АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LIII

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА—1975

УДК 523:522.617

И $\frac{20605-310}{055(02)-75}$ без объявления

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯРКОСТИ ЛУННОГО НЕБА, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ АСТРОФОТОМЕТРА АФ-3Л, УСТАНОВЛЕННОГО НА «ЛУНОХОДЕ-2»

А. М. Зверева, А. Б. Северный, Э. И. Терез

Астрофотометр АФ-3Л, установленный на «Луноходе-2» и направленный всегда в местный зенит на Луне, представляет собой двойной безлинзовый телескоп со спектральной чувствительностью V-канала к видимому свету ($\lambda_{эфф} = 5440$ Å, $\Delta\lambda = 700$ Å) и UV-канала — к ближнему ультрафиолету ($\lambda_{эфф} = 2680$ Å, $\Delta\lambda = 730$ Å) (см. рис. 6, показывающий спектральные чувствительности каналов, а также [1] и [3]). В конструкции прибора были предусмотрены специальные бленды против рассеянного и стороннего света (§ 1). Программный диск, вращаемый на 90° (рис. 1) каждые 3 *сек*, позволяет поочередно помещать перед соответствующим V- или UV-фотоумножителем большую диафрагму, радиоактивный люминофор, меньшую диафрагму и люминофор, к которому данный канал нечувствителен, что дает запись темнового тока. Астрофотометр был калиброван с помощью специально калиброванной ленточной лампы с использованием люминесценции раствора родамина В в этиленгликоле. Для обоих каналов чувствительность была $4{,}25 \cdot 10^{-6}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек* на 1 *в* (§ 2). Специальные предосторожности были приняты в отношении температурной зависимости яркостей люминофоров и чувствительности обоих каналов.

Начиная с момента посадки «Лунохода-2» (16.I 1973 г.) было получено 12 телеметрических записей, из которых 9 — в течение лунного дня, 1 — в течение ночи и 2 — в лунные сумерки (верхний край Солнца на 1° ниже горизонта; см. табл. 2). Дневные измерения сделаны в тени панели солнечных батарей. Была зарегистрирована избыточная яркость по сравнению с ожидаемой в течение лунного дня и лунной ночи в ультрафиолетовой области и особенно высокая в видимой области спектра (§ 3). Избыточная яркость (в смысле наблюдаемая минус ожидаемая от звезд и зодиакального света и света, рассеянного в астрофотометре) показывает характерный ход с зенитным расстоянием Солнца (рис. 10). Будучи приписаны некоторой рассеивающей среде, эти избыточные яркости имеют такое же отношение альбедо в видимой области и альбедо в ультрафиолетовой области, как для лунной пыли, согласно [11]. Показано (§ 5), что наши результаты могут быть объяснены, если вокруг Луны существует очень разреженный рой пылевых частиц, способных рассеивать свет от Солнца и Земли. Этот рой может быть образован из вторичных частиц, выброшенных под действием бомбардировки лунной поверхности метеоритами.

RESULTS OF THE INVESTIGATION OF THE LUNAR SKY BRIGHTNESS OBTAINED WITH ASTROPHOTOMETER AF-3L ON THE BOARD OF LUNOKHOD-2, by *A. B. Severny, E. I. Terez, A. M. Zvereva.*— Astrophotometer AF-3L, installed on Lunokhod-2 and looking always in local zenith on the Moon, is double lensless telescope with spectral sensitivity of one V-channel to the visible light ($\lambda_{eff} = 5440$ Å; $\Delta\lambda = 700$ Å) and the second UV-channel — for near ultraviolet ($\lambda_{eff} = 2680$ Å, $\Delta\lambda = 730$ Å), see fig. 6 showing spectral response, see also [1], [3]. Special blends against scattered and outside light have been provided (§ 1). Programme disk rotated by 90° (fig. 1) permitted every 3sec to place in the front of corresponding V or UV-photomultiplier the large stop, radioactive luminofor, small stop and luminofor to which the channel is insen-

sitive, thus recording the dark current. Astrophotometer was calibrated with the aid of specially calibrated band lamp and by using the luminescence of solution of rhodamine B in the ethylenglycol. For both channels the absolute sensitivity was $4{,}25 \cdot 10^{-6}$ erg/cm^2·sec per 1 Volt (§ 2). Special care was taken as regards temperature dependence of luminofor brightness and sensitivity of both channels.

From the landing of Lunokhod-2 (16 Jan. 1973) 12 telemetric records were obtained from which 9 during the lunar day, 1 during the night and 2 in lunar twilight (upper border of the solar disk 1° below the horizon), see table 2. The day measures were made in the shadow of solar battery's panel. The excessive brightness as compared with the expected one was recorded during the lunar day and lunar night in UV-and especially high in V-region of spectrum (§ 3). The excess of brightness (in the sense observed minus expected one from stars, plus zodiacal light and from the light scattered in astrophotometer) shows characteristic run with the zenith distance of the Sun (fig. 10). Being ascribed to some scattering media these measurements show the same ratio of V-albedo to UV-albedo as for the lunar dust according to [11]. It is shown (§ 5) that our results can be explained if some very rarefied swarm of dust particles exists around the Moon and capable to scatter the light from the Sun and the Earth. The swarm can be formed from secondary ejecta produced by bombardement of lunar surface by meteorites.

Впервые на «Луноходе-2» был установлен астрофотометр АФ-3Л, основной задачей которого являлось измерение свечения неба с поверхности Луны как во время лунного дня, так и во время лунной ночи. Известно, что из-за отсутствия атмосферы небо на Луне должно быть очень темным и проницающая сила астрономических телескопов, установленных на поверхности Луны, должна бы быть заметно больше, чем на Земле, т. е. с Луны можно видеть более далекие космические объекты, чем с Земли.

