>2</sup>·Å·кв.сек.

Как уже отмечалось, внутренняя точность для одного измерения 0<sup>m</sup>1 [11], абсолютные значения поверхностных яркостей определены с точностью до множителя 2.

**Детали галактик, расположенные вне перемычек** (условно назовем их деталями спиральных ветвей). Для исследования были выбраны самые яркие детали, измерения поверхностных яркостей которых можно считать

Таблица 3

Объект	Дата	Число снимков	Экспозиции
NGC 925	9.IX 1967 г.	7	40 <sup>s</sup> —7 <sup>m</sup>
736 Pleiades		7	40—7
NGC 1073	27.X 1968 г.	7	40—7
736 Pleiades		7	40—7
NGC 3359	25.II 1968 г.	7	40—7
623 Praesepa		7	40—7
NGC 3359	27.IV 1968 г.	6	40—5 <sup>m</sup> 20 <sup>s</sup>
76 Com		6	40—5 20
NGC 3359	28.IV 1968 г.	4	40—5 20
76 Com		4	40—5 20
NGC 4088	25.II 1968 г.	7	40—7
NGC 7741	18.X 1966 г.	7	32—3 30
HD 201114		7	32—3 30



Фиг. 1. Схема расположения измеренных деталей в исследованных галактиках (а) (изображена на снимках из атласа Хаббла), измеренная часть перемычки (прямоугольник на схеме «а») в фильтре 6600 Å (б) и в фильтре 3730 Å (в); фотографии б и в даны в одном масштабе

Первый ряд NGC 925, NGC 1073; второй — NGC 3359, NGC 4088; третий — NGC 7741

наиболее надежными. Положения их на фиг. 1 показаны кружками, пронумерованными арабскими цифрами. Сведения о распределении энергии в спектре каждой детали были получены по данным многоцветной фотометрии двумя способами: 1) с учетом фона самых близких к деталям частей спиральных ветвей (как в [11, 17, 18]) и 2) с учетом только фона неба вблизи каждой галактики (как при обработке поверхностных яркостей перемычек и центральных областей Sc-галактик типа А [11, 17, 18]). Значения энергии в отдельных спектральных областях излучения деталей, полученные в результате проведенной фотометрии, показаны на фиг. 2 кружками и крестиками для двух способов обработки соответственно. Ввиду относительной аморфности структуры галактик в фильтрах 6090 и 7400 Å некоторые детали, которые хорошо выделяются на фотографиях в других фильтрах, к сожалению, надежно идентифицировать в упомянутых фильтрах не удалось. В этих случаях на фиг. 2 в районе этих фильтров имеются пропуски. Большинство деталей сильно излучают в области  $H_{\alpha}$ , что хорошо заметно на фиг. 2; поверхностная яркость эмиссии в излучении деталей приведена в табл. 4.

Сопоставление данных фиг. 2 (нижних кривых, построенных по кружкам) с распределением энергии в спектрах деталей Sc-галактик типа А [11, 17, 18] показывает, что большинство деталей В-галактик имеют спектры, соответствующие самым синим деталям А-галактик. Принимая этот результат, не следует, однако, забывать, что в В-галактиках измерялись самые крупные и яркие детали, которые могли оказаться самыми молодыми; в галактиках же А были измерены почти все доступные измерению детали, среди которых были как более, так и менее молодые образования.

Среди всех измеренных деталей можно выделить наиболее интересные: деталь № 1 в NGC 4088, яркость которой по порядку величины достигает яркости центрального образования, содержащего ядро, но она сильно отличается от последнего по мощности излучения зоны II. Подобное образование было отмечено в [11] в галактике NGC 628. Вполне возможно, что оба они сверхассоциации, которые изучались в Бюраканской обсерватории в более чем десяти спиральных галактиках [19].

Очень интересна также деталь № 3 в NGC 925, где излучение газа в  $\lambda 3727 \text{ \AA}$ , в небулярных линиях и в области  $H_{\alpha}$  сильно выделяется в фильтрах  $\lambda_{\text{эфф}}$  3730, 5090, 5280 (по-видимому, в крыле) и 6600 Å на фоне слабого непрерывного спектра.

Детали галактик, расположенные ближе к перемычке (№ 2 NGC 7741, № 6 и № 7 NGC 4088), как правило, краснее деталей в спиральных ветвях.

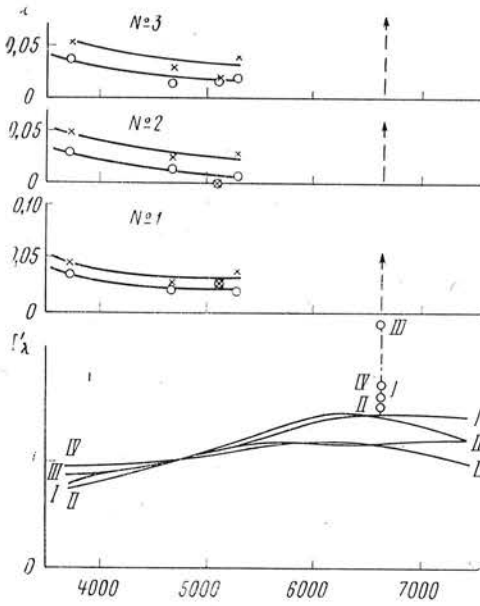
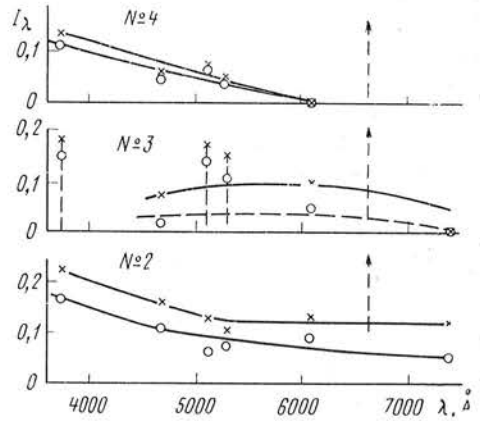
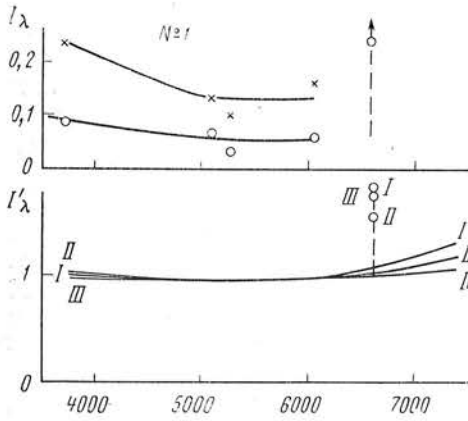
Яркость эмиссии в области  $H_{\alpha}$  (фиг. 2 и табл. 4) у различных деталей различается в десятки раз, выдающаяся деталь № 1 NGC 4088 отличается по эмиссии в области  $H_{\alpha}$  от слабых деталей в сотни раз. Из табл. 4 и [11,

Таблица 4

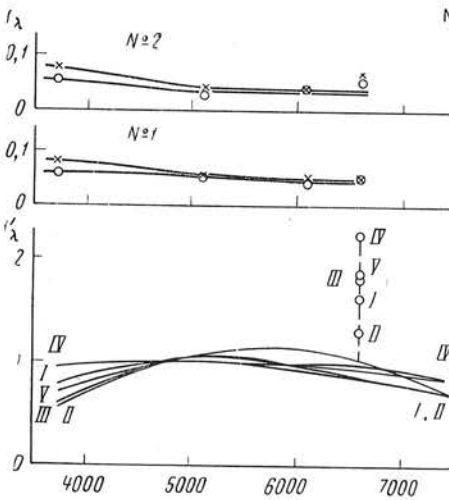
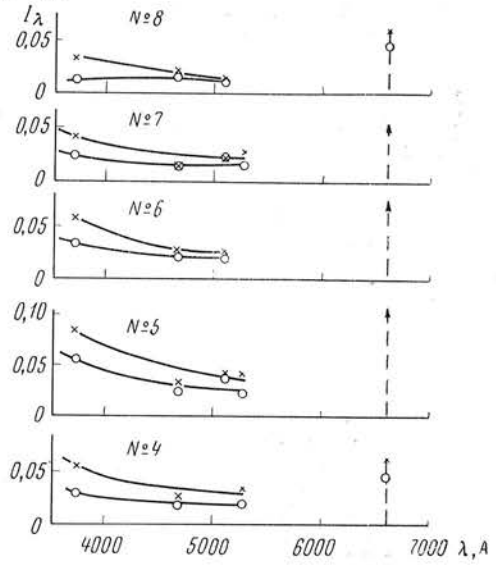
NGC	Номер детали	$I$	NGC	Номер детали	$I$	NGC	Номер детали	$I$
925	1	0,19	1073	6	0,08	4088	2	0,21
	2	0,42		7	0,10		3	0,15
	3	0,60		8	0,03		4	0,63
	4	0,22	3359	1	0,00		5	0,13
	5	0,07		2	0,02		6	0,09
1073	1	0,13	3	0,06	7741	7	0,17	
	2	0,06	4	0,09		1	0,04	
	3	0,09	5	0,05		2	0,05	
	4	0,03	6	0,04		3	0,07	
	5	0,13	4088	1		2,45	4	0,13



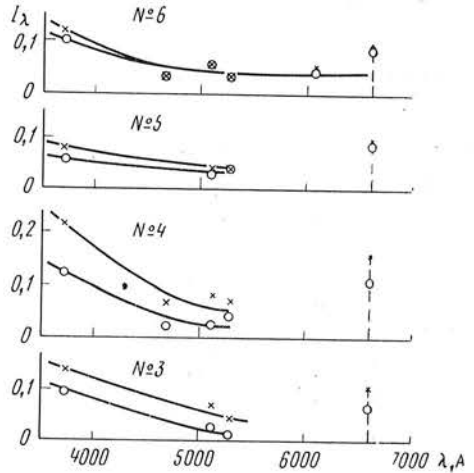
NGC 925

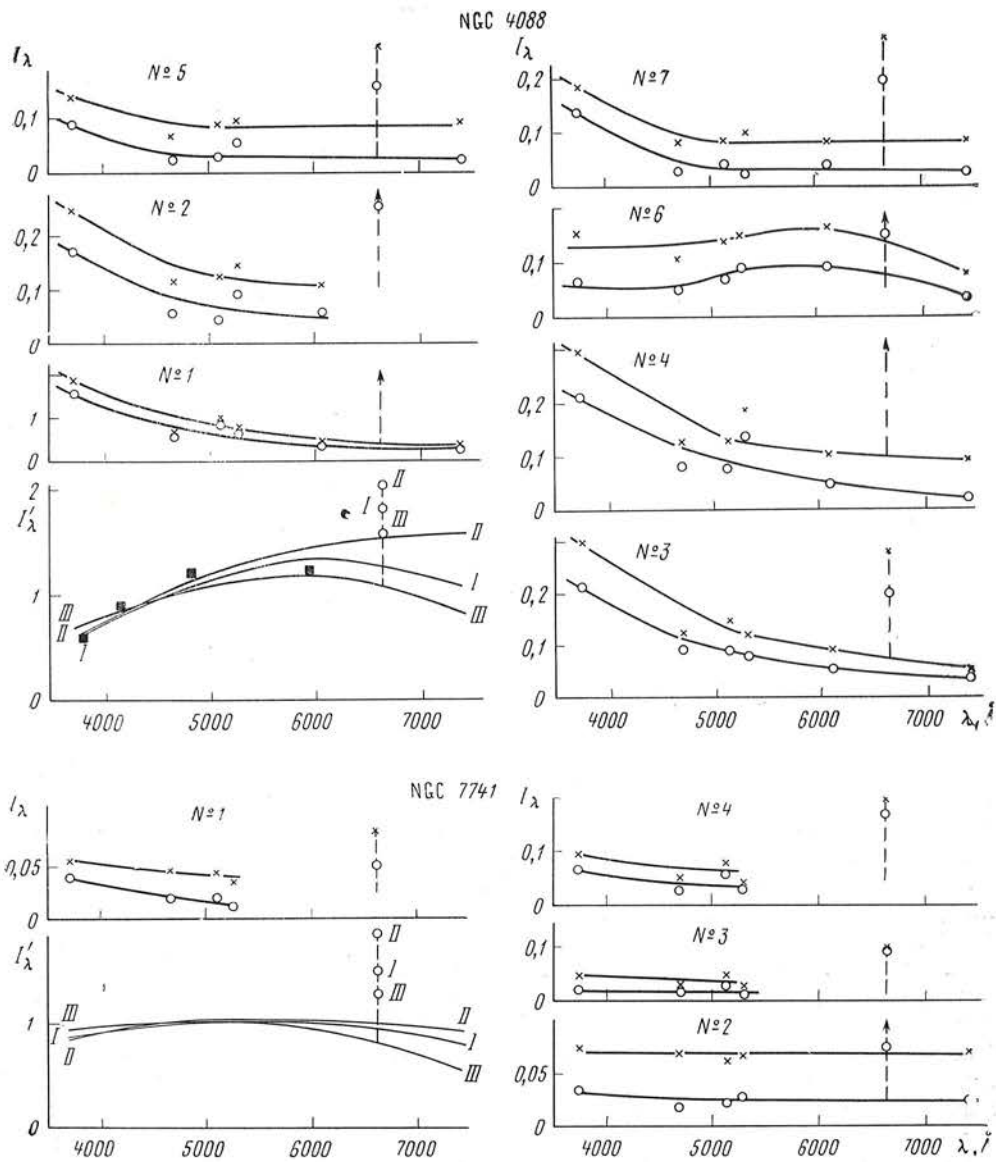


NGC 1073



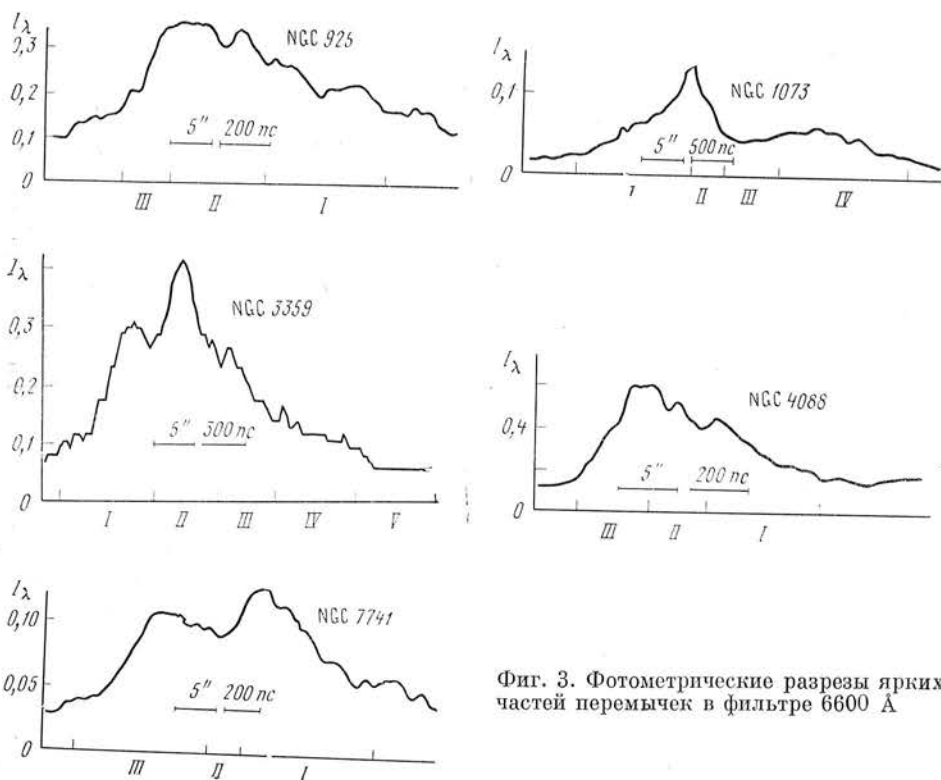
NGC 3359





Фиг. 2. Распределение энергии в спектрах перемычек и деталей спиральных ветвей

Номера деталей перемычек обозначены римскими цифрами, деталей спиральных ветвей — арабскими цифрами.  $I_\lambda$  — поверхностная яркость перемычек в произвольных единицах. Вертикальными черточками показан средний разброс точек, соответствующих наблюдениям в отдельных фильтрах, около приведенных кривых распределений энергии в спектрах отдельных деталей перемычек. Стрелки вверх около  $\lambda 6600 \text{ \AA}$  означают, что в этом фильтре поверхностная яркость превышает указанные на фигуре значения в шкале  $I$ . В этих случаях яркость в фильтре  $\lambda 6600 \text{ \AA}$  следует читать в табл. 4. Темные квадраты — измерения Тифта



Фиг. 3. Фотометрические разрезы ярких частей перемычек в фильтре 6600 Å

17, 18] также следует, что водородные образования галактик NGC 925 и NGC 4088 наиболее мощные, а галактик NGC 1073, NGC 3359 и NGC 7741 наиболее слабые из всей группы водородных образований не только изученных нами В-галактик, но также исследованных ранее галактик типа А. Правда, первые две значительно ближе к нам, чем три последние, и их детали крупнее и удобнее для измерений, но не настолько, чтобы поверхностные яркости эмиссии около  $H_\alpha$  различались на порядок величины.

**Распределение поверхностной яркости по перемычкам.** Поверхностная яркость всех перемычек крайне неравномерна. На фиг. 3 приведены результаты фотометрии перемычек в фильтре 4680 Å (положение см. на фиг. 1, а). Неоднородности, которые уверенно выделяются с нашим разрешением, имеют размеры порядка нескольких сотен парсеков. В каждой перемычке можно выделить более или менее компактные круглые или слегка вытянутые самые яркие детали, которые на фоне остальной части перемычки выделяются своей яркостью во всех фильтрах. На фиг. 1, а область их расположения отмечена крестиками. Можно предполагать, что эти детали содержат ядра пересеченных спиралей. Из фиг. 1, а следует, что измеренная часть не охватывает ни в одной из галактик всей перемычки. Те части перемычек, которые не удалось профотометрировать во всех фильтрах, были в 2—4 раза слабее наиболее ярких промеренных частей. Из фиг. 1 и 3 следует, что яркость в перемычках распределена асимметрично относительно их геометрического центра. Особенно ярко асимметрия выражена в перемычках галактик NGC 925 и NGC 7741. Как показано в [2], асимметрия светимости, массы и распределения скоростей в перемычках — одно из главных отличий галактик типа Магеллановых Облаков, к которым относится и галактика NGC 7741. Из [2] также следует, что асимметрия наблюдается и у других типов галактик с перемычками. Это обстоятельство очень важно для понимания образования, существования и эволюции этих систем. Из фиг. 1 и 3 следует, что во всех рассмотренных перемычках наблюдаются более или менее заметные отклонения от симметрии в распределении яркости и положения наиболее яркого сгущения.