Очень важно знать, насколько лучше условия для исследования самых отдаленных частей Вселенной на Луне, чем на Земле и на околоземных спутниках. Далее, для ночных измерений на Луне можно, зная заранее свечение звездного фона той области, в которую направлен АФ-3Л, определить свечение зодиакального света — света, рассеянного облаком мелких метеорных частиц, заполняющих нашу планетную систему и концентрирующихся к плоскости эклиптики и возле Солнца. Кроме того, так как зодиакальный свет просто рассеивает солнечное излучение, не меняя его спектрального состава, с помощью измерения на астрофотометре АФ-3Л свечения неба в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, из сравнения свечений в этих областях спектра можно выяснить, имеется ли избыток или недостаток ультрафиолетового излучения у отдельных звездных полей, проходящих через поле зрения астрофотометра, по сравнению с тем, которое ожидается на основании современной теории излучения звездных атмосфер. Таковы три основные задачи, которые могут быть решены прибором АФ-3Л. Следует отметить, что прибор такого типа уже успешно работал на спутниках «Космос-51» (1964 г.) и «Космос-213» (1968 г.) и дал ценную информацию; именно, он показал наличие дополнительного свечения ночного неба на высотах 200—300 *км*, возможно связанного с пылевым облаком около Земли, а также наличие ультрафиолетового недостатка у некоторых звезд (α CMa) и, возможно, избытка в отдельных областях Млечного Пути [1].

Результаты определения абсолютной энергетической светимости неба в ультрафиолете и видимом свете, полученные в этих двух экспериментах, были затем подтверждены внеатмосферными исследованиями (с помощью ракет) эдинбургскими астрономами [2].

§ 1. Аппаратура

Предполагая использовать для наблюдений с поверхности Луны самоходный аппарат «Луноход-2», было решено взять за основу конструкцию фотометра АФ-3, разработанного ранее в Крымской астрофизической об-

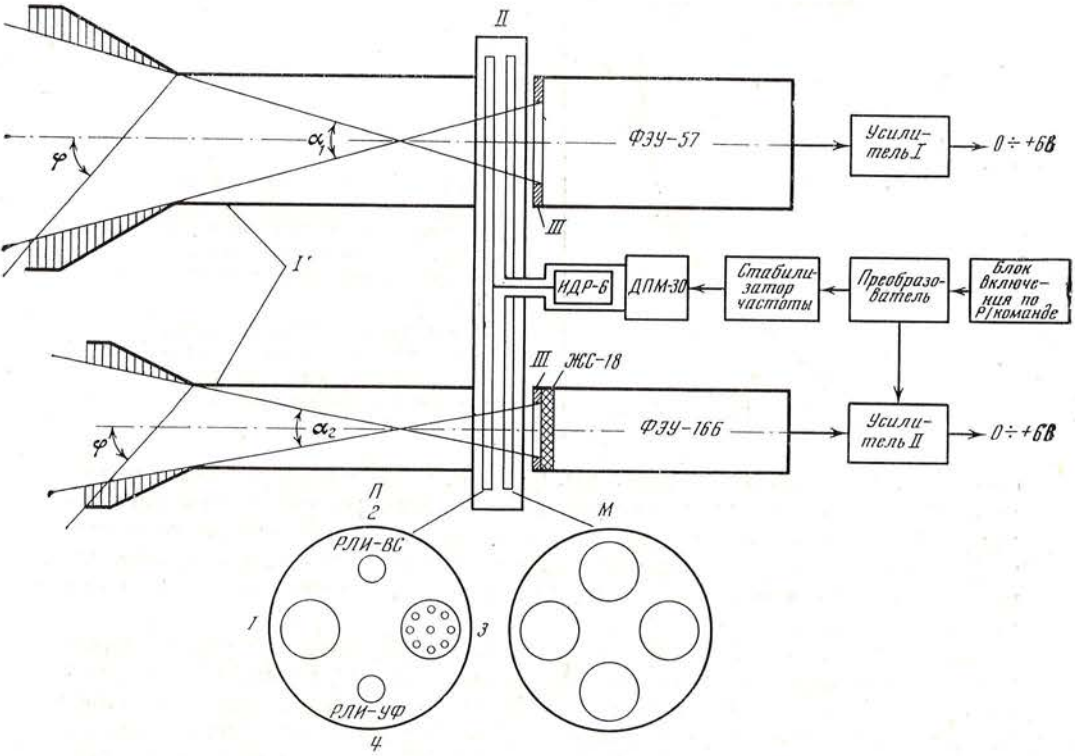


Рис. 1. Блок-схема астрофотометра АФ-3Л

серватории АН СССР для внеатмосферных измерений [3]. Прибор АФ-3Л представлял собой двухканальный фотометр, в котором измерения проводились одновременно в видимом и ультрафиолетовом участках спектра. В новый вариант фотометра было необходимо внести существенные изменения для повышения точности, с одной стороны, и обеспечения возможности работы прибора в жестких температурных условиях Луны — с другой. В окончательном варианте блок-схема фотометра АФ-3Л представлена на рис. 1.

Рассмотрим последовательно каждый элемент этой схемы. Бленды *I* были рассчитаны таким образом, чтобы, кроме ограничения телесного угла α до $\sim 0{,}05$ *стер*, обеспечить надежную защиту от засветки посторонними источниками света, расположенными под углами $\varphi \geqslant 40°$. Зависимость ослабления рассеянного блендой света от угла, образованного осью прибора и направлением падения луча на бленду, исследовалось специально. Для измерений был использован спектрограф солнечного телескопа КАО. Прибор АФ-3Л ставился в параллельный пучок белого света, отраженного от коллиматорного зеркала спектрографа, под разными углами к пучку, и замерялись его показания при разных, соответственно подобранных ослаблениях (вплоть до $5 \cdot 10^5$ раз) пучка нейтральными фильтрами. На рис. 2 показан ход ослабления (в логарифмическом масштабе) в зависимости от угла поворота оси фотометра, полученный по данным измерений и светотехнического расчета для двух фотометров — основного рабочего экземпляра и запасного. Мы видим, что источники света, расположенные под углами к оптической оси более 40°, не влияют практически на результаты измерения, если допустимо ослабление порядка 10^6.

Необходимо отметить, что кривая ослабления на рис. 2 дает величину ниже истинных значений, соответствующих действительному ослаблению упавшего на бленду АФ-3Л света. В самом деле, поскольку в спектрогра-

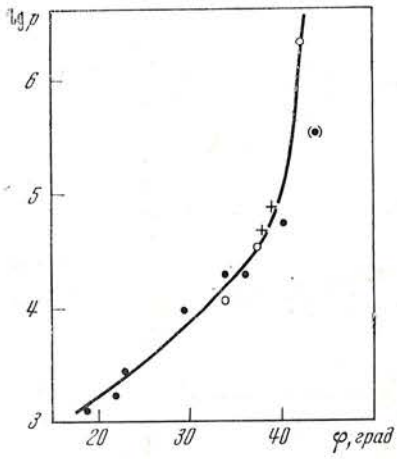


Рис. 2. Кривая ослабления света, рассеянного блендой астрофотометра, в зависимости от угла φ, образованного блендой и направлением падения светового луча

Крестики—измерения для АФ-3Л, точки — экспериментальные измерения для запасного прибора, кружки — светотехнический расчет

фе существует свет, рассеянный пылинками, то отсчет от рассеянного света *завышенный*, т. е. отношение упавшего на спектрограф света к рассеянному в бленде занижено (по сравнению с вакуумом), поэтому, в частности, точка в скобках на рис. 2, соответствующая углу $\varphi \approx 42°$, дает значительно заниженное значение,— она не принималась в расчет при проведении кривой ослабления.

Астрофотометр АФ-3Л был установлен на «Луноходе-2» строго вертикально и всегда направлен в местный зенит (если не учитывать возможный крен и дифферент самого лунохода). Ближайшие детали, которые, вообще говоря, могут оказывать влияние как посторонние источники рассеянного света на показания астрофотометра АФ-3Л,— это слабонаправленная (торшерная) и остронаправленная антенны. Верхушка слабонаправленной антенны видна из бленды видимого канала под углом 40°,5 и по расчету (ослабление более 10^5 раз при таких углах) не может давать ощутимых, превосходящих шумы телеметрии засветок. Это было проверено также экспериментально. В одном из сеансов связи «Луноход-2» с поднятой на 90° крышкой — панелью солнечных батарей — развернулся так, что и астрофотометр АФ-3Л и слабонаправленная антенна оказались *в тени*. Была включена телеметрическая запись, после чего «Луноход-2» опять изменил свое положение по азимуту так, что только прибор АФ-3Л находился *в тени* панели солнечных батарей, а слабонаправленная антенна была освещена Солнцем. Показания телеметрии при этом не изменились. Что касается остронаправленной антенны, то она может менять свое положение и поэтому при всех сеансах связи с астрофотометром АФ-3Л отводилась в сторону.

Распределение чувствительности прибора АФ-3Л по полю зрения определялось экспериментально по достаточно удаленному лабораторному источнику света. Фотометр устанавливался на столике оптической скамьи, имеющем отсчет угла поворота, а точечный источник света — на расстоянии 10 *м*. Полученные кривые для обоих каналов приведены на рис. 3, где за единицу приняты показания астрофотометра (в вольтах), когда источник находился на оптической оси фотометра. Из рис. 3 следует, что поле зрения, определяемое падением чувствительности в два раза по отношению к максимальной, составляет 12°,5 для V-канала (для видимого излучения) и 17°,4 для UV-канала (для ультрафиолетового) соответственно.

Рассмотрим теперь работу программного блока *II*. Диск *II* обеспечивает необходимую для фотометрии последовательность измерений: свет («большое небо») — световой стандарт — свет («малое небо») — темновой ток фотоумножителя и т. д. При этом положение дисков *1* и *3* (см. рис. 1) соответствует установке против катодов ФЭУ отверстий «большое небо» и «малое небо», пропускающих свет от неба так, чтобы ослабление света одного по отношению к другому составляло примерно 10 раз. По расчету

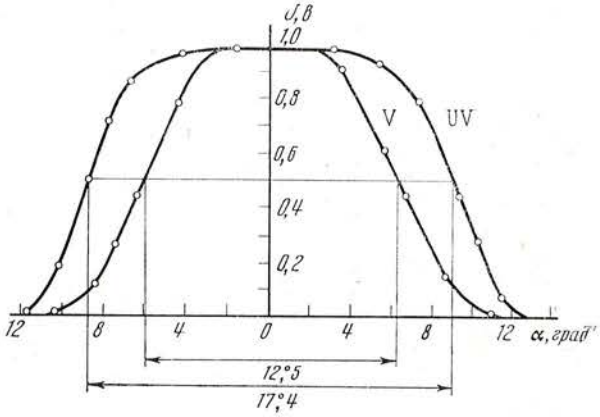
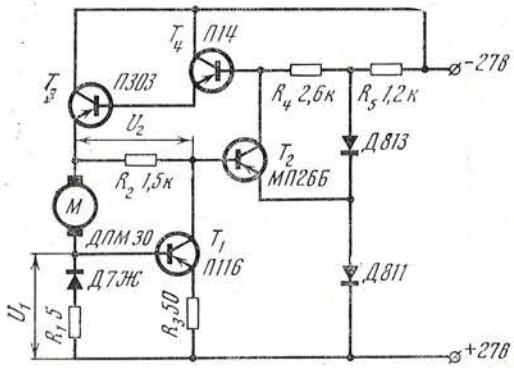


Рис. 3. Распределение чувствительности по полю зрения

этому соответствовало отверстие диаметром 50 *мм* для «большого неба» и 40 отверстий диаметром 2 *мм*, хаотически расположенных внутри круга диаметром 50 *мм* для «малого неба». Однако фактически при «малом небе» чувствительность оказалась уменьшенной в 6,8 раза для V-канала и в 8,8 раза для UV-канала. Это было установлено экспериментально путем неоднократного наведения АФ-3Л на рассеивающий белый экран, освещенный источником света. Различие с «чисто геометрическим» расчетом связано, во-первых, с тем, что на катоды ФЭУ были поставлены дополнительные диафрагмы, позволяющие приблизить насколько возможно угловое поле зрения одного канала к полю зрения другого, а во-вторых, с некоторой неравномерностью чувствительности по площади катода. Определенное отличие (см. табл. 2) фактических отсчетов, переданных по телеметрии отношения «большое небо»/«малое небо», от указанных выше лабораторных значений, возможно, связано в основном с неточностью измерений отбросов темнового тока и малыми отбросами на «малое небо» (погрешность $\pm$ 0,05 *в* свойственна самой телеметрии, см. ниже).