**Спектральный состав излучения перемычек.** По различию в спектре излучения каждая перемычка была разделена на несколько частей, которые на фиг. 1—3 пронумерованы римскими цифрами. При этом разделении яркость эмиссии в области  $H_{\alpha}$  играла существенную роль. Как видно из фиг. 2, все измеренные области имеют избыточное излучение в области  $H_{\alpha}$ , которое меняется от 0,1 ( $M_2 I$  в NGC 1073) до 1,4 ( $M_2 IV$  в NGC 3359) доли непрерывного спектра.

Для галактики NGC 4088 есть многоцветные наблюдения Тифта [20], они показаны на фиг. 2 темными квадратиками. Вся фотометрированная нами область составляла по площади примерно 0,4 от области, измеренной Тифтом с самой маленькой диафрагмой. Из фиг. 2 видно, что наши определения удовлетворительно согласуются с измерениями Тифта [20]. Как уже отмечалось в [18], небольшие расхождения в ширинах использованных фильтров у нас и у Тифта не влияют на результаты измерений. По фиг. 2 спектральный состав излучения перемычек можно также сравнить со спектральным составом излучения самых ярких деталей исследованных галактик (с верхними кривыми, построенными по крестикам). Во всех случаях излучение перемычек краснее излучения спиральных ветвей.

**Обсуждение результатов.** На фиг. 4 приводится сравнение спектрального состава излучения деталей перемычек и деталей спиральных ветвей исследованных галактик со спектральным составом центральных областей нормальных S- и I-галактик по наблюдениям Тифта [20—22]. Чтобы не усложнять фиг. 4, мы привели его наблюдения только для наименьшей диафрагмы. Легко проверить, что результаты измерений с более крупными диафрагмами не изменяют полученной диаграммы показателей цвета. Показатели цвета деталей изучаемых перемычек для длин волн системы Тифта вычислены по данным фиг. 2. Наши результаты показывают, что население исследованных перемычек сходно с населением центральных областей наиболее синих S- и I-галактик типа А. Из фигуры также видно, что вся группа точек, соответствующая перемычкам измеренных галактик, несколько смещена вверх, т. е. в перемычках, по-видимому, наблюдается некоторый ультрафиолетовый избыток. Отмеченный эффект очень небольшой, лишь незначительно превышающий ошибки наблюдения. Он нуждается в проверке более точными методами.

Детали спиральных ветвей занимают самое верхнее положение на диаграмме. В большинстве этих деталей излучение сильно отличается от излучения центральных областей и перемычек большим избытком ультрафиолетовой радиации. Наиболее красные из них (как уже говорилось, они относительно ближе расположены к перемычкам) по составу похожи на перемычки. Каллоглян [23] обнаружил, что спиральные ветви галактики NGC 7479 типа SBc синее перемычки.

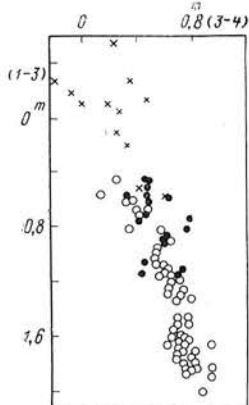
Вполне вероятно, что положение деталей на диаграмме фиг. 4 можно сопоставить с их положением на эволюционной кривой. Старея, детали теряют ультрафиолетовый избыток и превращаются в старые образования типа центральных областей обычных галактик или перемычек пересеченных. При этом они теряют и газовую составляющую: эквивалентная ширина линии  $H_{\alpha}$  деталей спиральных ветвей измеряется многими сотнями и тысячами ангстрем, а эквивалентная ширина линии  $H_{\alpha}$  центральных областей непекулярных галактик не превышает 100 Å.

Обратимся к статистическим данным наблюдений спиральных галактик в системе  $UBV$  [24]. На фиг. 5 приведены двуцветные диаграммы для галактик в целом — отдельно для ранних и поздних подразделений типов А и В. Из фиг. 5 видно, что галактики с перемычками каждого морфологического типа в среднем более синие образования, чем галактики типа А. Более того, среди самых синих галактик типа 7—10 почти нет галактик типа А, среди них преобладают галактики типа В.

Исследуя интегральные свойства спиральных и неправильных галактик, Робертс [25] отметил, что бары в среднем богаче нейтральным водородом

дом, чем галактики типов А. Большой опыт работы по определению движений в галактиках А и В позволил Бербидж [26] считать в большой степени вероятным, что угловой момент В-галактик больше, чем у А-галактик. Все эти наблюдения, очень хорошо дополняя друг друга, укрепляют мысль, что барам действительно присущи в среднем характеристики более «молодых» образований, чем галактикам типа А.

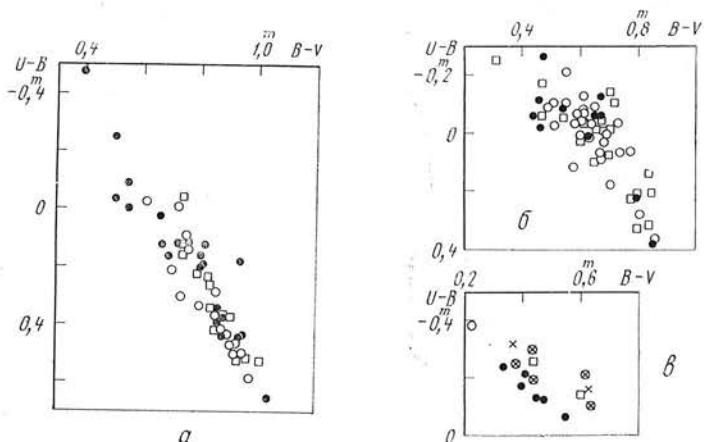
Как уже отмечалось, во всех исследованных перемычках имеется излучение в области  $H_{\alpha}$  (см. фиг. 2). Это излучение в центральных областях большинства галактик состоит из эмиссии в  $H_{\alpha}$  и в  $\lambda 6583 \text{ \AA}$  (азота) [27]. Отношение интенсивностей  $I_{H_{\alpha}}/I_{6583}$  известно только для одной из исследованных галактик NGC 925 [27], оно больше трех. В [27] имеются всего две галактики типа SBc, и для обеих  $I_{H_{\alpha}}/I_{6583} = 3$ . Для более ранних морфологических типов обычных галактик это отношение уменьшается. Однако больше половины всех галактик типа SBc имеют  $I_{H_{\alpha}}/I_{6583} = 3$ . Поскольку все исследованные нами галактики принадлежат к типу SBc, то мы приняли для них  $I_{H_{\alpha}}/I_{6583} = 3$ . Вычисленные в этом предположении средние по перемычке для каждой галактики эквивалентные ширины  $W_{H_{\alpha}}$  сопоставлены на фиг. 6 с данными для центральных областей спиральных галактик типа А из [28]. Из фиг. 6 видно, что зоны H II галактик NGC 925, NGC 1073 и NGC 7741 по мощности одинаковы с зонами H II центральных областей галактик типа А. У галактик NGC 4088 и NGC 3359  $W_{H_{\alpha}}$  оказалось немного больше, чем у обычных галактик с таким же распределением энергии в непрерывном спектре. Но пока нет уве-



Фиг. 4. Двухцветная диаграмма для S- и I-галактик в системе Тифта ( $I$  соответствует  $\lambda_{\text{эфф}} 3750 \text{ \AA}$ ; 3 —  $\lambda_{\text{эфф}} 4835 \text{ \AA}$ ; 4 —  $\lambda_{\text{эфф}} 5945 \text{ \AA}$  [20—22])

Светлые кружки — наблюдения Тифта S- и I-галактик с самой маленькой диафрагмой, темные кружки — детали перемычек пересеченных спиралей по нашим наблюдениям, крестики — детали спиральных ветвей пересеченных спиралей

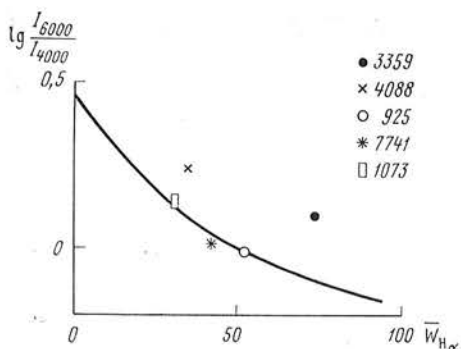
Фиг. 5. Двухцветная диаграмма ( $U-B$ ), ( $B-V$ ) по данным каталога [24] а — для типов 1—3; б — для типов 4—6; в — для типов 7—10 по классификации Вокулера [24]. Светлые кружки — галактики типов А, квадратики — галактики типов АВ, темные кружки — галактики типов В





Фиг. 6. Зависимость эквивалентной ширины линии  $H_{\alpha}^1$  в перемычках от цвета последних в области от 4000 до 6000 Å для изученных пересеченных галактик

Линией показана такая зависимость для обычных галактик типа А из [26]



ренности, что доля излучения азота в фильтре 6600 Å была принята правильно. Поэтому в случае последних двух галактик нельзя твердо настаивать на аномальной мощности зоны  $H II$  в их перемычках.

**Заключение.** 1. Перемычки изученных галактик типа SBc по спектральному составу близки центральным областям галактик типа А. При этом возможно, что в некоторых из них имеется небольшой избыток ультрафиолетового излучения.

2. Данные каталога [24] показывают, что статистически перечисленные спирали, возможно, имеют некоторый избыток ультрафиолетового излучения по сравнению с галактиками типа А того же морфологического типа. Этот эффект очень слабый и нуждается в детальном исследовании.

3. Три из пяти исследованных перемычек SBc галактик имеют зоны  $H II$ , по мощности равные центральным  $H II$ -зонам обычных галактик типа А, в двух из них  $H II$ -зоны несколько мощнее.

В заключение приношу искреннюю благодарность К. К. Чуваеву за помощь в получении материала наблюдений, Л. М. Озерному за дискуссию, а также А. И. Брунс и Т. С. Коркиной за помощь в обработке и изготовлении рисунков.

Май 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. K. C. Freeman. Proc. IAU Sympos., N 38, 1970, p. 351.
2. G. Vaucouleurs, K. Freeman. Vistas in astronomy, 1970 (in press).
3. T. Hatanaka et al. Progress of Theoret. Phys., Suppl., 1964, N 31.
4. Т. А. Каллоглян, Г. М. Товмасын. Сообщ. Бюраканской обс., 1964, 34, 31.
5. E. Burbidge, G. Burbidge. Astrophys. J., 1962, 135, 694.
6. V. C. Rubin, E. Burbidge, G. Burbidge. Astrophys. J., 1964, 140, 94.
7. G. Vaucouleurs et al. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 139, 425.
8. С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 1965, 42, 3.
9. S. Sandage. The Hubble atlas of galaxies. Washington, 1961.
10. S. van den Bergh. Publ. David Dunlap Observ., 1960, 11.
11. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, 38, 219.
12. H. L. Johnson, C. F. Knuckles. Astrophys. J., 1955, 122, 209.
13. H. F. Weaver. Astrophys. J., 1952, 116, 612.
14. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
15. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1952, 116, 640.
16. W. M. Blanco et al. Publ. Univ. Naval Observ., 11 ser., 21, Washington, 1968.
17. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, 40, 96.
18. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крым. астрофиз. обс., 1971, 43, 101.
19. В. А. Амбарцумян. Проблемы эволюции вселенной. Ереван, 1968, стр. 169.
20. W. G. Tifft. Astron. J., 1963, 68, 302.
21. W. G. Tifft. Astron. J., 1961, 66, 390.
22. W. G. Tifft. Astron. J., 1969, 74, 354.
23. А. Т. Каллоглян. Докл. Арм. ССР, 1958, 26, 217.
24. G. Vaucouleurs, A. Vaucouleurs. Ref. Catalogue of Bright Galaxies. Univ. Texas Press, 1964.
25. M. S. Roberts. Astron. J., 1969, 74, 859.
26. E. Burbidge. Comments on Astrophys. and Space Phys., 1970, 11, 25.
27. E. Burbidge, G. Burbidge. Astrophys. J., 1965, 142, 634.
28. И. И. Проник. Астрон. ж., 1969, 46, 755.



НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ  
НА ВОЛНЕ 8,2 ммВ. А. Ефанов, В. И. Загати, И. Г. Моисеев,  
Г. М. Товмасын, В. Б. Штейншлегер

Приведены результаты наблюдений радиоисточников 3С 84, 3С 273 и 3С 345 на длине волны 8,2 мм, выполненных в марте 1970 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на радиотелескопе РТ-22 с использованием мазера. Для 3С 84, 3С 273 и 3С 345 получены следующие значения потоков соответственно: 29, 45 и 14 ед. потока. Калибровка производилась по наблюдениям Юпитера.

OBSERVATIONS OF VARIABLE RADIO SOURCES AT 8,2 mm, by V. A. Efanov, V. I. Zagatin, I. G. Moiseev, H. M. Tovmassian, V. B. Shteinshleger.— The results of observations of radio sources 3C 84, 3C 273 and 3C 345 at 8,2 mm made in March 1970 at the Crimean astrophysical observatory of the Academy of Sciences of the USSR with the 22 m radiotelescope in conjunction with a maser are presented. The fluxes of the 3C 84, 3C 273 and 3C 345 are 29, 45 and 14 flux units ( $10^{-26}$  watt/m<sup>2</sup>·Hz) respectively. The calibration was made by observations of Jupiter.

После обнаружения в 1965 г. переменности радиоизлучения квазизвездных радиоисточников [1, 2] во многих радиоастрономических обсерваториях проводятся регулярные измерения мощности радиоизлучения квазаров, а также некоторых галактик. К настоящему времени переменность радиоизлучений обнаружена почти у трех десятков квазаров и нескольких галактик [3—5]. Поскольку переменное радиоизлучение является непосредственным следствием активных процессов, происходящих в этих областях, то детальные исследования переменности могут привести к пониманию самих активных процессов и их причин. Предполагается, что в переменных радиоисточниках время от времени происходит инжекция релятивистских электронов, приводящая к повышению мощности синхротронного излучения. С расширением облака релятивистских электронов плотность потока от источника растет до тех пор, пока источник не станет оптически тонким на данной частоте, после чего плотность потока начинает убывать. При этом максимум излучения наступает тем позже, чем ниже частота, на которой ведутся наблюдения. Известно [3, 4, 6], что наиболее сильные изменения мощности радиоизлучения происходят в области сантиметровых и миллиметровых волн. На миллиметровых волнах наблюдались изменения плотности потока в 3—10 раз, а на длинах волн в 30—40 см изменения плотности потока становятся почти незаметными [7, 8]. Отсюда следует целесообразность наблюдений переменных радиоисточников на миллиметровых волнах.

Начиная с 1967 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на радиотелескопе РТ-22 ведутся измерения плотности потока квазизвездного радиоисточника 3С 273 [9—12] на длинах волн 2 и 8 мм. В конце 1967 г. было проведено наблюдение также и квазара 3С 279 [9].

В октябре 1968 г. наблюдения велись с применением квантового парамагнитного усилителя на длине волны 8,2 мм [13], что значительно повысило чувствительность радиотелескопа РТ-22 [14]. Этот же усилитель ис-

пользован и при наблюдениях некоторых радиоисточников в марте 1970 г. Ниже приводятся результаты наблюдений квазаров 3С 279, 3С 345 и сейфертовской галактики NGC 1275 (3С 84).

В отличие от предыдущих наблюдений [11], облучатель был установлен в касегреновском фокусе, непосредственно за отражающей поверхностью радиотелескопа, где размещены также все высокочастотные узлы радиометра (модулятор, криостат с мазером и др.). Как и ранее, применялась диаграммная модуляция. Среднеквадратическая чувствительность аппаратуры при наблюдениях с постоянной времени выхода  $\tau = 1^s$  составляла  $(0,06-0,08)^\circ \text{K}$ .

Поскольку сигнал от исследованных источников был заметно больше шумовых флуктуаций на выходе радиометра, то наблюдения производились при сканировании (по обеим координатам) диаграммой радиотелескопа через положение наблюдаемого источника. При этом после определения положения максимального отклика по одной координате и последующего сканирования через это положение по другой координате исключались возможные ошибки юстировки электрической оси радиотелескопа и его наведения (диаграмма направленности радиотелескопа на длине волны 8,2 мм, определенная по наблюдениям Юпитера и других исследованных источников, равна  $1,6 \pm 0,1$  по азимуту и  $1,7 \pm 0,1$  по углу места). Сканирование велось со скоростью  $2''/\text{сек}$  при постоянной времени выхода 8 сек. На фиг. 1 изображена усредненная по семи прохождением запись наиболее слабого из исследованных радиоисточников (3С 345) с потоком в 14 ед. потока (1 ед. потока =  $10^{-26} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$ ).

Для калибровки использовался Юпитер, яркостная температура которого на  $\lambda = 8,2 \text{ мм}$  принималась равной  $144^\circ \text{K}$ . Поток от Юпитера определен из выражения  $S = \frac{2kT_{\text{Я}}}{\lambda^2} \Omega$  с учетом эллиптичности его изображения. Результаты измерений представлены в таблице.

Источник	$10^{-26} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$	Число сканов	Дата наблюдения, 1970 г.
3С 84	$29 \pm 1,5$	10	17.III
3С 273	$45 \pm 2$	7	16.III
3С 345	$14 \pm 1,0$	7	18.III

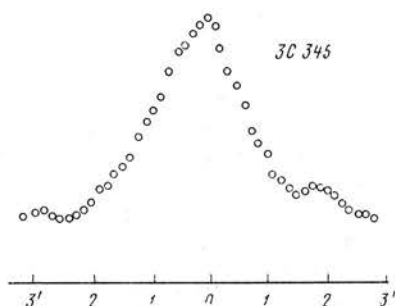
Ошибка в определении потока находилась с учетом флуктуаций при наблюдении соответствующего источника и Юпитера.

Необходимо отметить, что уверенность приведенных результатов, как и предыдущих измерений [9—12], зависит от постоянства потока радиоизлучения Юпитера на волне 8 мм, использованного при всех наблюдениях в качестве калибровочного источника. Если колебания интенсивности радиоизлучения Юпитера на  $\lambda = 1,3 \text{ см}$  действительно имеют место, о чем сообщается Ю. Н. Ветухновской и др. [14], и если аналогичные колебания проявляются заметно и на миллиметровых волнах, то измерения значення потоков радиоисточников будут содержать некоторую ошибку, которую практически невозможно учесть.

**3С 273.** Сравнение с ранними наблюдениями [9—12] показывает, что поток от 3С 273 на волне 8 мм продолжает убывать (фиг. 2). С октября 1968 по март 1970 г. поток уменьшается довольно медленно и равномерно со скоростью около 0,4 ед. потока в месяц. До этого, в мае 1968 г., наблюдался максимум потока. Если этот максимум рассматривать как результат недавней вспышки в 3С 273, то аналогичные максимумы потока в области сантиметровых волн должны наблюдаться в несколько более поздние моменты.



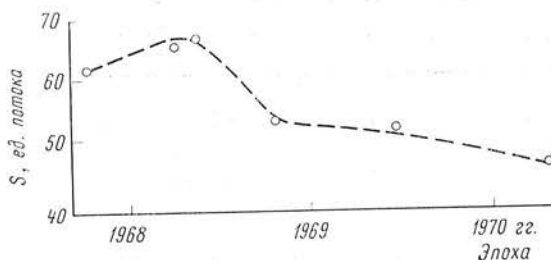
**ЗС 84.** Измерения в области сантиметровых волн показывают, что плотность потока радиоизлучения сейфертовской галактики NGC 1275 (ЗС 84) возрастала в течение 7 лет, с 1960 по 1967 г. [4]. В конце 1968 г. скорость возрастания потока заметно снизилась. О постоянстве радиоизлучения или, во всяком случае, лишь о небольших изменениях потока свидетельствуют наблюдения на длине волны 3,4 мм [15], проведенные с августа 1965 по ноябрь 1967 г. О том же говорит полученное нами значение плотности потока в 29 ед. потока, которое находится в очень хорошем согласии



Фиг. 1. Усредненная по семи прохождениям запись излучения радиоисточника ЗС 345

с измерениями, выполненными на довольно близкой длине волны 9,55 мм [16] в сентябре 1966 г. То же значение потока получено и в начале 1968 г. по наблюдениям на волне 4,3 мм [17].

Итак, из результатов наблюдений последних лет можно заключить, что в области миллиметровых волн мощность радиоизлучения сейфертовской галактики NGC 1275, вероятно, не подвержена заметным колебаниям. С другой стороны, близость полученных значений плотности потока на



Фиг. 2. Изменение плотности потока радиоизлучения источника ЗС 273 на 8 мм

различных длинах волн говорит о том, что радиоизлучение NGC 1275 в интервале 3 мм — 1 см имеет, по-видимому, плоский спектр.

**ЗС 345.** В сантиметровом диапазоне длин волн радиоизлучение квазизвездного радиоисточника ЗС 345 подвержено довольно быстрым и сложным вариациям [3, 4]. На миллиметровых волнах этот радиоисточник наблюдается мало, и поэтому трудно сказать что-либо определенное о его поведении в этой области длин волн. При этом известные измерения на  $\lambda = 3,4$  мм [15] и  $\lambda = 4,3$  мм [17] получены с достаточно большими ошибками.

Авторы выражают признательность Л. Н. Чашину и Э. Ц. Шахбазяну за помощь при выполнении наблюдений.

20 апреля 1970 г.



## Л и т е р а т у р а

1. W. A. Dent. *Science*, 1965, 148, 1458.
2. P. Maltby, A. T. Moffertt. *Science*, 1965, 150, 63.
3. I. I. K. Pauliny-Toth, K. I. Kellermann. *Astrophys. J.*, 1966, 146, 634.
4. K. I. Kellermann, I. I. Pauliny-Toth. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 639.
5. Н. М. Липовка. *Астрон. ж.*, 1969, 46, 28.
6. А. Т. Моффет. *Нестационарные процессы в галактиках*. Ереван, Изд-во АН Арм.ССР, 1968, стр. 259.
7. E. E. Epstein. *Astrophys. J.*, 1965, 142, 1285.
8. F. J. Low. *Astrophys. J.*, 1965, 142, 1287.
9. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1968, 40, 3.
10. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов. *Радиофизика*, 1970, 13, 219.
11. В. А. Ефанов, В. И. Загатиц, И. Г. Моисеев, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлегер. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1970, 41-42, 248.
12. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов. *Астрон. ж.*, 1971, 48, № 2, 435.
13. В. И. Загатиц, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлегер. *Радиотехника и электроника*, 1967, 12, 539.
14. Ю. Н. Ветнуховская, А. Д. Кузьмин, Б. Г. Кутуза, А. Н. Макаров, Л. М. Митник. *Доклад на конференции по радиоастрономии*. Рига, сентябрь 1968 г.
15. R. A. Schorn, E. E. Epstein, J. P. Oliver, S. L. Soter, W. J. Wilson. *Astrophys. J. Letters*, 1968, 151, 127.
16. R. W. Hobbs, H. H. Corbett, N. J. Santiny. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 43.
17. R. W. Hobbs, H. H. Corbett, N. J. Santiny. *Astron. J.*, 1969, 74, 824.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ  
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ  
НА ВОЛНЕ 3,5 см. II.

А. Г. Горшков, И. Г. Моисеев, В. А. Соголаснов

Приводятся результаты измерений плотностей потоков радиоизлучения 99 дискретных источников на волне 3,5 см на радиотелескопе РТ-22 в мае-июне 1969 г., а также данные о переменности дискретных источников и галактики NGC 4278.

SPECTRAL FLUX DENSITIES OF RADIO EMISSION FROM DISCRET SOURCES AT 3.5 cm WAVE LENGTH. II, by A. G. Gorshkov, I. G. Moiseev and V. A. Soglasnov.— Results of measuring of flux densities of radio emission from 99 discret sources at 3.5 cm wave length are given. The observations were carried out with 22-m radiotelescope of the Crimean Astrophysical Observatory in May— June 1969. Data on the variability of radio emission from discret sources and galaxy NGC 4278 are given.

В мае-июне 1969 г. нами продолжены исследования радиоисточников, начатые в 1968 г. [1]. Были измерены плотности потоков 83 источников, не наблюдавшихся в 1968 г. Поскольку большинство источников, доступных наблюдению в сантиметровом диапазоне, имеет избыток коротковолнового радиоизлучения, обусловленный, по-видимому, наличием компактных компонент, которые могут быть переменными, в программу наблюдений был включен ряд источников, наблюдавшихся в 1968 г. с целью обнаружения возможной переменности, а также источники, переменность которых была известна ранее [2, 3]. Некоторые из этих источников наблюдались несколько раз в течение периода наблюдений для изучения короткопериодической переменности.

## Аппаратура и методика наблюдений

Наблюдения велись на 22-м антенне Крымской астрофизической обсерватории (г. Симеиз) с помощью радиометра, разработанного и изготовленного в ГАИШ и МГПИ им. В. И. Ленина. Основные характеристики радиометра следующие: центральная частота 8550 Мгц, полоса принимаемых частот 1000 Мгц, эквивалентная шумовая температура входа  $\sim 100^\circ\text{K}$ , чувствительность по потоку  $0,2 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$  при постоянной времени  $\tau = 2 \text{ сек}$ . Применялась диаграммная модуляция: две диаграммы (ширина каждой диаграммы по половине мощности 6'6) были разнесены в горизонтальном направлении на 17'3. Источники сопровождалась по углу места, по азимуту производилось сканирование. Подробное описание аппаратуры и методики наблюдений приведено в [1].

В качестве калибровочных источников использовались ЗС 274 (Дева-А) ( $S_{3,5} = 41,8 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ ), ЗС 123 (10,1), Кассиопея-А (582) и Телец-А (550).

Результаты наблюдений плотностей потоков приведены в табл. 1. Первый столбец — название источника по одному из каталогов: ЗС [4] или ЗС [5], 4С [6, 7], NRAO [8], NRAO (паркская система обозначений) [9], DW [10], DA [11], СТА [12], СТВ [13]. Кроме того, наблюдалось несколько

Т а б л и ц а 1

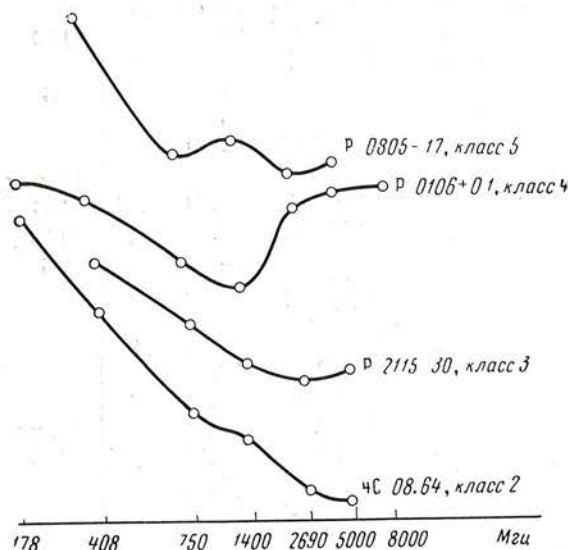
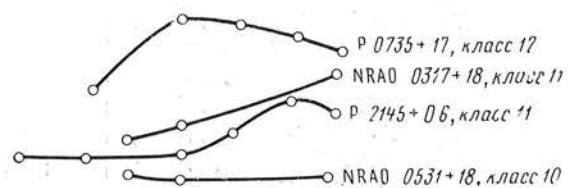
Номер источника	Источник	Плотность потока, $10^{-26}$ Вт/м <sup>2</sup> ·зч	Характер спектра	Отождествление	Номер источника	Источник	Плотность потока, $10^{-26}$ Вт/м <sup>2</sup> ·зч	Характер спектра	Отождествление
1	3C 2	1,30	2	QSO	50	4C 22.21	1,47		
2	4C 60.1	1,53	1		51	3C 207	1,15		
3	P 0023—26	2,75	1		52	NRAO 0852+20	1,29		
4	P 0045—25	1,50	1	G	53	P 0859—14	2,00	3	QSO
5	DW 0049+56	2,65			54	3C 216	2,03	4	QSO
6	3C 29	0,76	8	G	55	P 0906+01	1,54	5	QSO
7	4C 00.6	0,89	1	QSO	56	4C 55.17	1,08		
8	3C 33	0,66	1	G	57	3C 236	0,61	1	G
9	4C 31.4	0,98	8		58	P 1045—31	1,37	6	
10	DW 0119+61	0,97	7		59	4C 21.28	1,14		
11	P 0122—00	1,49	5	QSO	60	P 1055+20	1,13	2	QSO
12	P 0202—17	1,75		QSO	61	P 1151—34	1,40	8	
13	P 0213—13	0,79	1	G	62	* DA 389	0,72		
14	4C 58.8	0,73			63	4C 29.45	0,91		
15	3C 75 <sub>2</sub>	1,27	(1,40)	1G	64	P 1237—10	0,93		QSO
16	NRAO 0317+18	0,68	11		65	P 1306—09	2,08	1	G
17	3C 88	1,41	(1,50)	1G	66	P 1309—22	0,79	1	G
18	NRAO 140	2,35		QSO	67	4C 32.44	1,35		
19	P 0327—16	0,82	1		68	3C 287.1	2,14		
20	3C 93	0,77	1		69	P 1354+19	1,35		
21	3C 103	0,90	3	QSO	70	P 1514—24	2,17	5	G
22	3C 105	1,58	1		71	* P1518+04	0,72		
23	P 0422+00	0,98	3	QSO	72	* DW 1524—13	0,63		
24	P 0442—28	1,14	(1,28)	1G	73	DW 1548+05	2,26	10	
25	3C 129	1,61	1	G	74	NRAO 512	0,86	10	
26	3C 130	0,55			75	DA 393	2,39		
27	P 0453—20	1,10	1	G	76	DA 406	2,38		
28	P 0453—30	0,95	1		77	DW 1616+06	1,32	10	
29	3C 134	1,47	9		78	3C 346	1,12	1	G
30	3C 136.1	1,96	4		79	P 1621—11	0,69	9	
31	P 0521—36	6,51	1	G	80	NRAO 517	2,00	10	
32	* NRAO 0531+18	0,32	10		81	P 1622—31	0,68	9	QSO
33	P 0531+19	1,33	1		82	DW 1656+05	4,19	5	
34	NRAO 0531+ +19.4	1,58	8		83	3C 382	2,01	1	G
35	CTB 19	2,61			84	3C 395	2,53		
36	3C 154	1,40	1	QSO	85	P 1938—15	2,00	1	
37	P 0614—34	1,07	7	G	86	NGC 7009	1,03		Пл. тум.
38	* NRAO 238	0,44			87	P 2104—25	1,50	(1,74)	1 G
39	4CT 10.20.1	2,33			88	P 2115—30	1,03	2	QSO
40	* DA 213	0,42			89	3C 430	2,08	1	G
41	DW 0716—13	1,89	(2,48)	H II	90	NRAO 676	1,32		
42	4C 67.14	1,00			91	4C 24.61	1,27		
43	DW 0723—00	1,76	7		92	* 4C 08.64	1,02	2	
44	DW 0733—17	2,23	10		93	4C 62.35	0,87		
45	P 0735+17	1,71	12		94	3C 457	0,40	1	
46	3C 184.1	0,75	1	G	95	NGC 7635	3,33		Пл. тум.
47	P 0802+16	0,95	4		96	3C 465	1,54	(1,69)	1 G
48	P 0805—07	1,01	6		97	4C 09.74	1,22		
49	P 0812+02	1,06			98	P 2345—16	2,77		
					99	* DA 610	0,58		

\* Источник наблюдался в 1968 г.



планетарных туманностей. Второй столбец — амплитудное значение плотности потока в единицах  $10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$  с указанием ошибок:  $a \leq 5\%$ ,  $b \leq 10\%$ ,  $c \leq 25\%$ . В скобках указаны исправленные за угловые размеры значения потоков. Для значительной части источников исправление за угловые размеры не проводилось, так как подавляющее большинство данных об угловых размерах получено из наблюдений на дециметровых волнах, где вклад компактных источников обычно мал. На нашей же частоте, как заставляет предполагать характер спектров большей части наблюдаемых источников, именно эти компоненты дают значительный вклад, в то время как вклад протяженной компоненты (к которой обычно относятся данные о структуре) обычно мал. Так как на сантиметровых волнах нет сколько-нибудь полных данных о структуре радиоисточников, то исправление за угловые размеры проводилось по данным, относящимся к более длинным волнам лишь в тех случаях, когда степенной характер спектра прослеживается вплоть до 3 см.

В третьем столбце указан характер спектра: 1 означает степенной спектр ( $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ ,  $\alpha > 0$ ); источники, в которых наряду со степенной компонентой существует избыток коротковолнового радиоизлучения, обозначены 2—6 (в порядке возрастания интенсивности коротковолновой компоненты); спектр имеет в сантиметровом диапазоне завал (7) и резкий обрыв (8). Весьма необычен класс 9, который отличается от класса 8 тем, что после резкого обрыва степенного спектра наблюдается плоский участок в области коротких волн; 10 — источники с плоским или почти плоским спектром; 11 — источники с отрицательным спектральным индексом ( $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ ,  $\alpha < 0$ ); 12 — источник с максимумом в спектре. Спектры источников различных классов изображены на фигуре. В четвертом столбце табл. 1 указано оптическое отождествление: QSO — квазар, G — галактика, Н II — Н II-область.



Классификация спектров источников радиоизлучения, имеющих аномалии в коротковолновой области

Частоты (ось абсцисс) даны в логарифмическом масштабе; по оси ординат источники расположены произвольно

Таблица 2

Источник	Плотность потока, $10^{-26}$ $вт/м^2 \cdot зч$	Дата, 1968 г.	Плотность потока, $10^{-26}$ $вт/м^2 \cdot зч$	Дата, 1969 г.	
3C 48	3,20	30.VIII	2,92	23, 30.V	QSO
3C 84	23,5		35,7	21, 29.V	G
NRAO 140			2,63	21.V	QSO
			2,08	30.V	
P 0403—13	1,73	29.VIII	1,92	21.V	QSO
P 0405—12	1,85	29.VIII	2,19	21.V	QSO
3C 138	3,05	2.IX	3,40	17.V	QSO
3C 196	2,26	29.VIII	2,01	30.V	QSO
		1.IX			
P 1055+01	2,13		2,48	18.V	QSO
			2,20	20.V	
P 1127—14	4,91		4,80	18.V	QSO
			6,15	29.V	
P 1136—13	1,19	1.IX	1,48	18.V	QSO
3C 273	34,2 34,8	15.VIII	45,2	17.V	QSO
		15.X	46,6	20, 23.V	
			44,1	24.V	
			37,5	26.V	
			48,7	27, 31.V	
		41,0	7.VI		
3C 279	17,5 16,1 14,4 17,4	31.VIII	13,9	17.V	QSO
		3.IX	12,9	20.V	
		5.IX	13,6	21.V	
		15.X	15,4	23.V	
			16,3	25, 26.V	
3C 286	5,20	31.VIII	4,51	17.V	QSO
			4,82	20.V	
3C 345	6,90 7,52 9,33 8,80	14.VIII	5,11	26, 29.V	QSO
			8,25	17, 19.V	
		18.VIII	8,12	21, 23.V	
		1.IX	8,84	27.V	
		5.IX	9,15	28.V	
9,01	29.V				
8,60	1.VI				
3C 371	1,98	1.IX	2,18	23.V	G
			1,83	25.V	
			2,00	31.V	
			1,72	10.VI	
P 2145+06	2,95 3,20 4,50 4,35 3,65	12.VIII	3,40	17.V	QSO
		18.VIII	4,30	22.V	
		30.VIII	4,17	24.V	
		3.IX	4,37	26.V	
		15.X			
VRO 42.22.01	4,20 5,25 6,40 7,10 8,70	12.VIII	4,27	26.V	BL Lac
		29,30.VIII	8,90	29.V	
		31.VIII			
		5.IX			
		15.X			

Т а б л и ц а 2 (окончание)

Источник	Плотность потока, $10^{-26}$ <i>вт/м<sup>2</sup>·гц</i>	Дата, 1968 г.	Плотность потока, $10^{-26}$ <i>вт/м<sup>2</sup>·гц</i>	Дата, 1969 г.	
3С 446	4,12	30.VIII	3,31 5,60	20.V 28.V	QSO
P 2216—03	1,70	3.IX	2,27	26.V	QSO
P 2227—08	1,15	30.VIII	0,85	15, 26.V	QSO
СТА 102	2,90	13.VIII	1,73	18.V	QSO
	2,72	30, 31.VIII	2,17	24.V	
3С 454.3	21,2	29.VIII	13,0 15,7	17.V 22, 28.V	QSO

Источники 3С 15, P 0118+03, 3С 52, 3С 69, NRAO 0537 + 19, 0532+19, 4С 20.25, 3С 270.1, 3С 277.3, 4С 20.35, 3С 454, 4С 29.3, 4С 17.46, DW 0057+17, P 0118+03, 4С 32.10, DW 0037 + 18, 3С 175, NRAO 0532 + 20, P 0808 + 21, 3С 228, 4С 0130 — 17, P 0454 + 06 имеют верхний предел плотности потока на нашей частоте  $0,4 \cdot 10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup>·гц*.