При положениях дисков *П-2* и *4* против катодов ФЭУ устанавливаются световые стандарты — радиолюминесцентные источники *РЛИ-ВС* и *РЛИ-УФ*. *РЛИ-ВС* излучает свет только в видимой области; когда он устанавливается против катода ФЭУ UV-канала, измеряется темновой ток этого фотоумножителя. Точно так же *РЛИ-УФ* излучает свет только в ультрафиолетовой области спектра, фотоумножитель V-канала его не чувствует. Диск *П* поворачивается мальтийской системой с двигателем ИДР-6 дискретно на 90° каждые 3 *сек*. Весь цикл измерений в каждом канале занимает 12 *сек*.

Модуляционный диск *М*, имеющий четыре отверстия, непрерывно вращается с частотой 147 *гц* и служит для модуляции светового потока, падающего на фотоумножители. В качестве светоприемников использовались фотоумножители ФЭУ-16Б для визуальной части спектра и ФЭУ-57 для ультрафиолетовой. Необходимо отметить, что фотоумножители ФЭУ-16Б и ФЭУ-57 с динодами типа жалюзи очень надежны и позволяют работать в широком диапазоне токовых нагрузок динодной системы. С другой стороны, они имеют недостаточную чувствительность, не позволившую нам сузить поле зрения фотометра меньше указанных выше значений. Перед фотоумножителем ФЭУ-16Б устанавливался светофильтр ЖС-18 (3 *мм*), чтобы приблизить спектральную характеристику этого канала к фотометрической системе V. Кроме того, перед обоими фотоумножителями помещались диафрагмы *III* диаметром 20 *мм* для ФЭУ-16Б и 30 *мм* для ФЭУ-57 соответственно. Это необходимо было сделать, чтобы зональные характеристики фотокатодов имели неравномерность чувствительности не более $\pm$ 5%. Высоковольтное питание подавалось на ФЭУ из блока преобразователя, величина напряжения подбиралась для каждого ФЭУ при калибровке. Для питания ФЭУ использовались равномерные делители с общим



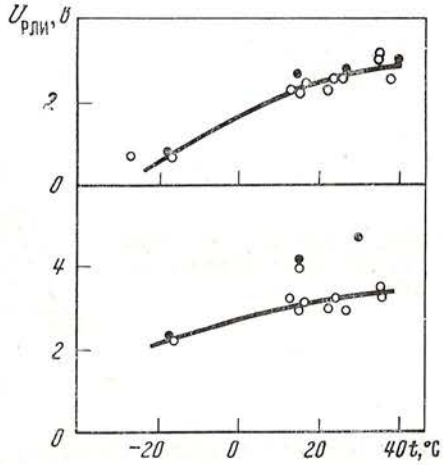


Рис. 4. Схема электронного стабилизатора частоты модуляторного диска

Рис. 5. Зависимость показаний РЛИ от температуры для V-канала (вверху) и UV-канала (внизу)

Точки — лабораторные отсчеты, кружки — отсчеты, полученные на «Луноходе-2»

сопротивлением около 40 *Мом*. Такой делитель обеспечивает линейность световой характеристики ФЭУ при измерении и в то же время служит как защита последних каскадов ФЭУ при световых перегрузках.

Электронная часть фотометра состоит из преобразователя напряжения, усилителей фототоков, блока стабилизации частоты модуляторного диска и блока включения и выключения прибора АФ-3Л по радиокомандам [1].

Преобразователь обеспечивает всеми необходимыми стабилизированными напряжениями схему фотометра от сети постоянного тока 27^{+5}_{-4} *в*. Усилитель служит для усиления модулированных сигналов ФЭУ. Напряжение на выходе изменяется в пределах $0 \div +6$ *в*. Усилители имели резонансную частоту 147 *гц* и довольно узкую полосу пропускания (60 *гц* по половинной мощности). Такая полоса пропускания необходима для того, чтобы улучшить отношение сигнал/шум. С другой стороны, при вариациях температуры в широких пределах может значительно меняться скорость вращения модулятора вследствие изменения нагрузки на двигатель ДПМ-30. Это может привести к уходу частоты модуляции из полосы пропускания усилителя. Поэтому в приборе АФ-3Л была применена схема простого электронного стабилизатора оборотов двигателя ДПМ-30 [4], представленного на рис. 4.

Испытание этой схемы в приборе АФ-3Л, выполненное в лаборатории, показало, что при колебании температуры от —50° до + 50° С частота модуляции изменялась незначительно (от 141 до 153 *гц* соответственно). Все измерения на АФ-3Л дифференциальные. Поэтому возможные изменения частоты модуляции сказываются одинаковым образом на сигнале от неба и сигнале от РЛИ и не влияют на результаты измерений. Кроме того, были проведены лабораторные испытания РЛИ в приборе АФ-3Л при различных температурах. Они показали, что отсчеты на РЛИ (в вольтах) падают с температурой как для V-, так и для UV-каналов. На рис. 5 приведены результаты, а также представлены фактические, измеренные на «Луноходе-2» показания АФ-3Л при наведении на РЛИ при различных температурах (по показаниям датчика температуры на АФ-3Л около РЛИ, см. ниже). Мы видим, что наблюдаемые отсчеты от РЛИ в V-канале (в вольтах) хорошо совпадают с лабораторными при данной температуре.

[1] Авторы благодарны М. П. Лиморенко за монтаж электроники и работу по проверке и настройке всей схемы.

Это, с одной стороны, свидетельствует о том, что частота модуляции во время работы АФ-3Л на луноходе не изменялась существенно, а с другой — это дает возможность построить уверенно зависимость отсчета РЛИ от температуры, которая должна быть положена в основу дальнейших энергетических расчетов (см. § 3). Хотя в обоих каналах РЛИ был запаян, имеется определенное расхождение лабораторных и фактических данных в отсчетах на РЛИ в UV-канале. Возможно, это связано с некоторой утечкой воздуха из этого РЛИ или изменением абсолютной чувствительности. Для энергетических расчетов в ультрафиолетовой области была принята зависимость, показанная на рис. 5 и опирающаяся в основном на фактические измерения на Луне. Следует подчеркнуть, что зависимости рис. 5 отсчетов на РЛИ от температуры включают в себя два фактора: чувствительность электронной схемы к изменениям температуры, с одной стороны, и зависимость свечения (яркости) люминофоров от температуры — с другой (см. § 3 и рис. 8).