### Переменные источники

Для исследования переменности потока радиоизлучения были выбраны некоторые источники, у которых переменность наблюдалась ранее [2, 3], а также несколько источников с особенностями в спектре, характерными для переменных компонент: растущий или плоский спектр на коротких волнах, спектр с максимумом. Источники наблюдались осенью 1968 г. и в мае-июне 1969 г. Результаты наблюдений источников, у которых за этот период обнаружено заметное изменение потока, приведены в табл. 2. Некоторые источники наблюдались многократно с интервалами в 1—3 суток с целью исследования короткопериодических вариаций.

Наблюдения показывают три типа вариаций: медленные вариации с характерным временем порядка года или больше и амплитудой 10—20% в год. Более резко выражены вариации с характерным временем порядка месяца; их амплитуда может достигать 100%. Такие вариации наблюдались нами у 3С 273, 3С 279, 3С 286, 3С 345, P 2145 + 06, VRO 42.22.01. В некоторых случаях короткопериодическая переменность может накладываться на долгопериодическую. Существуют, однако, еще более быстрые вариации. Резкие изменения потока за 3—10 дней обнаружены у 3С 273, 3С 279, NRAO 140, VRO 42.22.01, 3С 446, 3С 454.3, P 1127—14. Особенно интересно наблюдавшееся у 3С 273 резкое уменьшение потока 23—27.V на  $10 \cdot 10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup>·гц*. Наши результаты изучения переменности VRO 42.22.01 хорошо согласуются с результатами, опубликованными в [14, 15].

Первый столбец таблицы — наименование источника, второй — плотность потока, третий — дата наблюдений, четвертый — оптическое отождествление (G — галактика, QSO — квазар).

### Наблюдения некоторых галактик

Радиоисточники, подобные компактным компонентам в квазарах и сейфертовских галактиках, могут встречаться также и в нормальных галактиках с активными ядрами (эмиссионный спектр, звездоподобный вид ядер), отличаясь, однако, значительно меньшей мощностью [16, 17]. Нами наблюдались шесть галактик с эмиссионными линиями в спектрах ядер: NGC 3516 ( $< 0,37$ ), NGC 3078 ( $0,32 \pm 0,12$ ), NGC 2911 ( $0,36 \pm 0,12$ ),



NGC 4278 ( $0,89 \pm 0,07$ ), Маркарян 52 ( $0,15 \pm 0,06$ ), Маркарян 60 ( $0,22 \pm 0,05$ ); в скобках указаны значения плотности потока в единицах  $10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup>·гц*. Галактика NGC 4278 наблюдалась ранее в 1968 г. [18]; наблюдения дали значение ( $0,47 \pm 0,06$ )  $\cdot 10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup>·гц*. На близкой частоте (10 000 *Мгц*) в конце 1967 — начале 1969 г. ее наблюдали А. Мофсет и Саргент [19], которые получили  $0,30 \cdot 10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup>·гц*. Таким образом, NGC 4278 — переменный радиоисточник (по крайней мере в сантиметровом диапазоне), что указывает на сходство с компактными источниками в квазарах. Плотность потока галактики NGC 3078 несколько меньше, чем приведенная в [19]; возможно, эта галактика также является переменной в радиодиапазоне, однако разница незначительна превышает ошибки наблюдений.

Авторы признательны А. Б. Северному за интерес к работе, Е. А. Спангенбергу, И. Е. Вальтц, Л. М. Гиндилису, А. А. Капусткину, В. К. Конниковой, В. В. Никитину за участие в подготовке и проведении наблюдений.

13 апреля 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. А. Е. Андриевский и др. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 43, 30.
2. K. I. Kellermann, I. I. Pauling-Toth. Annual. Rev. Astron. and Astrophys., 1968, 6.
3. B. Andrew, A. van den Berg. Astron. J., 1968, 73, 293.
4. O. D. Edge, J. R. Shakeshaft, W. B. McAdam, J. E. Baldwin, S. Arsher. Mem. Roy. Astron. Soc., 1959, 68, 37.
5. A. S. Benuet. Mem. Roy. Astron. Soc., 1962, 68, 163.
6. J. D. H. Pilkington, P. E. Scott. Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, 69, 183.
7. J. F. R. Gower, P. F. Scott, D. Wills. Mem. Roy. Astron. Soc., 1967, 71, 49.
8. I. I. K. Pauliny-Toth, C. M. Wade, D. S. Heeschen. Astrophys. J. Suppl., 1966, 13, N 116.
9. B. Höglund. Astrophys. J. Suppl., 1967, N 135, 61.
10. M. Davis. Bull. Astron. Inst. Netherlands., 1967, 19, 201.
11. K. I. Kellermann, R. B. Read. Publ. Owens Valley Observ., 1965, 1, N 2.
12. D. E. Harris, J. A. Roberts. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1960, 72, 237.
13. K. I. Kellermann, R. B. Read. Publ. Owens Valley Observ., 1965, 1, N 2.
14. B. H. Andrew, I. M. MacLead, J. L. Locke, W. J. Medd. Nature, 1969, 223, 598.
15. E. T. Olsen. Nature, 1969, 224, 1008.
16. D. S. Heeschen. Astrophys. J. Letters, 1968, 151, L 135.
17. K. R. Lang, Y. Terzian. Astrophys. J. Letters, 1968, 152, L 63.
18. В. Н. Курильчик, А. Е. Андриевский, Е. А. Спангенберг, В. Н. Иванов. Астрон. ж., 1969, 46, 1136.
19. K. R. Lang, Y. Terzian. Astrophys. J. Letters, 1968, 152, L 63.

**ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР  
С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ  
В ФОКУСЕ КУДЭ 2,6-м ТЕЛЕСКОПА**

Н. А. Димов

Описывается двухлучевой фотоэлектрический спектрофотометр, установленный в спектрографе фокуса кудэ 2,6-м рефлектора. В спектрофотометре использовано шаговое перемещение выходной щели и регистрация методом счета фотонов. Максимальная разрешающая сила  $\lambda/\Delta\lambda = 2,2 \cdot 10^4$  ( $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ ). Регистрировались профили линий  $\lambda 4250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 4254 \text{ \AA}$  Cr I в спектрах звезд до  $6^m$ .

A HIGH<sup>3</sup> RESOLVING POWER PHOTOELECTRIC SPECTROMETER, by N. A. Dimov.— A double-beam photon counting spectrometer at the Coude focus of the 2,6 meter telescope is described. Step motion of the output slit is applied. The maximum resolving power equals  $\lambda/\Delta\lambda = 2,2 \cdot 10^4$  ( $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ ). Profiles of  $\lambda 4250 \text{ \AA}$  Fe I and  $\lambda 4254 \text{ \AA}$  Cr I lines have been registered for stars down to  $6^m$ .

Фотоэлектрическая спектрофотометрия звезд высокой разрешающей силы ( $\sim 10^4$ ) имеет ряд особенностей, связанных с характером изображения на входной щели. Методы возможно более полного использования света, собранного телескопом, компенсации дрожания изображения на щели и мерцаний в приборах этого типа рассматривались в [1—4].

Общей особенностью звездных фотоэлектрических спектрофотометров является использование принципа «широкощельности», т. е. выбор таких условий регистрации, которые позволяют использовать входную щель с шириной, большей или близкой по размерам изображению звезды в фокусе телескопа. При этом достигается увеличение проникающей способности прибора и уменьшаются флуктуации, вызванные дрожанием изображения на щели.

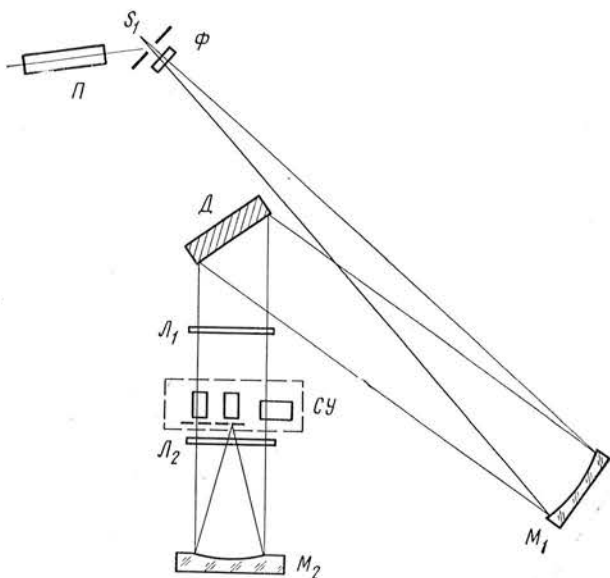
Наличие у современного телескопа спектрографа в фокусе кудэ практически предопределяет использование его для фотоэлектрического спектрофотометра с большим разрешением. Это связано с тем, что условие «широкощельности» определяется диаметром дифракционной решетки (и соответственно коллиматора).

Это видно из формулы (1), взятой из [4]:

$$\Delta\theta = \frac{m\Delta\lambda_{\min}}{Ad} \left( \frac{D_{\text{реш}}}{D_{\text{тел}}} \right). \quad (1)$$

Здесь  $\Delta\lambda_{\min}$  — ширина выходной щели, определяющая разрешающую способность,  $\Delta\theta$  — ширина входной щели в угловых единицах, соответствующих изображению звезды в фокусе телескопа,  $D_{\text{тел}}$  и  $D_{\text{реш}}$  — диаметр телескопа и решетки соответственно. Остальные величины имеют обычный смысл ( $m$  — порядок спектра,  $d$  — расстояние между штрихами решетки,  $A$  — постоянная, связанная с углами падения и дисперсии).

Дифракционный спектрограф АСП-14 в фокусе кудэ 2,6-м телескопа наилучшим образом удовлетворяет условию (1), а одна из камер — камера



Фиг. 1. Оптическая схема спектрографа

№ 1 — наиболее подходит для установки сканирующего устройства. Кассетная часть камеры № 1 имеет внеосевое расположение и достаточно большую линейную дисперсию, позволяющую удобно расположить выходные щели и фотоумножители.

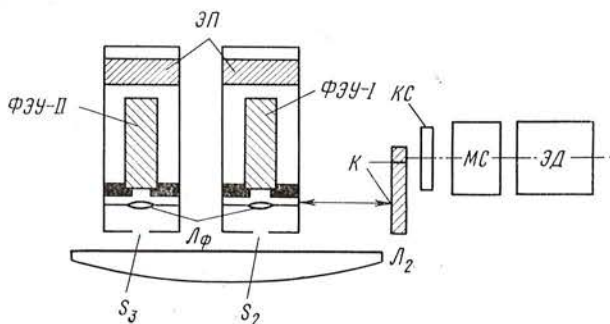
На фиг. 1 показана оптическая схема спектрографа и расположение сканирующего устройства СУ. Наклонная входная щель  $S_1$  имеет максимальную ширину 1,4 мм (2,8). Перед щелью расположен гидировочный микроскоп П. Непосредственно за щелью находится фильтр  $\Phi$  для выделения необходимого порядка спектра.

Коллиматорное зеркало  $M_1$  имеет фокальное отношение 1/40 и фокусное расстояние 11 245 мм. Дифракционная решетка  $D$  с 600 *штрихов/мм* имеет размер 290 × 280 мм. Во время наблюдений мы в основном использовали третий порядок спектра в области 4000—4850 Å. В этой области концентрация составляет около 40%. Механизм поворота решетки используется только для установки области сканирования. Точность воспроизведения положения решетки не хуже 15" (0,5 Å в третьем порядке).

Зеркало  $M_2$ , кварцевая коррекционная пластинка  $L_1$  и кварцевая полевая линза  $L_2$  образуют камеру с фокусным расстоянием 3343,5 мм. Линейная дисперсия в третьем порядке 1,6 Å/мм (2,4 Å/мм во втором).

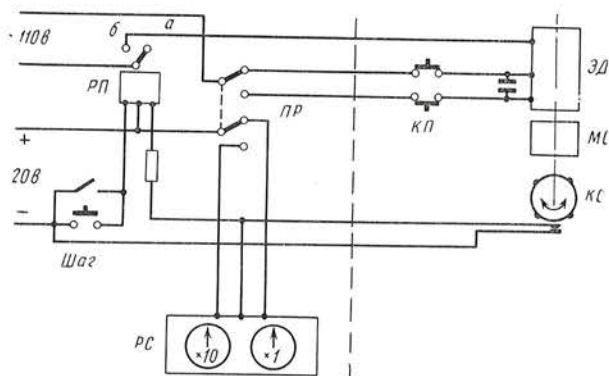
Сканирующее устройство, так же как и фотографическая кассета, не виньетировает свет, идущий от дифракционной решетки.

На фиг. 2 схематически изображена фотоэлектрическая часть спектрофотометра СУ. Спектр фокусируется в плоскости выходных щелей  $S_2, S_3$ . Линзы Фабри  $L_\phi$ , расположенные непосредственно за щелями, фокуси-



Фиг. 2. Сканирующее устройство





Фиг. 3. Принципиальная схема управления сканированием

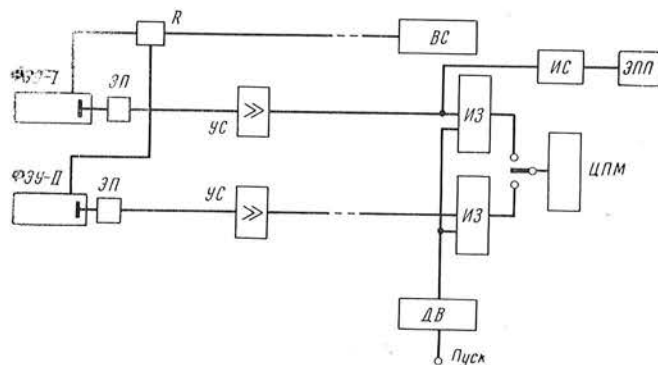
руют на катодах фотоумножителей ФЭУ-I и ФЭУ-II монохроматическое изображение зеркала коллиматора. Щель, линзы Фабри, фотоумножитель и эмиттерный повторитель ЭП образуют единый блок, который укреплен в обойме сканирующего устройства.

Блок с щелью  $S_2$  и ФЭУ-I установлены на подвижной каретке, которая перемещается вдоль спектра с помощью микрометрического винта. Винт приводится во вращение механизмом, состоящим из мальтийской системы  $MC$ , которая сообщает винту дискретный поворот от электродвигателя ЭД через зубчатую передачу  $K$ . Передаточное число  $K$  и шаг микрометрического винта выбраны такими, что за один оборот электродвигателя каретка с ФЭУ-I перемещается на  $0,12 \text{ мм}$ .

Контактная система  $КС$  с управляющей схемой (см. ниже) может останавливать вращение электродвигателя после каждого шага перемещения каретки. Таким образом, скорость сканирования определяется выбранной экспозицией в каждой точке спектра, а максимальная скорость вращения двигателя около  $1 \text{ об/сек}$ , что соответствует для третьего порядка спектра  $0,12 \text{ мм/сек} = 0,2 \text{ \AA/сек}$ . Подвижная каретка может перемещаться вдоль спектра на  $120 \text{ мм}$  (1000 шагов).

Блок с фотоумножителем ФЭУ-II и щелью  $S_3$  установлен неподвижно и является каналом сравнения для учета (или компенсации) изменений светового потока, общих с основным каналом (ФЭУ-I) (дрожание, мерцание, прозрачность атмосферы). Минимальное расстояние между выходными щелями  $S_2$  и  $S_3$  составляет  $140 \text{ мм}$  ( $\sim 220 \text{ \AA}$  в третьем порядке).

Принципиальная схема управления движением каретки изображена на фиг. 3. Схема работает следующим образом: при коротком нажатии кнопки «Шаг» поляризованное реле  $РП$  переходит из одного устойчивого положения  $a$  в другое положение  $b$ , при этом включается двигатель ЭД. Вращение двигателя не вызывает поворота диска контактной системы  $КС$  до тех пор, пока ведущий палец системы  $МС$  не повернет на  $90^\circ$  мальтийский крест. Во время поворота креста ( $\sim 0,1 \text{ сек}$ ) в нормально разомкнутой



Фиг. 4. Блок-схема регистрирующей аппаратуры

системе  $KС$  образуется импульс, который поступает на поляризованное реле  $РП$  и выключает двигатель. Одновременно реверсивный счетчик импульсов  $РС$  фиксирует импульс (шаг каретки). Таким образом, показания счетчика  $РС$  однозначно определяют положение выходной щели  $S_2$ . Переключатель  $ПР$  позволяет реверсировать направление вращения двигателя и счетчика импульсов. Конечные выключатели  $КП$  ограничивают ход каретки с ФЭУ-1 в крайних положениях. Часть схемы слева от штриховой черты расположена возле микроскопа подсмотра щели  $S_1$  и регистрирующей части спектрофотометра.

Блок-схема регистрирующей части показана на фиг. 4. Питание делителей напряжения фотоумножителей производится от стабилизированного выпрямителя  $ВС$  типа ВС-22 через дозирующие сопротивления  $R$ . Величина этих сопротивлений подбирается так, чтобы обеспечить на каждом ФЭУ оптимальное напряжение.

Фотоэлектронные импульсы через эмиттерные повторители  $ЭП$  поступают на широкополосные усилители  $УС$ . В качестве таких усилителей использована усилительная часть пересчетных устройств ПС-10000. Эти усилители обеспечивают усиление импульсов от  $10^{-3}$  в.

Нормированные по длительности (0,4 мсек) и амплитуде (6 в), выходные импульсы от усилителей через реле, управляемые датчиком времени  $ДВ$ , поступают в пересчетное устройство  $ИЗ$ . Каждое из пересчетных устройств собрано из шести декад с цифровыми индикаторами типа ИЗ-13 и ИЗ-12. Разрешающее время пересчетных устройств  $10^{-6}$  сек. Датчик времени  $ДВ$  состоит из двух элементов: генератора с частотой 20 гц и делителя частоты на декадтронах.

При нажатии кнопки «Пуск» (фиг. 4) выходные импульсы усилителя поступают на устройства в течение заданного времени (20 или 50 сек). По истечении этого времени пересчетные устройства отключаются от усилителей и числа накопленных импульсов поочередно записываются на цифроречитательной машине ЦПМ-1. Затем производится сброс на нуль показаний пересчетных устройств, и после повторного нажатия кнопки «шаг» (фиг. 3) сканирующее устройство перемещается на следующую точку спектра. Начало экспозиции в этой точке задается наблюдателем (нажатием кнопки «Пуск»). При необходимости иметь в каждой точке время накопления больше 50 сек производится подряд нужное число экспозиций по 50 сек (без нажатия кнопки «Шаг»), и полученные результаты суммируются.

При калибровке по длинам волн мы пользовались измерителем скорости счета  $ИС$  с самопишущим прибором  $ЭПП$ , т. е. использовали регистрацию в аналоговой форме.

Как видно из описания регистрирующей части спектрофотометра, нами принята одновременная, но раздельная запись с обоих каналов — основного и сравнения. Таким образом, отношение интенсивностей, измеренных в этих каналах, могло быть определено только в конце наблюдения, когда измерено число импульсов, соответствующих величинам: сигнал + фон ( $I_c + I_\phi$ ) и фона  $I_\phi$  по соотношению (2):

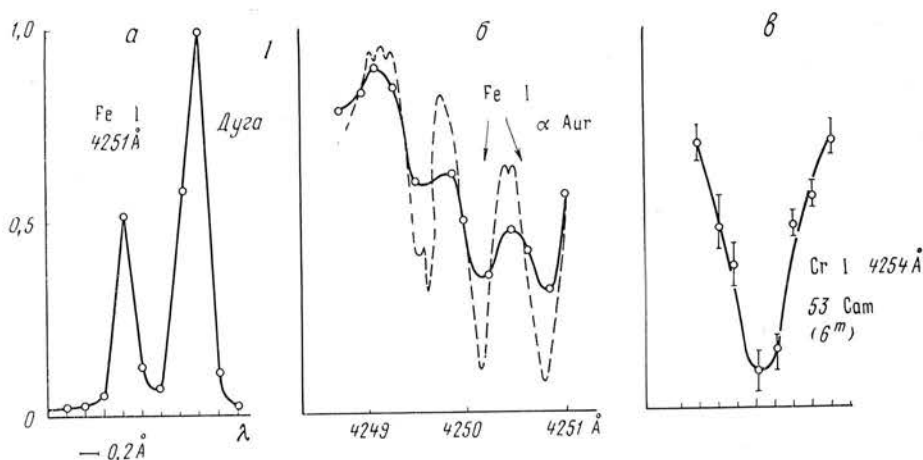
$$I = \frac{(I_c^I + I_\phi^I) - I_\phi^I}{(I_c^{II} + I_\phi^{II}) - I_\phi^{II}} \quad (2)$$

Здесь индексы I и II обозначают основной канал и канал сравнения.

Частота измерений фона зависит от условий наблюдений. Если величина фона стабильна, то достаточно производить измерения фона только в начале и конце сканирования.

Градуировка спектрофотометра по длинам волн производилась по спектральным линиям ртути, водорода и железа. По ртутным и водородным линиям калибровался угол поворота дифракционной решетки при начальном положении ФЭУ-1, соответствующем показанию счетчика  $РС$  (фиг. 3),





Фиг. 5. Фотоэлектрические записи спектра (штриховая линия взята из работы [5])

равному единице. Это положение ФЭУ-I соответствует наименьшему расстоянию между основными ФЭУ-I и ФЭУ-II сравнения.

Градуировка сканирующего устройства производилась по линиям спектра железа. После установки угла дифракционной решетки одновременно с пуском сканирования записывался спектр на самописце (ЭПП). По отождествлении линий составлялась таблица, где каждому номеру шага соответствовала определенная длина волны для данного угла поворота решетки.

Реальная разрешающая сила спектрофотометра определяется шириной входной и выходной щелей, порядком спектра и величиной шага сканирования. Оптимальная ширина входной щели и выходной связаны известным соотношением

$$\Delta S_1 = \Delta S_2 \frac{F_{\text{кол}}}{F_{\text{кам}}} \quad (3)$$

Здесь  $\Delta S_1$ ,  $\Delta S_2$  — ширины щелей в миллиметрах,  $F_{\text{кол}}$ ,  $F_{\text{кам}}$  — фокусные расстояния коллиматора и камеры.

В таблице приведены обычно используемые размеры входной щели  $\Delta\theta$ , ширины  $\Delta\lambda_{\text{III}}$ ,  $\Delta\lambda_{\text{II}}$  выходной щели для третьего и второго порядков спектра.

$\Delta\theta$ , сек. дуги	$\Delta S_1$ , мм	$\Delta S_2$ , мм	$\Delta\lambda_{\text{III}}$ , Å	$\Delta\lambda_{\text{II}}$ , Å	$\Delta\theta$ , сек. дуги	$\Delta S_1$ , мм	$\Delta S_2$ , мм	$\Delta\lambda_{\text{III}}$ , Å	$\Delta\lambda_{\text{II}}$ , Å
0,8	0,405	0,12	0,2	0,3	2	1,005	0,30	0,5	0,75
1,2	0,605	0,18	0,3	0,45	2,4	1,210	0,36	0,6	0,9
1,6	0,810	0,24	0,4	0,6					

Представление о максимальной разрешающей способности можно получить из записи линий железной дуги, сделанной с выходной щелью 0,2 Å. Такая запись дублета Fe I приведена на фиг. 5, а. Она нормирована к единице в максимуме, по оси абсцисс масштаб соответствует шагу каретки 0,2 Å.

Из рассмотрения этой записи, так же как и фиг. 5, б, ясно, что при регистрации профилей с полушириной меньше 0,5 Å остаточные интенсивности будут искажены в первую очередь тем, что число точек, образующих профиль, мало. Однако, если полуширина профиля составляет 0,6 — 1,0 Å и более (фиг. 5, в), количество точек, образующих профиль, уже достаточно для удовлетворительного построения.



Проницающая способность спектрофотометра зависит в основном от общего коэффициента пропускания телескопа и спектрографа, размера изображения на входной щели и размеров входной и выходной щелей. Общий коэффициент пропускания, включая дифракционную решетку и фильтр разделения порядков, составляет  $\sim 7\%$  ( $\lambda = 4250 \text{ \AA}$ ).

Размер изображения звезды на щели в среднем около  $2-3''$ . Размеры входной и выходной щелей такие же, как в первой строке таблицы (III порядок). В этом случае от звезды  $6^m 0$ , согласно измерениям, мы получаем около  $16 \text{ имп/сек}$ , т. е. для измерения с ошибкой не более  $1\%$  необходимо на каждую точку профиля затратить более  $10 \text{ мин}$  [5]. Оценка фотометрической ошибки производится по измерениям отношения  $I$  (см. формулу (2)). Средняя квадратическая ошибка отдельного измерения определяется числом импульсов (после вычитания темнового тока), накопленных от ФЭУ-I. При этом число импульсов, накопленных от ФЭУ-II, должно быть много больше, чем от ФЭУ-I. Тогда случайная ошибка измерения светового потока вторым каналом будет составлять малую часть случайной ошибки первого канала.

Так, по двум сериям измерений участка спектра  $\gamma \text{ Gem}$  мы имеем в среднем  $6000$  и  $4000$  имп. в каждом отдельном измерении для первого канала. Во втором канале число импульсов в каждом измерении было соответственно  $100000$  и  $70000$ . Обработка измерений по формуле (2) показала, что в первой серии мы имели среднюю квадратическую ошибку одного измерения  $1,7\%$  и во второй серии  $2,2\%$ . Теоретическая оценка этих погрешностей [6] дает соответственно  $1,5$  и  $2,0\%$ .

Качество компенсации в нашем спектрофотометре можно оценить тем, что измерения в первом канале —  $I_c^I$  (см. формулу (2)) из-за нестабильности изображения на щели имеют разброс значений в первой серии  $\pm 10\%$ , а во второй  $\pm 20\%$ .

В заключение пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность академику А. Б. Северному за руководство этой работой, А. И. Смирнову и М. П. Лиморенко за помощь в изготовлении и налаживании аппаратуры.

Май 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. T. I. Dunham. *Vistas in astronomy*, 1956, 2.
2. I. E. Greake, W. L. Wilcock. *J. phys. et radium*, 1958, 19, 3.
3. I. B. Oke, L. Iesse, I. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1961, 133, 1.
4. А. Д. Род, В. С. Лиллер. Методы астрономии, под ред. В. А. Хилтнера, «Мир», 1967, стр. 247.
5. W. A. Hiltner, R. C. Williams. *Photometr. Atlas Stellar Spectra*. Univ. Michigan Press., 1946.
6. Ван дер Зил. Флуктуации в радиотехнике и физике. Энергоиздат, 1958, стр. 267.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА  
И КОНТРОЛЯ СИСТЕМ РИЧИ-КРЕТЬЕНА

Г. М. Попов

Описана методика расчета систем Ричи — Кретьена на ЭВМ с автоматизированной программой. Рассмотрены два простых метода контроля вогнутых асферических поверхностей. Оба метода используют прозрачные экраны, помещенные около центра кривизны зеркала; точечный источник света помещается в центре кривизны зеркала. В первом методе используется прозрачный экран с рядом непрозрачных точек, во втором — прозрачный экран со специально вычисленными кривыми. Форма кривых рассчитывается так, чтобы их тени на зеркале имели вид прямых. Эти методы могут быть использованы и для контроля произвольной оптической системы, дающей действительное изображение.

METHODS OF CALCULATIONS AND TESTING OF RITCHEY — CRETIEN SYSTEMS, by G. M. Popov. — The method of calculation of systems Ritchey — Cretien by electronic computer by means of automatic program is described. Two simple methods of testing of concave aspheric surfaces are examined. Both methods use transparent screens, placed near the center of curvature of the mirror. Light point is near the center of curvature too. The first method use the transparent screen with number of dark points; the another method use the transparent screen with dark curves. The curves are computed to make the strength line shadow on the mirror. These methods can be used for testing of any optical system having real image.

В настоящее время оптическая система Ричи — Кретьена [1] получает все более широкое распространение, однако методы расчета и особенно контроля оптики этой системы разработаны еще недостаточно. Мы опишем новые методы расчета систем Ричи — Кретьена, а также методы контроля главного вогнутого зеркала этой системы.

## § 1. Методика расчета

Расчет систем Ричи — Кретьена в основном выполнен нами на ЭВМ «Минск-1» в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Нами были разработаны методы, позволяющие рассчитывать без участия оператора (исключение — первый этап).

На первом этапе вручную предварительно рассчитывались радиусы кривизны зеркал, расстояния между ними, положения фокальной плоскости и значения эквивалентного фокусного расстояния системы. В дальнейшем расчете в качестве параметров для исправления сферической аберрации и комы использовались эксцентриситеты зеркал  $e_1^2$  и  $e_2^2$ . Второй этап расчета — нахождение предварительного решения (приблизительно) — выполняется полностью на ЭВМ, и автоматически. На этом этапе приблизительно определяется область, в которой находится решение. Задача исправления сферической аберрации  $\Delta s'$  в системе Ричи — Кретьена может быть представлена в виде

$$\Delta s' = f(e_1^2, e_2^2) = 0, \quad (1)$$



где  $f$  — функция от  $e_1^2$  и  $e_2^2$ , аналитическое выражение которой в явном виде неизвестно, но ее значения могут быть вычислены для любых  $e_1^2$  и  $e_2^2$  путем непосредственного расчета хода лучей.

Задавая ряд дискретных значений одному из параметров  $e_1^2$  или  $e_2^2$ , находим значение другого параметра, решая уравнение (1) методом хорд. Получив таким образом несколько систем с исправленной сферической аберрацией, находим путем расчета хода лучей значения комы для каждой из этих систем и область, в которой кома меняет знак. После этого путем линейной или квадратичной интерполяции определяются значения  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$ , для которых в системе исправлены и сферическая аберрация, и кома (в первом приближении).

Описанный процесс полностью выполняется на ЭВМ, оператор лишь контролирует полученные значения  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$ . Чрезмерно большие значения  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$  могут оказаться неприемлемыми с точки зрения технологии изготовления зеркал. Заметим, что этот этап расчета может быть выполнен также и решением уравнений для аберраций третьего порядка.

Следующий и заключительный этап расчета — уточнение найденных значений  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$  путем решения системы из двух уравнений, выражающих условия исправления сферической аберрации и комы; решение этих уравнений производится методом Ньютона. Опыт показывает, что этот метод обладает очень быстрой сходимостью процесса последовательных приближений, если предварительные значения корней  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$  известны с точностью до 2—3 значащих цифр. Условия исправления сферической аберрации  $\Delta s'$  и комы  $\Delta \psi$  запишутся в виде

$$\begin{aligned}\Delta s' &= f(e_1^2, e_2^2) = 0, \\ \Delta \psi &= \varphi(e_1^2, e_2^2) = 0.\end{aligned}\tag{2}$$

При этом предполагается, что значение зоны  $h$  входного зрачка, для которого исправляется сферическая аберрация  $\Delta s'$ , и значение угла, для которого исправляется кома  $\Delta \psi$ , заданы.

В методе Ньютона вместо системы (2) решают систему двух уравнений, дающую поправки  $\alpha$  и  $\beta$  к приближенным значениям корней  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$ :

$$\begin{aligned}f(\bar{e}_1^2, \bar{e}_2^2) + f'_{e_1^2}(\bar{e}_1^2, \bar{e}_2^2)\alpha + f'_{e_2^2}(\bar{e}_1^2, \bar{e}_2^2)\beta &= 0, \\ \varphi(\bar{e}_1^2, \bar{e}_2^2) + \varphi'_{e_1^2}(\bar{e}_1^2, \bar{e}_2^2)\alpha + \varphi'_{e_2^2}(\bar{e}_1^2, \bar{e}_2^2)\beta &= 0,\end{aligned}\tag{3}$$

где  $f'$  и  $\varphi'$  — частные производные функций  $f$  и  $\varphi$ , численные значения которых с достаточной точностью вычисляются как отношение приращений функций  $f$  или  $\varphi$  к соответствующему приращению аргумента (приращению аргументов обычно берутся малыми, порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}$ , по сравнению с величиной самих аргументов). Практика показала, однако, что на сходимость процесса приближений можно воздействовать, изменяя в небольших пределах значения найденных производных; при этом расходящийся процесс может стать сходящимся (программа должна предусматривать вмешательство оператора с целью изменения значений производных). Приступая к решению системы (3), полезно убедиться, что якобиан ее отличен от нуля (если же якобиан равен нулю, то из уравнений (3) получим бесконечно большие значения  $\alpha$  и  $\beta$ , а процесс последовательных приближений будет расходящимся).

Найдя поправки  $\alpha$  и  $\beta$  из уравнений (3), получаем уточненные значения неизвестных  $e_1^2$  и  $e_2^2$  (первое приближение):

$$\begin{aligned}\bar{e}_1^2 &= \bar{e}_1^2 + \alpha, \\ \bar{e}_2^2 &= \bar{e}_2^2 + \beta.\end{aligned}$$



С этими уточненными значениями корней составляем систему уравнений, аналогичную (3), и получаем новые поправки к корням и т. д., пока не будет достигнута величина поправок, сравнимая с точностью вычислений (обычно требуется 3—4 последовательных приближения, что занимает 10—15 мин на машине «Минск-1»). Практика показывает, что процесс последовательных приближений, как правило, расходится, если значения корней  $\bar{e}_1^2$  и  $\bar{e}_2^2$  вычислены недостаточно точно (необходимо, чтобы они отличались от истинных значений корней не более чем на несколько единиц второй значащей цифры). Расходимость процесса наблюдается также и в том сравнительно редком случае, когда существуют два близких решения системы (2). На основе описанного метода в Крымской астрофизической обсерватории была составлена (программистом Н. Годовниковым по указаниям автора) и успешно работала программа более общего назначения, пригодная для расчета любых центрированных систем из сферических поверхностей, причем автоматически исправляются хроматическая, сферическая абберации и кома.

## § 2. Результаты вычислений

Мы рассчитали несколько вариантов систем Ричи — Кретьена, обладающих малой кривизной поля зрения, т. е. практически плоским полем. Такие системы имеют большой практический интерес для фотографических наблюдений. Результаты вычислений сведены в таблицу. В ней приведены: радиусы кривизны при вершине  $r_1$  и  $r_2$  главного и вторичного зеркал соответственно, квадраты эксцентриситетов  $e_1^2$  и  $e_2^2$ , расстояние между зеркалами  $d$ , расстояние изображения от вторичного зеркала  $s'$ , эквивалентное фокусное расстояние системы  $F$ , диаметр главного зеркала  $D$ ; наконец, даны абберационные характеристики систем в угловой мере — радиус кружка рассеивания на оси  $\delta g'$ , размеры пятна рассеивания в меридиональной плоскости  $\delta g_\omega$  (для угла поля  $\omega = 15'$ ), а также приведены угловой диаметр поля системы  $2\omega$  и относительное отверстие системы  $A$ . Поле зрения этих систем ограничено астигматизмом, поэтому пятно рассеивания на краю поля имеет симметричную форму эллипса, что не препятствует, например, измерению положений звезд на пластинке, а потому на практике в некоторых случаях можно использовать и большие поля, чем указанные в таблице.

Параметр	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5
$r_1, \text{ м}$	—10	—10	—10	—10	—10
$r_2, \text{ м}$	—9,27	—7,73995	—9,25925	—9,26	—9,25
$e_1^2$	1,422	1,3	1,35	1,451	1,39
$e_2^2$	12,72	13,2	18,78	50,1	122
$d, \text{ м}$	—2,5	—2,975	—2,8375	—3,334	—3,75
$s', \text{ м}$	5,4274	4,24975	4,05798	2,6024	1,7129
$F, \text{ м}$	10,855	10,488	9,3829	7,81	6,8516
$D, \text{ м}$	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6
$\delta g'$	0,"1	0,"4	0,"2	0,"18	0,"15
$\delta g_\omega$	0,"2	0,"4	0,"2	0,"26	0,"59
$2\omega$	30'	30'	30'	30'	30'
$A$	1:6,7	1:6,55	1:5,86	1:4,88	1:4,3

### § 3. Новые методы контроля вогнутых несферических зеркал

Основной трудностью при изготовлении оптики телескопа, имеющего несферическое главное зеркало, является контроль формы его поверхности. Мы опишем два сравнительно простых и удобных метода, позволяющих быстро контролировать форму поверхности зеркала. Обсудим сначала первый метод — метод точечного экрана.