Дополнительным свидетельством стабильности работы являлись также устойчивые отметки контроля высокого напряжения.

§ 2. Калибровка

Калибровка астрофотометра сводится к определению абсолютной и относительной (в единицах максимальной) спектральной чувствительности каждого канала и созданию надежного метода ее контроля в любой момент работы прибора.

Для получения уверенных результатов особое внимание было обращено на отбор и исследование стабильности фотоумножителей [5]. Для прибора АФ-3Л были отобраны конкретные экземпляры ФЭУ, показавшие нестабильность абсолютной чувствительности не более 5% в год (на протяжении 1,5 года).

Определение абсолютных спектральных характеристик прибора АФ-3Л проводилось на установке типа источник света — монохроматор. В качестве источника света использовалась специально отобранная ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-300У, калиброванная в диапазоне спектра 4700—7500 Å на яркостную температуру по эталону Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д. И. Менделеева. Для этой лампы рассчитывалась спектральная плотность энергетической яркости для всей области спектра 3500—7500 Å. Затем тщательно измерялись инструментальные характеристики монохроматора (типа ДМР-4) и вычислялось распределение энергии по длинам волн на выходе всей системы в целом: лампа — монохроматор [6].

В ультрафиолетовом участке спектра от 2000 до 3500 Å распределение энергии на выходе установки источник света — монохроматор было найдено по люминесценции раствора родамина В в этиленгликоле, имеющего постоянный квантовый выход в этой области спектра. В качестве источника света использовалась водородная лампа типа ВСФУ-3, привязанная по значениям ее спектральной плотности энергетической яркости для $\lambda = 3500$ Å к калиброванной ленточной вольфрамовой лампе СИ-10-300У.

На рис. 6 приведены кривые относительной спектральной чувствительности астрофотометра АФ-3Л, измеренные при комнатной температуре +24°С. Считая распределение энергии подобным солнечному, получим для V-канала $\lambda_{эфф} = 5440$ Å и полуширину $\Delta\lambda = 700$ Å, для UV-канала $\lambda_{эфф} = 2680$ Å и $\Delta\lambda = 730$ Å соответственно. Кроме того, необходимо отметить следующее обстоятельство. В диапазоне температур от —50° С величина $\Delta\lambda$ для UV-канала не меняется, в то время как для V-канала имеется линейная зависимость $\Delta\lambda$ от температуры, показанная на рис. 7.

Измеренная величина абсолютной спектральной чувствительности для V-канала прибора АФ-3Л составила (при $\lambda_{эфф} = 5440$ Å) $4{,}3 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек·см²* на 1 *в* с точностью $\pm 5\%$, для UV-канала (для $\lambda_{эфф} = 2680$ Å) — $4{,}2 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек·см²* на 1 *в* с точностью $\pm 15\%$.

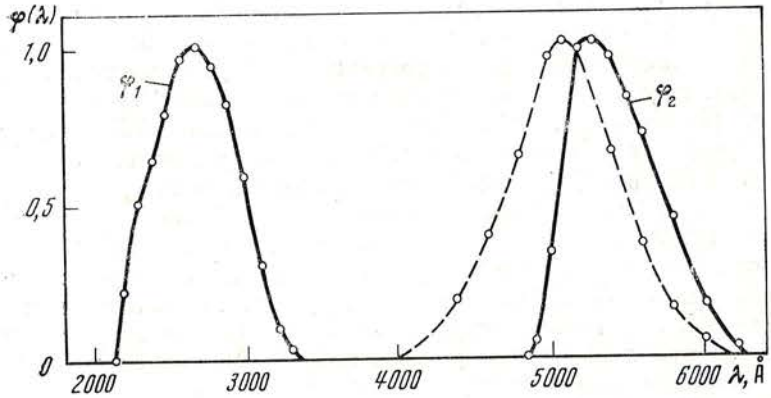
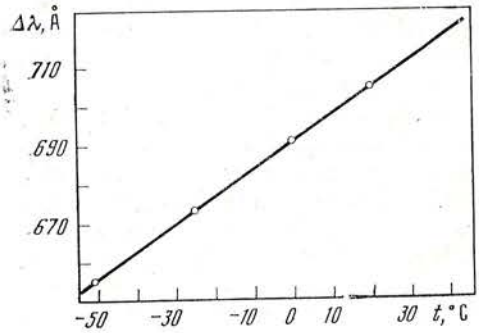


Рис. 6. Кривые относительной спектральной чувствительности астрофотометра АФ-3Л, измеренные при $t = +24°$ С

Штриховая линия — визуальная система

Необходимо отметить, что независимое измерение абсолютной спектральной чувствительности UV-канала, выполненное по водородной лампе ВСФУ-3, калиброванной по угольной дуге в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова, дало величину $5{,}5 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек·см*^{2} на 1 *в*, т. е. отличающуюся приблизительно на 30%. В расчетах, приводимых ниже, везде использовано большое значение чувствительности, т. е. $4{,}2 \times \times 10^{-6}$ *эрг/сек·см*^{2} на 1 *в*.

Как было уже сказано, для контроля абсолютной чувствительности в обоих каналах астрофотометра АФ-3Л использованы световые стандарты — радиолюминесцентные источники, имеющие спектр излучения 2400—3800 Å для UV-канала и 4200—7000 Å для V-канала. Временна́я стабильность [7] и температурная зависимость примененных РЛИ была предварительно тщательно изучена. На рис. 8 приведены измеренные в лаборатории зависимости яркости РЛИ (в произвольных единицах) от температуры. При этом если для РЛИ V-канала (рис. 8, кривая *1*) яркость в широких пределах температур изменяется незначительно, то для ультрафиолетового РЛИ (кривая *2*) при повышении температуры происходит значительное монотонное падение яркости почти в три раза при возрастании температуры от —20 до + 40° С. Чтобы иметь возможность точного учета



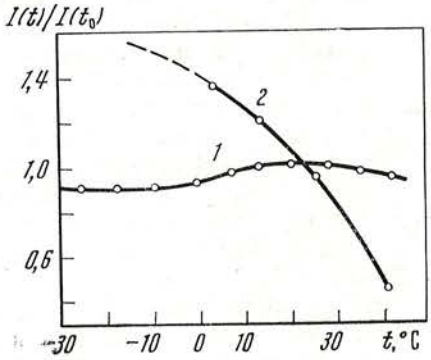


Рис. 7. Зависимость полуширины спектральной характеристики V-канала от температуры

Рис. 8. Зависимость яркости радиолюминесцентных источников от температуры

1 — РЛИ V-канала ($t_0 = +27°$); *2* — РЛИ UV-канала ($t_0 = +23°$)

температуры ультрафиолетового РЛИ при работе астрофотометра на луноходе, в непосредственной близости от РЛИ располагался датчик температуры.