**Метод точечного экрана.** Рассмотрим испытуемое вогнутое зеркало, в центре кривизны которого расположена светящаяся точка  $S$  (фиг. 1); изображение ее получается в точке  $S'$ . Во избежание совмещения точки  $S$  с ее изображением в схеме используется светоделительный кубик, показанный штриховыми линиями. Допустим, что зеркало имеет форму поверхности вращения; тогда изображение точки  $S$  в общем случае будет искажено только сферической абберацией. Возьмем прозрачный экран  $P$  (фиг. 1), расположенный на расстоянии  $d$  от центра кривизны зеркала в пучке лучей, отраженных от него. На экране имеется непрозрачная точка  $O$ , экранирующая часть лучей в отраженном пучке. Предполагается, что экран не влияет на ход лучей, проходящих через него. Глаз наблюдателя помещается за экраном в непосредственной близости от него так, чтобы лучи, отраженные от зеркала, полностью попали в глаз наблюдателя. При этом наблюдатель увидит освещенное зеркало с темным пятном  $A$ , которое является проекцией точки  $O$  на зеркало в обратном ходе лучей (в дальнейшем будем также условно называть это пятно тенью точки  $O$ ). Координаты пятна  $A$  легко измерить с помощью масштаба, помещенного в непосредственной близости от зеркала, с ошибкой в несколько миллиметров (эта точность достаточна); координаты точки  $O$  предполагаются известными. Точки  $O$  и  $A$  полностью определяют положение отраженного луча, а зная ход луча, можно найти и сферическую абберацию для этого луча. Сравнивая найденную таким путем сферическую абберацию испытуемого зеркала с вычисленной абберацией идеального (без ошибок) зеркала, можно оценить величину его ошибок.

На практике используется экран с большим количеством точек, перекрывающих все зеркало, а на зеркало наносятся метки с координатами, равными ожидаемым координатам теней. При этом наблюдатель видит как проекции точек экрана на зеркале, так и метки, что дает качественную картину ошибок зеркала. Интерпретация этой картины очень проста. Так, если экран расположен между точкой  $D$  и зеркалом, то уменьшение расстояний между пятнами (в сравнении с вычисленными значениями) на периферии зеркала по сравнению с центральными зонами свидетельствует о том, что краевые зоны зеркала обладают меньшей кривизной по отношению к центральным зонам, и наоборот. Практика показала, что целесообразно выбирать значения  $d$  в пределах  $R/100 > d > R/500$ . Для облегчения установки центра экрана на ось зеркала следует нанести на экран центр симметрии в виде двух пересекающихся непрозрачных прямых; аналогично следует отметить и центр зеркала. Положение центра кривизны зеркала при вершине находят по методу Фуко с помощью теневого прибора. Обычный метод изготовления экрана — фотографирование с уменьшением чертежа экрана на мелкозернистом фотоматериале.

Для получения надежных результатов при использовании этого метода следует предварительно убедиться, что поверхность зеркала имеет плавную форму (без резких и узких местных ошибок); это можно сделать, применив наш второй метод, сущность которого будет изложена ниже (метод криволинейного экрана).

Приступим к математическому рассмотрению метода точечного экрана. Радиус абберационного кружка  $\delta g_0$  (поперечная сферическая абберация) можно представить в виде (фиг. 1)

$$\delta g_0 = \delta s \operatorname{tg} U', \quad (4)$$







Вычислим теперь несколько значений  $\delta g_i$  ( $i = 0, 1, 2, \dots, n$ ) по формуле (7) или (8) для совокупности зон  $h_i$ , расположенных на поверхности зеркала по выбранному нами закону (в простейшем случае ширина зон может быть одинаковой, т. е. приращения  $\Delta h$  постоянны). Вычисленные значения  $\delta g_i$  определяют расстояние точек на экране от центра экрана. Очевидно, что если испытываемое зеркало свободно от ошибок, то тени точек экрана на зеркале (фиг. 1) будут расположены на зонах  $h_i$ , с которыми производилось вычисление  $\delta g_i$ . Очевидно также, что смещения теней с упомянутых зон  $h_i$  будут свидетельствовать о наличии ошибок у испытываемого зеркала. Найдем величину этих ошибок, предполагая, что зеркало имеет форму тела вращения. Обозначим полученные в процессе измерений расстояния теней на зеркале от оси зеркала через  $h'_i$  (фиг. 1); луч, имеющий  $h'_i$  и проходящий через точку  $O$  экрана  $P$ , обозначен на фиг. 1 штриховой линией. Очевидно, что зоны  $h'_i$  будут симметричны относительно вершины зеркала. Поперечную aberrацию  $\delta g'_i$  в плоскости Гаусса, соответствующую измеренному значению  $h'_i$ , легко найти из геометрических соображений (фиг. 1):

$$\frac{h_i - h'_i}{R - d - x} = \frac{\delta g_i - \delta g'_i}{d}. \quad (10)$$

Пренебрегая малыми величинами  $d$  и  $x$  в знаменателе левой части равенства (10), находим формулу для вычисления  $\delta g'_i$ :

$$\delta g'_i \approx \delta g_i + \frac{d}{R} (h_i - h'_i). \quad (11)$$

Вычислив ряд значений  $\delta g'_i$ , соответствующих измеренным значениям  $h'_i$ , можно найти, воспользовавшись, например, интерполяционной формулой Лагранжа, выражение для поперечной aberrации  $\delta g'$  испытываемого зеркала в виде полинома, содержащего степени  $h$ :

$$\delta g' \approx a_1 h^n + a_2 h^{n-1} + \dots + a_n, \quad (12)$$

где  $a_1, a_2, \dots, a_n$  — коэффициенты полинома.

Теперь можно сравнить aberrацию  $\delta g_i$  изготавливаемого зеркала с aberrацией  $\delta g_0$  идеального (не имеющего ошибок) зеркала (формула (9)) и, зная допуск на поперечную aberrацию, установить, соответствует ли испытываемое зеркало предъявленным к нему требованиям. Обозначим максимум разности  $\delta g' - \delta g_0 = G$ ;  $G$  может служить критерием качества зеркала.

Часто отдают предпочтение оценке волновой aberrации  $N$ ; например, критерий Релея требует, чтобы отклонения  $\Delta N$  волновой поверхности от идеальной не превышали  $\lambda/4$ . Волновая aberrация  $N$  идеального зеркала [4] может быть выражена формулой (учитываем (9))

$$N \approx \frac{1}{R} \int \delta g_0 dh = \frac{e^2 h^4}{4R^3} + \frac{e^2 h^6}{12R^5}. \quad (13)$$

Аналогично для испытываемого зеркала, учитывая (12), получим

$$N' = \frac{1}{R} \int \delta g' dh = \frac{1}{R} \left( \frac{a_1 h^{n+1}}{n+1} + \frac{a_2 h^n}{n} + \dots + a_n h \right). \quad (14)$$

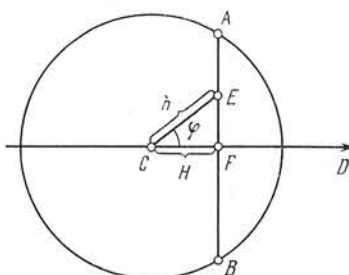
Отступление  $\Delta N$  волновой aberrации реального зеркала от идеального определяется как разность:

$$\Delta N = N' - N. \quad (15)$$

Мы описали этот метод применительно к контролю вогнутых зеркал, поверхность которых имеет форму, образованную вращением конического сечения (т. е. эллипсоидов, параболоидов, гиперболоидов и сплюснутых сфероидов). Однако он может быть с успехом применен и для исследования

произвольной оптической системы, которая дает действительное изображение и для которой теоретические значения аберрации известны.

**Метод криволинейного экрана.** Рассмотрим теперь другой метод контроля асферических вогнутых зеркал, основанный на использовании прозрачного экрана с рядом специально рассчитанных кривых (в дальнейшем будем называть его криволинейным экраном). Форма кривых рассчитывается так, чтобы тени кривых (также используется схема фиг. 1, где вместо точечного экрана применен криволинейный), находящихся на экране и видимые глазом на фоне освещенного зеркала, имели бы вид прямых. По-прежнему через экран проходят только лучи, отраженные от зеркала, по-



Фиг. 2. Вид зеркала со стороны экрана

этому, как и в предыдущем случае, в схеме используется светоделительный кубик. Тогда по отклонениям теней от прямолинейности можно судить об ошибках изготовления зеркала. Предполагается, что зеркало имеет форму поверхности вращения.

Найдем формулу для кривых на экране. Рассмотрим (фиг. 2) плоскость, касательную к вершине зеркала и перпендикулярную к его оптической оси. Спроектируем на эту плоскость экран; пусть  $AB$  — прямолинейная тень на зеркале искомой кривой (кривизну зеркала считаем малой). Возьмем полярную систему координат с полюсом в точке  $C$ ;  $CD$  — прямая, перпендикулярная к  $AB$  и служащая началом отсчета полярного угла  $\varphi$ . Расстояние от полюса  $C$  до прямой  $AB$  обозначим  $H$ . Тогда уравнение прямой  $AB$  можно записать в виде

$$h = H/\cos \varphi, \quad (16)$$

где  $h$  — радиус-вектор произвольной точки  $E$  прямой  $AB$ . Искомую кривую на экране, соответствующую прямой  $AB$ , будем искать также в полярных координатах с полюсом в точке  $C$  (фиг. 2), но в качестве радиус-вектора возьмем  $\delta g$ ; тогда уравнение искомой кривой примет вид

$$\delta g = f(h), \quad h = H/\cos \varphi, \quad (17)$$

где  $f(h)$  — функция, выражающая зависимость  $\delta g$  от  $h$  (для зеркал, имеющих форму конических сечений, эта зависимость выражается формулами (7), (8) и (9)). В явном виде, применив, например, формулу (8), имеем

$$\delta g \approx e^2 \left( \frac{H^3}{R^2 \cos^3 \varphi} + \frac{H^5}{2R^4 \cos^5 \varphi} \right) + \frac{dH}{R \cos \varphi}. \quad (18)$$

Придавая  $H$  ряд положительных и отрицательных значений, получим набор кривых на экране (приращения  $H$ , как показал опыт, следует брать порядка 0,1—0,5 мм в зависимости от светосилы зеркала и требований к качеству изображения (допусков), даваемому зеркалом; в случае светосильных зеркал и в системах с высокими требованиями к качеству изображения следует брать малые приращения  $H$ ). При построении кривых на экране также используется полярная система координат (радиус-вектор  $\delta g$  и угол  $\varphi$ ). Криволинейный экран изготавливается фотографическим путем и используется аналогично описанному методу точечного



экрана; центр экрана в этом случае также должен быть отмечен для облегчения центрировки его относительно зеркала. Опыт показал, что нет необходимости иметь экран с большим числом кривых, достаточно четырех — по две симметрично расположенные относительно центра экрана. Метод криволинейного экрана удобен для неколичественного контроля зеркал в процессе полировки (ретуши), в то время как метод точечного экрана выгоднее использовать для количественных измерений, например для определения величины ошибок зеркала при завершении ретуши. Интерпретация теневых полос в этом методе совершенно аналогична интерпретации полос, наблюдаемых в способе Ронки и Иенча [5]. Практика показала, что метод криволинейного экрана обеспечивает высокую точность контроля, достаточную для изготовления первоклассных зеркал (удовлетворяющих критерию Релея) с относительным отверстием до  $1 : 3,5$  при диаметре до  $50$  см. При меньших относительных отверстиях возможен контроль зеркал большего диаметра.

В заключение заметим, что метод криволинейного экрана может быть с успехом использован для контроля произвольной оптической системы, которая дает действительное изображение и для которой известны ожидаемые значения сферической аберрации. Изложенная методика контроля была успешно использована нами при изготовлении вогнутых гиперболических зеркал для телескопов Ричи — Кретьена; наибольшее из изготовленных и испытанных зеркал имеет  $D = 800$  мм,  $A = 1 : 5$  и  $e_1^2 = 1,43$ ; это зеркало изготовлено из ситалла.

Апрель 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. H. Chretien. Rev. optique, 1922, 1, 1.
2. Г. М. Попов, М. Б. Попова. Изв. Крымской астрофиз. obs. (в печати).
3. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 268.
4. Д. Д. Максудов. Астрономическая оптика, 1946.
5. Л. Мартин. Техническая оптика, 1960.



ДИСКРЕТНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ  
СЛЕДЯЩИЕ СИСТЕМЫ  
С НАКОПЛЕНИЕМ СИГНАЛА РАССОГЛАСОВАНИЯ

З. Н. Кутева, Ю. А. Сабинин

В статье рассмотрены два варианта дискретных фотоэлектрических следящих систем с повышенной пороговой чувствительностью, обеспечивающих слежение за источниками света на порядок меньшей яркости по сравнению с системами непрерывными.

DISCRETE PHOTOELECTRIC TRACKING SYSTEMS WITH STORING OF ERROR SIGNAL, by Z. N. Kuteva, Yu. A. Sabinin.— There have been considered two variants of discrete photoelectric tracking systems with improved threshold sensitivity, providing tracking of light source with one-order less brightness in comparison with continuous systems.

К фотоэлектрическим следящим системам, осуществляющим автоматическое слежение за перемещающимися источниками света, предъявляется требование высокой точности (доля диаметра пятна изображения) при возможных изменениях яркости гидрируемого объекта в широком диапазоне. Если при сопровождении яркого по сравнению с фоном источника света не представляет труда выделить сигнал рассогласования и осуществить точное слежение при использовании непрерывной системы фотогидрирования [1, 2], то для слежения за перемещающимся источником света малой яркости чувствительность непрерывной системы может оказаться недостаточной. Повышение пороговой чувствительности фотоэлектрических следящих систем позволит расширить диапазон их применения и использовать как для слежения за яркими и слабыми источниками света, так и для слежения за источниками, изменяющими свою яркость в процессе их сопровождения.

Одним из методов повышения пороговой чувствительности фотоэлектрических следящих систем является построение измерителя рассогласований, использующего фотоэлектронный умножитель в режиме счета фотонов, с периодическим циклом работы, разделенным на время накопления в реверсивном счетчике сигнала рассогласования и на время его обработки [3]. Для дискретной системы с накоплением сигнала рассогласования, описанной в [3], отличительными особенностями по сравнению с системами непрерывными, помимо повышения чувствительности, являются пониженная добротность, а также наличие дополнительной погрешности, обусловленной неоднозначностью характеристики измерителя рассогласований. Неоднозначность характеристики объясняется наличием времени накопления, за которое изображение наблюдаемого светового объекта перемещается на значительное расстояние, знак и величина которого зависят от скорости его перемещения, а также изменением яркости наблюдаемого объекта. Характеристика измерителя рассогласований при использовании полудискового модулятора [4] представляет собой зависимость числа импульсов  $\Delta t$ , накопленных в реверсивном счетчике-накопителе

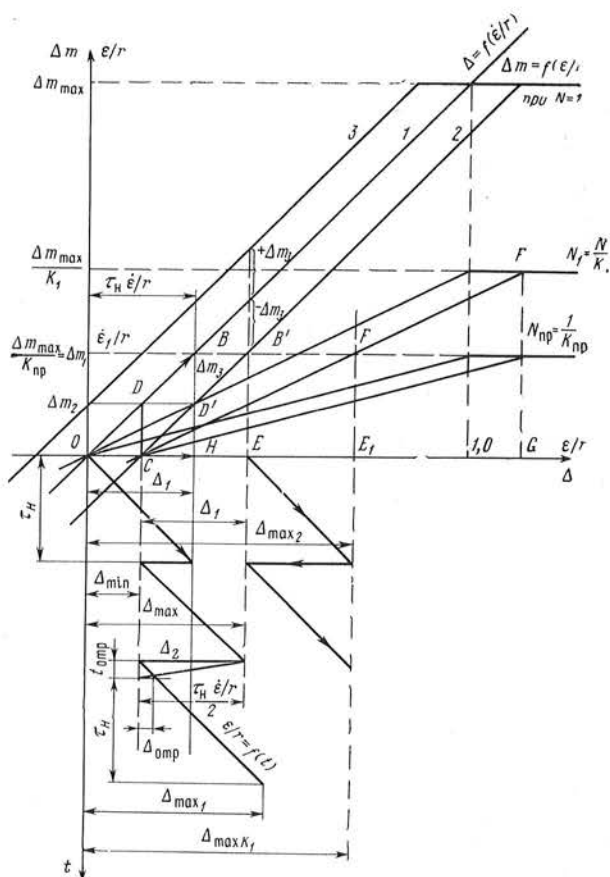
(РС) за время накопления  $\tau_n$ , от относительного рассогласования  $\varepsilon/r$  ( $r$  — радиус пятна изображения в плоскости ножа модулятора), возникающего к концу времени накопления, при постоянной яркости наблюдаемого объекта, характеризуемой средней скоростью следования импульсов на нагрузке ФЭУ от неперекрытого полудискного модулятора изображения объекта  $N$ , и при постоянной скорости его перемещения  $\dot{\varepsilon}/r$ :

$$\Delta m = N \left( \frac{\tau_n}{\pi} \frac{\varepsilon}{r} \mp \frac{\tau_n^2}{\pi} \cdot 0,5 \dot{\varepsilon}/r \right) = N \frac{\tau_n}{\pi} \left( \frac{\varepsilon}{r} \mp 0,5 \frac{\Delta \varepsilon}{r} \right). \quad (1)$$

Здесь  $\Delta \varepsilon/r = \tau_n \cdot \dot{\varepsilon}/r$  — приращение рассогласования за время накопления. В приведенной формуле (справедливой для рассогласований  $\varepsilon/r \leq 1$  при неподвижном изображении объекта и  $\varepsilon/r = 1 \mp 0,5 \tau_n \cdot \dot{\varepsilon}/r$  при его движении со скоростью  $\pm \dot{\varepsilon}/r$ ) знак второго слагаемого определяется направлением перемещения изображения в поле зрения гда: знак — соответствует его перемещению в сторону положительных рассогласований, знак  $+$  — в сторону отрицательных. Анализируя формулу (1) и графики зависимостей  $\Delta m_{1,2,3} = f(\varepsilon/r)$  (фиг. 1), построенные для неподвижного изображения (1) и для перемещающегося в сторону положительных и отрицательных (2, 3) рассогласований со скоростью  $\pm \dot{\varepsilon}/r$  (максимальная расчетная скорость), можно сделать следующие выводы.

1. При изменении скорости следования импульсов  $N$  в  $K$  раз во столько же раз изменяется накопленное число при прочих равных условиях.

2. Накопленное при движущемся изображении объекта со скоростью  $\dot{\varepsilon}/r$  число в РС тем более отличается от числа, накопленного при неподвижном объекте, чем больше скорость перемещения и время накопления  $\tau_n$ .



Фиг. 1. Характеристики измерительного устройства



Действительно, при  $\dot{\epsilon} = 0$

$$\Delta m_1 = N \frac{\tau_n}{\pi} \frac{\epsilon}{r}. \quad (2)$$

При  $\dot{\epsilon} \neq 0$

$$\Delta m_2 = \Delta m_1 \mp \Delta m_3,$$

$$\text{где } \Delta m_3 = N \frac{\tau_n}{\pi r} 0,5 \dot{\epsilon}_1 = N \frac{\tau_n^2}{\pi} \left( 0,5 \frac{\Delta \epsilon}{r} \right).$$

Поскольку дополнительное слагаемое  $\Delta m_3$  может иметь противоположные знаки, расчет системы необходимо производить по неподвижному объекту, т. е. числу  $\Delta m_1$  при  $\epsilon/r = 1$  должен соответствовать угол поворота исполнительного валика, соответствующий  $r$ . Следовательно, увеличение слагаемого  $\Delta m_3$  приводит к возрастанию погрешности гидрирования.

На фиг. 1 графическим методом построена зависимость  $\epsilon/r = f(t)$  при условии, что изображение наблюдаемого объекта в начальный момент времени находится в согласованном положении и движется в сторону положительных рассогласований со скоростью  $\epsilon/r = \text{const}$  и при  $N = \text{const}$ , принятой равной единице. Зависимость строилась следующим образом: поскольку в момент включения системы в реверсивном счетчике-накопителе отсутствует число ( $\Delta m = 0$ ), этот момент совпадает с началом времени накопления. К моменту начала времени отработки изображение удаляется на расстояние  $OA = \Delta_1 = \dot{\epsilon} r \tau_n$ . При этом появляется команда на отработку угла  $\Delta_1$ , соответствующего рассогласованию  $\epsilon/r = OC$  и пропорционального числу  $\Delta m_2$ . Далее устанавливается периодический процесс колебаний

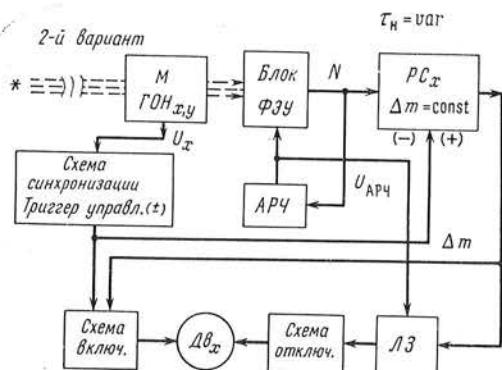
с амплитудой  $\frac{\tau_n \dot{\epsilon} r}{2}$  около точки  $A$  с координатой  $\epsilon/r = \tau_n \dot{\epsilon} r$ . Действительно, при равномерном движении изображения наблюдаемого объекта от  $O$  до точки  $A$  в реверсивном счетчике (как следует из формулы (1)) накопится число  $\Delta m_2$ , которое было бы накоплено, если бы изображение в течение всего времени накопления находилось в точке  $C$ . Поскольку расчет системы производился по характеристике (1), при накоплении числа  $\Delta m_2$  исполнительный привод отработает соответствующее ему рассогласование  $\epsilon/r = CA = OC$ . В течение следующего цикла работы изображение объекта, перемещаясь с прежней скоростью, снова пройдет путь  $CE = \Delta_1 = OA$  и двигатель отработает угол, пропорциональный числу  $\Delta m_1$  ( $\epsilon/r = OA = \Delta_1$ ). Таким образом, уже во втором цикле в рассматриваемом случае наступает установившийся режим: возникшее за время накопления рассогласование равно отработанному исполнительным приводом углу («шагу») в сторону согласования.

При графическом построении  $\epsilon/r = f(t)$  удобнее пользоваться характеристикой (2), поскольку, как следует из геометрического построения,  $\Delta ODC = \Delta CDA$ ,  $\Delta OBA = \Delta CB'E$  и величина отрабатываемого рассогласования определяется числом, соответствующим рассогласованию к окончанию времени накопления, а это число непосредственно определяется по характеристике (2) (после первого цикла — числом  $\Delta m_2$ , после второго — числом —  $\Delta m_1$ ). Следовательно, в установившемся режиме к окончанию времени отработки в системе возникает минимальная погрешность —  $\Delta_{\min}$ , а к окончанию времени накопления — максимальная  $\Delta_{\max}$ . Величина  $\Delta_{\min} = OC$  может быть определена из формулы (1) при  $\Delta m = 0$ . При этом  $\Delta_{\min} = \frac{\tau_n \dot{\epsilon} r}{2}$ ,  $\Delta_{\max} = \Delta_{\min} + \Delta_1 =$

$= 1,5 \tau_n \cdot \dot{\epsilon} r$ . Построение характеристики  $\epsilon/r = f(t)$  произведено в предположении, что время отработки  $t_{\text{отр}}$  равно нулю, это можно допустить при  $t_{\text{отр}} \ll \tau_n$ . Максимальная погрешность гидрирования возрастает при изменении скорости следования импульсов на нагрузке ФЭУ, что может произойти при большом диапазоне изменения яркости объекта за счет статической погрешности устройства автоматического поддержания частоты следования импульсов [5].







Фиг. 3. Функциональная схема системы с переменным временем накопления

лами, состоящими из расчетной величины времени накопления  $\tau_n$ , в течение которого в реверсивном счетчике (РС) накапливается число  $\Delta m$ , зависящее от рассогласования (формула (1)) и времени отработки, пропорционального накопленному числу  $\Delta m$ . Цикличность работы системы и расчетное время накопления  $\tau_n$  обеспечиваются работой счетчика времени. Окончание времени отработки определяется моментом считывания реверсивного счетчика до нуля. Схема синхронизации и логические схемы управляют триггером (ТУ), обеспечивающим синхронное с положением полудиска модулятора переключение РС на суммирование и вычитание в течение времени накопления, а в режиме отработки — переключение счетчиков на считывание их до нуля импульсами стандартной частоты, снимаемыми с генератора стандартной частоты (ГСЧ). Поддержание постоянства частоты следования импульсов на нагрузке ФЭУ ( $N = \text{const}$ ) осуществляется путем автоматического изменения напряжения между двумя диодами ФЭУ [5] устройством автоматической регулировки частоты (АРЧ).

Рассмотренный вариант системы с накоплением сигнала рассогласования изготовлен в виде макета и испытан в лаборатории и на телескопе (двойной астрограф Крымской астрофизической обсерватории) при слежении за звездами различной яркости. Как показал проведенный эксперимент, система с накоплением сигнала рассогласования обеспечила достаточно высокую точность при слежении за звездами  $9-10^m$ , т. е. приблизительно в 6,5 раза более слабыми, чем непрерывная система фотогидирования. В процессе экспериментальной проверки обнаружено, что при работе в очень широком диапазоне изменения яркости наблюдаемого объекта ( $2,5^{11}$ ) возрастает погрешность блока АРЧ. При этом изменение  $N$  ( $K$ ) приводит к увеличению погрешности в соответствии с формулой (4). Для повышения точности системы рационально несколько изменить ее схему, а именно, при изменении в  $K$  раз  $N$  (а следовательно, и  $\Delta m$ ) во столько же раз изменить и время отработки за счет изменения частоты считывающих импульсов. Однако упомянутое усовершенствование системы приведет к ее усложнению, так как в систему необходимо ввести генератор автоматически регулируемой частоты считывания импульсов в функции от выходного напряжения блока АРЧ.

Дальнейшее совершенствование системы с накоплением рассогласования должно идти по пути еще большего повышения ее чувствительности при уменьшении погрешности гидирования при сопровождении ярких объектов. Указанными преимуществами, а также большей простотой и надежностью обладает система с переменным временем накопления, зависящим от яркости и скорости перемещения сопровождаемого объекта, описание которой приведено ниже.

Система с переменным временем накопления содержит следующие элементы (фиг. 3): полудисковый модулятор с генератором опорных напряжений (ГОН), блок ФЭУ (фотоэлектронный умножитель, импульсный усилитель и дискриминатор), блок автоматической регулировки частоты сле-



дования импульсов на нагрузке ФЭУ (АРЧ), логические схемы (схема синхронизации переключений реверсивного счетчика на суммирование и вычитание), реверсивный счетчик, логические схемы, обеспечивающие подключение и отключение двигателя к источнику питания, линия задержки (ЛЗ).

Схема работает следующим образом. Импульсы напряжения, выделившиеся на нагрузке ФЭУ, усиленные импульсным усилителем, ограниченные и сформированные дискриминатором, поступают на вход реверсивного счетчика  $PC_x$  и на вход АРЧ, автоматически изменяющего напряжение между двумя диодами ФЭУ при изменении скорости следования импульсов таким образом, чтобы с заданной погрешностью поддерживать постоянство этой величины. Реверсивный счетчик с помощью триггера, управляемого схемой синхронизации, переключается на суммирование и вычитание в пределах одного оборота полудиска модулятора, в результате чего при наличии рассогласования в счетчике будет накапливаться число, определяемое формулой (1). Схема синхронизации обеспечит, чтобы некоторая операция (скажем, суммирование) производилась при определенном положении ножа модулятора по отношению к координате гидрирования (например, справа от оси — суммирование, слева — вычитание). При накоплении числа  $\Delta m$ , определяемого, допустим, совпадением на трех значащих разрядах  $PC$  при состоянии триггера управления, соответствующем целому числу оборотов полудиска модулятора (четному числу суммирований и вычитаний, при котором импульсы от фона взаимно компенсируются), импульс поступает на вход схемы подключения двигателя к источнику питания. Отключается двигатель тем же импульсом через расчетное время отработки, определяемое временем задержки линии задержки.

При указанной структуре построения системы время накопления числа  $\Delta m = \text{const}$  будет автоматически изменяться при изменении скорости следования импульсов  $N$ , рассогласования  $\varepsilon/r$  и скорости перемещения объекта  $\dot{\varepsilon}/r$ .

Аналитическое выражение для времени накопления числа  $\Delta m$  при неизменной яркости наблюдаемого объекта ( $N = \text{const}$ ) и скорости его перемещения  $\dot{\varepsilon}/r = \text{const}$  может быть получено из формулы (1):

$$\tau_{n1,2} = \frac{\pm \varepsilon/r}{\dot{\varepsilon}/r} \mp \sqrt{\left(\frac{\varepsilon/r}{\dot{\varepsilon}/r}\right)^2 \mp \frac{\Delta m \pi}{0,5 \dot{\varepsilon}/r} \frac{1}{N}}. \quad (7)$$

Здесь индекс 1 и верхние знаки соответствуют перемещению изображения объекта в сторону положительных рассогласований, индекс 2 и нижние знаки — перемещению в сторону отрицательных рассогласований. Выражение для  $\tau_n$  при неподвижном изображении может быть получено из формулы (1) при  $\dot{\varepsilon}/r = 0$ ,  $\tau_n = \Delta m \cdot \pi r / \varepsilon N$ .

На основании анализа формулы (7) можно сделать следующие выводы.

1. Время накопления  $\tau_n$  уменьшается при возрастании рассогласования и достигает минимума при  $\varepsilon/r = 1$ ; максимальное значение времени накопления имеет место при рассогласовании  $\varepsilon/r = 0$ ;

$$\tau_{n\text{max}} = \sqrt{\frac{\Delta m \pi}{0,5 N \dot{\varepsilon}/r}}. \quad (8)$$

2. Время накопления уменьшается при увеличении яркости наблюдаемого объекта ( $N$ ).

3. Время накопления уменьшается при увеличении скорости перемещения изображения объекта ( $\dot{\varepsilon}/r$ ).

Таким образом, при структуре построения следящей системы, приведенной на фиг. 3, ее работа будет носить циклический характер: при включении системы и наличии рассогласования, превышающего радиус светового пятна, через время  $\tau_n$ , определяемое формулой (7), появится команда



на отработку шага, равного расчетному значению допустимой погрешности гидирования. Далее такие же циклы повторяются до тех пор, пока рассогласование не станет равным радиусу ( $\epsilon/r = 1$ ). После этого средняя скорость отработки рассогласования уменьшается, так как с каждым последующим циклом увеличивается время накопления. После совмещения светового пятна с осью гида при неизменной скорости перемещения наблюдаемого объекта в течение времени  $\tau_{н\max}$  исполнительный привод не включается. За время  $\tau_{н\max}$  световой объект (звезда) уходит с оптической оси на величину допустимой погрешности, равной  $\tau_{н\max} \cdot \dot{\epsilon}/r$ , после чего поступает команда на отработку «шага» и рассогласование ликвидируется. Далее циклы повторяются.

Работа как первого из рассмотренных вариантов следящей системы, так и второго аналогична действиям оператора-наблюдателя, осуществляющего вручную (или с помощью двигателей с кнопочным управлением) ликвидацию рассогласования при его появлении. Отличием и преимуществом рассмотренных систем, кроме автоматизации процесса наблюдения, является также возможность получения более высокой чувствительности и точности гидирования.

Второй вариант имеет ряд преимуществ перед первым: погрешность гидирования здесь в 1,7 раза меньше либо при той же погрешности во столько же раз может быть увеличено время накопления и за счет этого повышена чувствительность системы. При этом, как показывают теоретические расчеты и эксперимент, проведенный на лабораторном макете, яркость гидлируемого объекта может быть уменьшена еще приблизительно вдвое. В целом по сравнению с непрерывными системами чувствительность системы с накоплением рассогласования должна возрасти не менее чем на порядок.

Автоматическое уменьшение времени накопления при увеличении скорости движения изображения объекта и его яркости (см. формулу (7)) приводит к автоматическому увеличению добротности фотоэлектрической следящей системы.

Рассмотренные системы могут найти применение при слежении за перемещающимися источниками света (самолет, спутник), яркость и скорость которых уменьшаются по мере удаления и увеличиваются на близких расстояниях.

Разработка простой и надежной системы, автоматически увеличивающей чувствительность при снижении добротности, позволит производить слежение за наблюдаемым объектом на больших расстояниях. Кроме того, дискретная система с переменной чувствительностью и добротностью может найти широкое применение в системах автоматического управления телескопами, предназначенными для работы по звездам с широким диапазоном изменения их яркости.

Апрель 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю. А. Сабинин, П. В. Николаев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 34.
2. П. В. Николаев. Сборник работ по вопросам электромеханики, вып. 9. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
3. З. Н. Кутева, П. В. Николаев, Ю. А. Сабинин. В сб. «Электропривод и системы управления». «Наука», 1966.
4. З. Н. Кутева, П. В. Николаев. В сб. «Электропривод и системы управления». «Наука», 1966.
5. А. Ф. Буров, Н. Н. Беспрозванный, З. Н. Кутева, П. В. Николаев. В сб. «Электропривод и системы управления». «Наука», 1966.

**Крупномасштабное поле скоростей, магнитные поля и яркости в атмосфере Солнца.** Г о п а с ю к С. И., Ц а п Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 3.

Изучается связь магнитных полей и яркостей с лучевыми скоростями в активных и невозмущенных областях на Солнце. Записи магнитных полей, лучевых скоростей и яркостей проведены в линиях  $\lambda$  5250 Å Fe I,  $\lambda$  6103 Å Ca I и H $\alpha$  на двойном магнитографе.

Найдено, что максимумы напряженностей холмов магнитного поля и максимальные яркости в узлах флоккулов совпадают с нулевыми линиями лучевых скоростей. Эта особенность связи движений с магнитными полями наблюдается на разных уровнях атмосферы Солнца и на разных расстояниях от центра диска (вплоть до лимба). Равенство нулю лучевых скоростей в местах максимальных напряженностей продольного магнитного поля, вероятно, указывает на то, что газ движется в основном поперек магнитного поля.

Библ. 17 назв., илл. 6.

**Поле скоростей в активных областях на Солнце.** Г о п а с ю к С. И., Ц а п Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 11.

Изучается поле скоростей на разных уровнях в активных областях на Солнце. Записи лучевых скоростей выполнены на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории по линиям H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ ,  $\lambda$  5184 Å Mg I,  $\lambda$  4227 Å Ca I, D $_1$  Na I,  $\lambda$  4554 Å Ba II,  $\lambda$  6103 Å Ca I,  $\lambda$  5250 Å Fe I. Показано, что имеется тесная связь между скоростями на близких уровнях. С увеличением расстояния между уровнями образования линий связь между скоростями убывает. Она практически исчезает между скоростями, измеренными по линиям  $\lambda$  6103 Å Ca I — H $\beta$  и  $\lambda$  5184 Å Mg I — H $\alpha$ . Средние по площади скорости растут с высотой по экспоненте. Величины средних скоростей в активных и невозмущенных областях близки. В активных областях тангенциальные скорости больше вертикальных.

Табл. 1, библ. 8 назв., илл. 4.

**Модель хромосферы и переходного слоя от хромосферы к солнечной короне.** Д у б о в Э. Е. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 20.

Приведена модель хромосферы и переходного слоя от хромосферы к короне для спокойных областей Солнца. Модель характеризуется различным ходом температуры и плотности над границами и над серединой супергранул. Это различие связывается с увеличением потока механической энергии в волнах в местах усиления магнитного поля.

Средний ход электронной плотности с высотой берется в согласии с затменными наблюдениями, зависимость температуры от высоты определяется в соответствии с затменными наблюдениями, зависимость между теоретическими вычисленными и наблюдаемыми значениями яркостной температуры центра диска Солнца для ряда длин волн в радиоизлучении (от нескольких миллиметров до полутора метров).