Калибровка РЛИ в каждом канале была произведена по абсолютной спектральной характеристике соответствующего канала. Так, в V-канале при $t = +27°$ С отсчет от РЛИ равен 2,75 *в*, что соответствует энергетическому потоку $F = 3{,}7 \cdot 10^{-5}$ *эрг/сек*. Найдем яркость видимого РЛИ в числе звезд 10^m/кв. град. Лучистый поток от РЛИ эквивалентен потоку от неба с поверхностной яркостью

$$B_s = F/s\omega,$$

где s — площадь фотокатода ФЭУ V-канала, ω — телесный угол V-канала. Расчет дает $B_s = 3{,}16 \cdot 10^{-4}$ *эрг/сек·см²·стер*. Так как поверхностная яркость, соответствующая 1 зв. 10^m/кв.град, в визуальной системе равна $1{,}34 \cdot 10^{-6}$ *эрг/см²·сек·стер*, яркость видимого эталона будет 236 зв. 10^m/кв. град. Поскольку спектральная характеристика V-канала ($\Delta\lambda = 700$ Å) АФ-3Л немного отлична от системы V (880 Å), то более точное значение яркости видимого РЛИ будет

$$236 \cdot \frac{880}{700} = 296 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град}.$$

В UV-канале при $t = +23°$ отсчет от РЛИ был 3,2 *в*. Отсюда энергетический поток от ультрафиолетового РЛИ равен $9{,}6 \cdot 10^{-5}$ *эрг/сек*.

Для контроля калибровка РЛИ V-канала астрофотометра АФ-3Л была сделана независимым способом по результатам наблюдения звездных полей [3], которые проводились с 28.VIII по 2.IX 1971 г. в отсутствие Луны. Для наблюдений на небе были подобраны две пары областей А и В так, чтобы зенитные расстояния их были одинаковыми (табл. 1).

Таблица 1

Область	α	δ, *град*	z, *град*	U, *в*		ΔU, *в*	ΔU, *в* внеатмосферное	Яркость ($B - A$), зв. m_V = =10/кв. град.	РЛИ, зв. m_V = =10/кв. град.
				РЛИ	небо				
В) α Aur	5^h15^m	+45	50	2,6	4,78	0,88	1,20	111	240±27
А) Aur — Cam.	5 40	+56		2,6	3,90				
В) α Lyr	18 36	+38,7	55	2,6	4,70	0,75	1,07	121	294±39
А) Dra	18 00	+49		2,6	3,95				

Прибор АФ-3Л последовательно наводился на области А и В, и регистрировались отсчеты U в вольтах от темнового тока, РЛИ и неба. Точность отдельного измерения была $\pm 0{,}05$ *в*. В табл. 1 приведены результаты наблюдений, а именно разности отсчетов от областей А и В ΔU, которые образуются за счет разности в яркости звездной составляющей и зодиакального света этих областей ночного неба.

Свечение земной атмосферы при этом исключается, если считать, что оно достаточно равномерное. Одновременно с наблюдениями на астрофотометре АФ-3Л на другом телескопе велись наблюдения стандартных звезд для определения прозрачности атмосферы, что необходимо для вычисления величины ΔU, вынесенной за атмосферу.

Затем для выбранных областей неба А и В определили яркость звездного фона ($m_V > 6$) и зодиакального света, используя работы [8, 9]. Учет углового распределения для звездного фона и зодиакального света не производился, так как это вносит поправку не более 5% (проверено для области Aur — Cam). Вклад ярких звезд ($m_V < 6$) в звездную составляющую

был найден из подсчета звезд по атласу Бечвара с круглых площадок А и В (122 кв. град.). Была подсчитана окончательно разность внеатмосферной яркости областей неба А и В в числе звезд 10^m/кв. град. (см. табл. 1). Зная разность отсчетов прибора АФ-3Л от этих областей и сигнал РЛИ, определяем энергетический поток от РЛИ тоже в числе звезд 10^m/кв. град. Он равен 267 ± 40 зв. с $m_V = 10^m$/кв. град., т. е. калибровка РЛИ V-канала по яркости звездных полей хорошо согласуется с энергетической калибровкой в лаборатории (± 40 звезд соответствуют точности отсчета телеметрии).

§ 3. Результаты измерений

С момента посадки «Лунохода-2» в район кратера Лемонье, с 16.I по 20.III 1973 г., было проведено 12 сеансов связи с астрофотометром АФ-3Л, давших ценную информацию о свечении неба на Луне. Из указанных 12 сеансов 9 выполнены во время лунного дня, 1 — во время лунной ночи и 2 — в лунные «сумерки». Полная сводка полученных и других вспомогательных данных имеется в табл. 2. При всех сеансах связи телеметрическая запись отчетливо показывает отметки темнового тока и радиолюминесцентных источников для видимой и ультрафиолетовой областей. Исключение составляют сеанс 216, когда имеется лишь единственное измерение светимости неба в V-канале (отметки темнового тока и радиолюминесцентного источника отсутствуют), и сеанс 301, когда телеметрическая запись дает одно измерение радиолюминесцентного источника из-за очень медленного вращения программного диска (подробно об этом сеансе см. ниже). Расстояние этих отметок от нулевой линии заметно меняется в зависимости от температуры, показывая, что темновой ток в целом увеличивается с ростом температуры; точно так же отсчет на РЛИ заметно возрастает с температурой (см. конец § 1 и рис. 5).

Таблица 2

Дата, 1973 г.	Время московское	Сеанс	День, ночь, сумерки	UV-канал		V-канал		Темновой ток	
				б.н.*	м.н.*	б.н.	м.н.	UV	V
				(вольт)		(вольт)		(вольт)	
21.I	0^h21^m—0^h27^m	107	д	Зашкал		Зашкал		0,30	0,40
23.I	0 01 —	108	д	5,25	0,45	»		0,10	0,45
	0 15			4,30	0,45	»		0,10	
24.I	8 31 — 8 35	109	с	0,75	—	Зашкал	3,65	0,05	0,05
8.II	15 06 —15 16	201	д	Зашкал		Зашкал		0,30	0,50
9.II	15 07 —15 10	202	д	1,45	0,15	»		0,05	0,20
19.II	22 54	213	д	2,30	0,20	»		0,15	0,10
	—23 00			2,45	0,25	»		0,15	0,10
22.II	1 24 — 1 39	215	д	Зашкал	1,75	»		0,15	0,20
28.II	10 08 —10 18	216	н	—	—	0,55		—	—
9.III	11 52 —11 54	301	с	—	—	—	—	—	0,05
10.III	12 39 —12 40	302	д	Зашкал		Зашкал		0,30	0,50
11.III	15 08 —15 13	303	д	3,30	0,30	»		0,10	0,25
12.III	21 38	304	д	2,75	0,30	»		0,10	0,15

* б.н. — диск в положении «большое небо», м.н. — в положении «малое небо».

Заметные колебания величины темнового тока (см. табл. 2), как следует из замечаний в конце § 1, не являются признаком каких-либо неисправностей в электронной схеме, ибо поведение отсчетов на РЛИ при данной температуре на луноходе такое же, как это следует из лабораторных измерений и из расчета (по абсолютной чувствительности и зависимости интенсивности свечения РЛИ от температуры, см. рис. 7). Кроме того, наши измерения дифференциальные по отношению к РЛИ (отсчеты делаются от уровня темнового тока как для неба, так и для РЛИ). Из 9 сеансов в течение лунного дня 6 были выполнены так, что астрофотометр находился *в тени* крышки (панели солнечных батарей) лунохода. Это было реализовано путем предварительного разворота лунохода до нужного азимута и подъема крышки на 90°. Следует отметить, что внутренняя сторона крышки является источником рассеянного света. Величина рассеянного света ничтожно мала, когда крышка находится в вертикальном положении. Экспериментально это было подтверждено во время сеансов 108 и 215, когда при закрытии крышки от 30 до 70—60° показания телеметрии не изменились. В шести дневных сеансах имеются определенные отметки показания телеметрии в UV-канале (см. табл. 2). Остальные 3 сеанса были выполнены не в тени или при очень высоких температурах и показывают зашкал на обоих каналах. Для всех 9 сеансов в течение лунного дня *постоянно* наблюдался зашкал в V-канале даже для «малого неба», когда свет ослаблен в 6,8 раза. Так как в 6 из 9 случаев одновременно в UV-канале наблюдался вполне отчетливый отброс (зашкала не было), имеются отчетливые отбросы на РЛИ и темновой ток, это означает, что в видимом свете, в тени небо в течение лунного дня довольно яркое, энергетическая освещенность от него значительно больше средней энергетической освещенности ночного неба, наблюдаемой с поверхности Земли.

Иначе говоря, при ослаблении потока в 6,8 раза отсчет составляет бо-

UV РЛИ (вольт)	V РЛИ (вольт)	$t°$, C	$z_\odot$	$z_\oplus$	$A_\odot$**	$A_\oplus$**	$\Phi_\oplus$***	α	δ	B_V, зв. 10^m/кв.град.	Примечания
3,80	3,30	+35	56°	33°	242°	230°	0,05	22^h55^m	+22°	280	
4,15	2,60	+15	76	31	258	234	0,18	0 25	32	240	АФ-3Л в тени крышки. Маневры с крышкой
4,20											
2,30	0,75	—17	91	30,4	266	236	0,30	1 40	39	220	Дифферент 4° (наклон вперед)
3,55	2,80	+13	84	46	92	230	0,72	16 00	5	220	
3,20	2,60	+16	72	46	97	230	0,62	16 55	4	250	В тени
3,10	2,60	+26,5	59	32	254	236	0,07	0 55	35	280	»
3,40	2,60	+24									
3,45	3,30	+35,6	81	32	267	237	0,21	2 55	44	250	АФ-3Л в тени. Маневры с крышкой
—	—	—24	—	42,2	—	236	0,78	10 10	40	140	Очень медленное вращение программного диска
—	0,75	—27	90,2	44	90	230	0,77	17 20	3	230	То же
3,25	2,70	+15	79	43	94	229	0,67	18 10	2	300	
3,10	2,50	+22	67	41	101	229	0,54	19 00	3	370	В тени крышки
2,35	2,70	+38	54	39	109	230	0,40	20 00	6	400	В тени крышки. Через 30 *сек* после включения АФ-3Л высокое напряжение падает до нуля

** $A_\odot$, $A_\oplus$ — азимут Солнца и Земли соответственно.
*** $\Phi_\oplus$ — фаза Земли.

лее 6 *в* в видимом свете в течение лунного дня; так как 1 *в* соответствует $4{,}3\cdot10^{-6}$ *эрг/сек·см*^{2} (см. о калибровке в § 1), то поток $V > 6\cdot4{,}3\cdot6{,}8\cdot10^{-6} = 1{,}76\cdot10^{-4}$ *эрг/сек*. Другими словами, интенсивность излучения в V-канале превосходит величину

$$\frac{1{,}76\cdot10^{-4}}{0{,}0374\cdot7{,}0\cdot10^2} = 6{,}72\cdot10^{-6}\ \textit{эрг/сек}\cdot\textit{см}^2\cdot\textit{стер}\cdot\text{Å}, \qquad (3.1)$$