Полученная модель соответствует, таким образом, наблюдаемому излучению Солнца в оптическом и радиодиапазонах. Кроме того, объясняется распределение яркостей на спектрогелиограммах в линиях H $\alpha$ , K $_{232}$ Ca II, в ряде ультрафиолетовых линий. Поток излучения в линии 1032 Å O VI, рассчитанный по этой модели, соответствует данным, полученным со спутника OSO IV как в среднем, так и для различных мест хромосферной сетки.

Табл. 2, библ. 33 назв., илл. 14.

**Структура источника шумовой бури по наблюдениям затмения 22 сентября 1968 года на волне 1,37 м.** Ю р о в с к а я Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 40.

Из рассмотрения наблюдений затмения Солнца 22.IX 1968 г. на волне 1,37 м получено, что источник шумовой бури состоял из двух областей, наблюдаемых раздельно в проекции на диск Солнца: области повышенного излучения фона и области всплесков.

Размеры области повышенного излучения фона составляют 1',0 + 0',2 в направлении закрытия и 0',8 + 0',2 в направлении открытия. Протяженность области, ответственной за излучение всплесков, составила около 13',6 и 7',6, в тех же направлениях.

Наблюдение с малой постоянной времени регистрирующего прибора позволило выделить интенсивную центральную часть в источнике всплесков, размеры которой составили около 1',6 + 0',8 и 0',8 + 0',8, в направлении закрытия и открытия соответственно.

Библ. 14 назв., илл. 5.

**Об увеличении яркости к краю солнечного диска на волне 8 м.м.** Е л и с е е в Г. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 49.

Рассматривается распределение радиояркости по солнечному диску на волне  $\lambda = 8$  м.м. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Обнаружено повышение радиояркости на лимбе солнечного диска. Отношение яркостной температуры, усредненной по диску Солнца, к температуре в центре составляет  $1,16 \pm 0,03$ . Если яркостную температуру усреднить вдоль линии сканирования в полосе, ширина которой определяется диаграммой направленности антенны, то это отношение оказывается равным  $1,07 \pm 0,03$ . Объясняется причина такого расхождения.

Библ. 5 назв., илл. 3.

**Внеатмосферные наблюдения светимости неба со спутников «Космос-51» и «Космос-213».** I. Метод и калибровка измерений. Д и м о в Н. А., Северный А. В. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 53.

Описываются широкоугольные (18°) фотометры для одновременной регистрации в космосе яркости ночного неба в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (предусматри-



ваются также записи темнового тока и яркости люминофора (активированного  $S^{14}$ ). Даны описания фотоумножителей и электронной схемы. Приведены измеренные в лаборатории кривые реакции для ультрафиолетового и визуального каналов фотометров. Определяется отношение  $b_U/b_V$  — максимальных чувствительностей ультрафиолетового и визуального каналов для фотометра, установленного на «Космосе-51». Определена яркость люминофора в числе звезд  $m_V = 10^m$  на 1 кв. град.

Предельная чувствительность фотоэлектрической фотометрии около  $\pm 20$  звезд  $m_V = 10^m$  на 1 кв. град.

Табл. 3, библи. 13 назв., илл. 7.

УДК 523.164

**Внеатмосферные наблюдения светимости неба со спутников «Космос-51» и «Космос-213».** II. Результаты измерений и их интерпретация. Динцов Н. А., Зверева А. М., Серный А. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 67.

С помощью двухканальных фотометров, установленных на спутниках «Космос-51» и «Космос-213», измерена яркость ночного неба в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Получены отношения потоков в ультрафиолетовой и визуальной областях спектра  $(U/V)_0$ , а также яркость ночного неба  $V_0$  (в числе звезд  $10^m$  на 1 кв. град.). Сравнение этих величин с ожидаемыми значениями  $(U/V)_C$ , вычисленными на основе моделей звездных атмосфер с учетом зодиакального света и межзвездного поглощения, показывает, что 1) для области Лебедь — Орел (Млечный Путь) нет заметного различия между наблюдаемыми и теоретическими значениями  $U/V$ ; 2) для области, включающей Сириус, имеет место депрессия  $(O - C = -0^m.45)$ , которая, по-видимому, реальна и согласуется с результатами Гингерича и наблюдениями на ОАО-II. Некоторая депрессия ( $\sim -0^m.34$ ) имеет место в области Ориона, однако она, возможно, вызвана неуверенностью в оценках межзвездного поглощения для туманности Ориона. Сравнение с результатами Курта и Сюняева (космическая станция «Венера-3») показывает, что в направлении на Лебедь максимум излучения лежит между  $\lambda 2000$  и  $\lambda 3000 \text{ \AA}$ . Визуальная яркость ночного неба получается систематически больше ожидаемой на 20—30%, что, возможно, вызвано рассеянным светом в самых верхних слоях земной атмосферы.

Табл. 6, библи. 38 назв., илл. 17.

УДК 522.617

**Поляризационные наблюдения нестационарных звезд и внегалактических объектов. I. Аппаратура и методика наблюдений и их обработки.** Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С., Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 90.

Новый поляриметр Крымской астрофизической обсерватории предназначен для измерения линейной поляризации излучения очень слабых и быстро меняющихся объектов методом счета фотонов. Поляризационный анализатор (поляриод) непрерывно вращается со скоростью 33,3 об/сек. Синхронно с вращением анализатора переключаются три канала счета импульсов фотоумножителя. Каждый канал регистрирует число импульсов, пропорциональное интенсивности светового потока, при соответствующих средних положениях анализатора. Поляриметр используется в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа ЗТШ.

Обработка наблюдений проводится с помощью ЭВМ. Для перехода от искаженных инструментальными эффектами наблюдаемых параметров поляризации к их истинным значениям используется линейное преобразование безразмерных параметров Стокса. Коэффициенты этого преобразования находились из наблюдений стандартных звезд отдельно для каждого цвета ( $U, B, V, R$ ) и каждого периода наблюдений. Из анализа редукционных коэффициентов определены основные характеристики инструментальных эффектов и найдена зависимость их от длины волны.

Наблюдения стандартных звезд показали достаточную надежность принятой методики редукции. По этим наблюдениям определены величины внешних ошибок в параметрах Стокса, близкие к 0,2%.

Табл. 5, библи. 29 назв., илл. 8.

УДК 523.84

**Поляризационные наблюдения нестационарных звезд и внегалактических объектов. II. Поляризация вспышки EV Лас.** Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 111.

С новым поляриметром Крымской астрофизической обсерватории, установленным в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа (ЗТШ), проведены измерения линейной поляризации излучения EV Лас в четырех различных областях спектра со средними длинами волн  $\lambda \lambda 3630, 4340, 5450, 7440 \text{ \AA}$ . В синей области спектра проведена детальная поляриметрия излучения звезды во время ее вспышки 17.VIII 1969 г. Три измерения были сделаны во время возгорания вспышки, одно — в максимуме и 21 — на спаде вспышки.

Найдено, что поляризация излучения звезды на различных фазах вспышки такая же, как и в спокойном состоянии. Зависимость поляризации излучения EV Лас от длины волны, по-видимому, отличается от аналогичной средней зависимости для межзвездной поляризации.

Табл. 3, библи. 7 назв., илл. 4.

УДК 523.84

**Спектрографическое исследование вспышкающей звезды YZ CMi в январе 1969 года.** Герберг Р. Е. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 118.

Приведены результаты спектральных наблюдений звезды YZ CMi, выполненных во время патрулирования ее блеска по международной фотометрической программе. В спокойном состоянии звезды и во время пяти вспышек определены количественные характеристики спектра: эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий, глубины абсорбционной линии  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I и скачков интенсивности непрерывного спектра у пределов полос окиси титана. Обнаружено резкое усиление эмиссионных линий водорода и кальция во время вспышек, а также замывание непрерывным излучением вспышки абсорбционных деталей спектра. Вальмеровский декремент во время вспышек становится более пологим. Обнаружено многочасовое послесвечение линий Ca II после сильных вспышек.

Табл. 2, библи. 15 назв., илл. 2.



**Спектральные и фотоэлектрические наблюдения вспыхивающей звезды AC + 39°1214—608.** Шаховская Н. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 124.

Фотоэлектрические наблюдения в фотометрической полосе, близкой к  $B$ , показали существование вспышечной активности звезды AC + 39° 1214—608. Зарегистрировано семь слабых вспышек за 47 час патрульных наблюдений. Даны основные характеристики вспышек, приводятся кривые блеска.

По семи спектрограммам с дисперсией 160 Å/мм определены эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода и Ca II. Эквивалентные ширины водородных линий в 2—3 раза меньше, чем для других исследованных вспыхивающих звезд, эквивалентные ширины линий Ca II существенно не отличаются от соответствующих значений для исследованных вспыхивающих звезд.

По двум спектрограммам определены относительные интенсивности эмиссионных линий. Отношения интенсивности линий Ca II к водороду превосходят соответствующие значения, определенные для вспыхивающих звезд EV Lac и AD Leo, более чем вдвое. Бальмеровский декремент сходен с декрементом, определенным для EV Lac и AD Leo в спокойном состоянии.

Показано существование возможности эмиссии, не связанной с явлением вспышки во время спектрографирования. Возможные причины переменности: 1) изменения состояния хромосфер вспыхивающих звезд в разные сезоны наблюдений; 2) медленный спад интенсивности эмиссионных линий после вспышки.

Табл. 4, библ. 9 назв., илл. 1.

УДК 523.825

**Поглощение TiO и величины dM-звезд.** Чугайнов П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 130.

Высказывается предположение, что величины  $R_J$ ,  $I_J$  (система Джонсона) красных карликовых звезд зависят не только от болометрических светимостей и эффективных температур этих звезд, но и от интенсивностей полос поглощения TiO. Аномалии поглощения TiO могут вызывать наблюдаемый разброс положений звезд на диаграмме  $M_{R_J}$ ,  $(R - I)_J$ . Наблюдаемые разности величин  $R_J - (102)$  и  $I_J - (102)$  (величины (102) и показатели цвета (102, 65) — в системе Эггена) сравнены с вычисленными для абсолютно черного тела. Три звезды, показывающие, согласно Эггену, аномально высокое поглощение TiO, имеют ослабленный блеск  $R_J$  по сравнению с другими звездами с такими же показателями цвета (102, 65). Этот факт подтверждает высказанное выше предположение. Шкалу цветовых температур красных карликовых звезд, полученную Эггеном, следует пересмотреть.

Библ. 12 назв., илл. 2.

УДК 523.872

**Количественный анализ спектра  $\beta$  Lyr. I.** Изменение некоторых эмиссионных линий водорода и гелия. Скульский М. Ю. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 135.

Приведено 243 контура спектральных линий  $\lambda 3888$  He I,  $H_{\delta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $\lambda 4471$  He I,  $H_{\beta}$ ,  $\lambda 5875$  He I и  $H_{\alpha}$  в энергетических единицах для различных фаз изменения блеска  $\beta$  Lyr. Кроме изменения вида контуров эмиссионных линий  $\beta$  Lyr с периодом изменения блеска, обнаружено явное различие вида контуров некоторых линий для одной и той же фазы разных сезонов наблюдений.

Использованные спектрограммы имели дисперсию 14 и 34 Å/мм в области длин волн  $\lambda \lambda 3600 - 4900$  и  $\lambda \lambda 5400 - 6800$  Å соответственно.

Абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре для разных фаз кривой изменения блеска звезды получено с помощью перехода от шестидесяти колориметрии к абсолютной спектрофотометрии.

Приведенные контуры эмиссионно-абсорбционных линий водорода и нейтрального гелия необходимы для количественного исследования динамических и физических условий в газовой оболочке  $\beta$  Lyr.

Табл. 2, библ. 18 назв., илл. 5.

УДК 523.877

**Изменения линий бальмеровской серии водорода в спектре кремниевой спектрально-переменной Ar-звезды CU Vir.** Рябчикова Т. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 146.

Исследовалось изменение с фазой линий бальмеровской линии водорода от  $H_{\gamma}$  до  $H_{1\alpha}$  в спектрально-переменной кремниевой Ar-звезде CU Vir. Найдено изменение  $W_{\lambda}$  в течение периода на 25%. Изменения величин  $\lg N_e$  в течение периода не превышают 0,1, носят случайный характер и обусловлены ошибкой измерения  $W_{\lambda}$ . Изменение интенсивности водородных линий не удалось объяснить ни изменением эффективной температуры, ни электронной плотности. Кривая изменения  $W_{\lambda}$  водородных линий сдвинута по фазе относительно кривой изменения блеска.

Табл. 2, библ. 11 назв., илл. 4.

УДК 523.035.332

**Ионизация и относительное обилие атомов водорода и гелия в волокнах Крабовидной туманности.** Головатый В. В., Проник В. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 152.

Рассчитана ионизация водорода и гелия в газовых волокнах, находящихся в поле  $L_c$ -излучения, параметры которого близки к параметрам синхротронного излучения в Крабовидной туманности. Расчеты выполнены для моделей волокон с электронной плотностью  $10^8$  и  $2 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ , обилием гелия He/H = 0,19 и 0,54 и различной оптической толщиной за лаймановским скачком ( $\tau = 0, 1$  и 50). Модели оптически тонких волокон и волокон с  $\tau \approx 1$  рассчитаны также при разных значениях величины потока и спектрального индекса ионизирующей радиации. Вычисленные для разных моделей отношения интенсивностей  $I(\lambda 4471 \text{ He I})$

$I(H\beta)$  и  $I(\lambda 4686 \text{ He II})/I(H\beta)$  сравниваются с наблюдениями. Хорошее согласие результатов получено для модели с обилием гелия  $\text{He/H} = 0,54$  и  $\tau > 1$ . Наблюдаемое различие в интенсивности линий He I и He II в спектрах разных волокон может быть обусловлено различием в оптической толщине волокон.

Табл. 4, библиография 9 названий, иллюстрация 6.

УДК 523.855

**Многоцветная фотометрия пяти Sbc-галактик: NGC 925, NGC 1073, NGC 3359, NGC 4088 и NGC 7741.** П р о н и к И. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 162.

Проведена фотометрия перемычек и деталей спиральных ветвей пяти Sbc-галактик (NGC 925, NGC 1073, NGC 3359, NGC 4088 и NGC 7741). Фотографии в семи фильтрах ( $\lambda_{\text{эфф}} = 3730, 4680, 5090, 5290, 6090, 6620$  и  $7400 \text{ \AA}$ ) были получены с ЭОП на 2,6-м телескопе. Распределение энергии в спектрах перемычек оказалось близким к распределению энергии в спектрах центральных областей обычных галактик S и I. Возможно, что в некоторых из них имеется некоторый ультрафиолетовый избыток. Все перемычки оказались соответственно: столько же ионизованного водорода, сколько центральные области обычных галактик, в то время как перемычки NGC 3359, NGC 4088 содержат несколько больше ионизованного водорода.

Табл. 4, библиография 28 названий, иллюстрация 6.

УДК 528.855:523.164.4

**Наблюдения переменных радиоисточников на волне 8,2 м.м.** Ефанов В. А., Загатын В. И., Моисеев И. Г., Товмасын Г. М., Штейншлегер В. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 172.

Приведены результаты наблюдений радиоисточников 3С 84, 3С 273 и 3С 345 на длине волны 8,2 м.м., выполненных в марте 1970 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на радиотелескопе РТ-22 с использованием квантового парамагнитного усилителя. Для 3С 84, 3С 273 и 3С 345 получены следующие значения потоков соответственно: 29, 45 и 14 ед. потока (1 ед. потока =  $10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{ци}$ ). Калибровка производилась по наблюдениям радиоизлучения Юпитера, яркостная температура которого принималась равной  $T_{\text{яр}} = 144^\circ \text{ К}$ .

Табл. 1, библиография 17 названий, иллюстрация 2.

УДК 528.855:523.164.4

**Спектральные плотности потоков радиоизлучения дискретных радиоисточников на волне 3,5 см.** П. Горшков А. Г., Моисеев И. Г., Соколов В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 176.

Приводятся результаты измерений плотностей потоков радиоизлучения 99 дискретных источников на волне 3,5 см на радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в мае-июне 1969 г. Приведены данные о переменности дискретных источников и галактики NGC 4278.

Табл. 2, библиография 19 названий, иллюстрация 1.

УДК 522.617

**Фотоэлектрический спектрофотометр с высоким разрешением в фокусе кудэ 2,6-м телескопа.** Димов Н. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 182.

Описывается двухлучевой фотоэлектрический спектрофотометр, установленный в спектрографе фокуса кудэ 2,6-м рефлектора. В спектрофотометре использовано шаговое перемещение выходной щели и регистрация методом счета фотонов. Максимальная разрешающая сила  $\lambda/\Delta\lambda = 2,2 \cdot 10^4$  ( $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ ). Регистрировались профили линий  $\lambda 4250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 4254 \text{ \AA}$  Cr I в спектрах звезд до  $6^m$ .

Табл. 1, библиография 6 названий, иллюстрация 5.

УДК 522.982.2

**Методы расчета и контроля систем Ричи — Кретьена.** Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 188.

Изложены принципы построения автоматической программы для расчета систем Ричи — Кретьена на ЭВМ; аналогичная методика может быть применена также и для расчетов произвольной центрированной системы, если число исправляемых аберраций не превышает двух-трех. Рассмотрены два простых метода контроля вогнутых асферических поверхностей. Оба метода используют прозрачные экраны, помещенные около центра кривизны зеркала, причем в первом методе используется прозрачный экран со специально размещенными непрозрачными точками, во втором методе на экране имеются специально рассчитанные кривые, форма которых рассчитана так, чтобы их тени на зеркале имели вид прямых. Точечный источник света помещается также вблизи центра кривизны зеркала; его лучи падают на зеркало, минуя экран. Описанные методы могут быть использованы и для контроля произвольной оптической системы, дающей действительное изображение.

Табл. 1, библиография 5 названий, иллюстрация 2.

УДК 62.52 : 522.2

**Дискретные фотоэлектрические следящие системы с накоплением сигнала рассогласования.** Кутева З. Н., Сабинин Ю. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 196.

В статье рассмотрены два варианта дискретных фотоэлектрических следящих систем с повышенной пороговой чувствительностью, обеспечивающих слежение за источниками света на порядок меньшей яркости по сравнению с системами непрерывными. Библиография 5 названий, иллюстрация 3.

ОПЕЧАТКИ к т. XLIII «ИЗВЕСТИЙ КАО АН СССР»

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
19	16 св.	$\lg W_{\lambda_0}$	$\lg W_{\lambda}$
21	9 св.	08,0	08,8
	3 св.	6862,9	6862,5
23	6 св.	169	168
25	13 св.	04,6	04,6*
	15 св.	6199,2	6199,2*