так как поле зрения V-канала $\omega_V = 0{,}0374$ *стер*, а ширина полосы составляет 700 Å (см. § 2 и табл. 3). Величина (3.1) примерно в 15 раз больше интенсивности от Млечного Пути по наблюдениям на «Космосе-213» (см. [1], где в области Лебедя полученная интенсивность равна $4{,}5\cdot10^{-7}$ *эрг/см*$^2\cdot$ *·сек·стер·*Å). Так как интенсивность от 1 зв. 10^m/кв. град. составляет $1{,}34\cdot10^{-6}$ *эрг/см*^{2}*·сек·стер* в визуальной системе или $1{,}52\cdot10^{-9}$ *эрг/см*$^2\cdot$ *·сек·стер·*Å, то *поток в V-канале больше, чем от 4400 зв. 10*^{m}*/кв. град.*

Таблица 3

Канал	$\lambda_{эфф}$, Å	$\Delta\lambda$, Å	s, *см*^{2}	ω, *стер*	РЛИ, 10^{-5} *эрг/сек*	t_0, °C
UV	2680	730	7,07	0,0725	9,6	23
V	5440	700	3,14	0,0374	3,7	27

Для удобства дальнейших вычислений соберем необходимые данные о V- и UV-каналах, основанные на измерениях, описанных в § 1, 2 и в табл. 3. Здесь s — площадь катода; ω — телесный угол, выделяемый светозащитной блендой; РЛИ — поток энергии от РЛИ, измеренный при температуре t_0. Заметим также, что в UV-канале последовательность измерений была следующая: «малое небо» (ослабление потока в 8,8 раза) — РЛИ — «большое небо» — темнота (РЛИ для V-канала); в V-канале измерения чередовались так: «большое небо» — РЛИ — «малое небо» (ослабление в 6,8 раза) — темнота (РЛИ для UV-канала).

Точнее удалось определить яркость лунного «сумеречного» неба после захода Солнца за местный горизонт (сеанс 109), когда имелся хорошо выраженный отсчет в «малом небе» (см. табл. 2), а также в течение ночного сеанса 216. Именно для сеанса связи 24.I в 8^h33^m московского времени, после того как верхний край Солнца опустился за местный горизонт на 1°, были уверенно зарегистрированы телеметрические сигналы яркости неба в V- и UV-каналах. Определим яркость неба в V-канале в числе звезд 10^m/кв. град., учитывая изменение яркости РЛИ в V-канале с температурой (см. § 1 и рис. 7). Отсчет в V-канале для «малого неба» был 3,6 *в*, тогда как на РЛИ — 0,7 *в*, так что с учетом ослабления 6,8 раза «малого неба» получим «истинный» отсчет в единицах РЛИ:

$$\frac{V}{V_{РЛИ}} = \frac{3{,}6\cdot6{,}8}{0{,}7} = 34{,}9. \qquad (3.2)$$

Далее, так как отсчет (в вольтах) пропорционален потоку излучения I, т. е. $V\ (в) = F\ (t^\circ)\ I_V$, где $F\ (t^\circ)$ — множитель пропорциональности, зависящий от температуры t°, то мы можем написать

$$I_V = \frac{I_V F\ (t^\circ)}{I_{РЛИ} F\ (t^\circ)}\ \frac{I_{РЛИ}\ (t^\circ)}{I_{РЛИ}\ (27^\circ)}\ I_{РЛИ}\ (27^\circ) = \frac{V}{V_{РЛИ}}\ \frac{I_{РЛИ}\ (t^\circ)}{I_{РЛИ}\ (27^\circ)}\ I_{РЛИ}\ (27^\circ). \qquad (3.3)$$

Согласно (3.2) и лабораторной калибровке, дающей при $t = 27^\circ$ для РЛИ значение $I_{РЛИ} = 3{,}70\cdot10^{-5}$ *эрг/сек* (см. § 1 и рис. 8), имеем для (3.3)

$$I_V = 34{,}9\cdot0{,}915\cdot3{,}7\cdot10^{-5} = 1{,}19\cdot10^{-3}\ \textit{эрг/сек}. \qquad (3.4)$$

Это равносильно энергетической освещенности $I_V/s\omega$, т. е. согласно табл.

$$F_V = \frac{I_V}{s\omega} = \frac{1{,}19\cdot 10^{-3}}{3{,}14\cdot 0{,}0374} = 1{,}02\cdot 10^{-2}\ эрг/сек\cdot см^2\cdot стер. \qquad (3.5)$$

Аналогично тому, что сделано в [1] для приведения измеренных величин в *эрг/сек·см²·стер* к числу звезд 10^m визуальной системы, необходимо ввести фактор β, поскольку кривая видности $V(\lambda)$ отлична от кривой чувствительности V-канала АФ-3Л (см. рис. 6, штриховая линия):

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

Графическое построение кривых реакций для спектральных классов G и A0 дает соответственно значения $\beta = 1{,}30$ и 1,39.

Предполагая наблюдаемое распределение энергии подобным классу G, будем иметь яркость неба в числе зв. 10^m/кв. град. (1 зв. 10^m/кв. град. = $= 1{,}34\cdot 10^{-6}$ *эрг/сек·см²·стер*).

$$B_V\,(\text{виз}) = \beta B_V^{\text{з}} = 1{,}3\,\frac{1{,}02\cdot 10^{-2}}{1{,}34\cdot 10^{-6}} = 1{,}3\cdot 7600 = 9900\ \text{зв.}10^m/\text{кв. град.}, \qquad (3.6)$$

т. е. величина, значительно (в $\sim$ 10 раз) превосходящая яркость ночного неба на Земле в области галактических широт, меньше 15°. В этот момент граница света и тени находилась на высоте $\sim$ 260 *м* над астрофотометром, который всегда направлен в местный зенит. Следует отметить важное обстоятельство, что это измерение сделано через 30 *час* после остановки лунохода в его положении, приспособленном для длительной стоянки в ночное время.

Возникает подозрение, что в V-канале имелся какой-то постоянно присутствующий сильный источник засветки, кроме Солнца. Как показано в § 4, это может быть Земля, для сеанса 109 она могла давать заметный рассеянный свет.

В течение ночного сеанса 216 и сумеречного 301 (28.II и 9.III 1973 г. через 6 суток после захода Солнца и перед его восходом соответственно) ввиду очень низкой температуры на приборе АФ-3Л (расположенного вне приборного контейнера) и очень медленного вращения программного диска выполнено только одно измерение светимости неба на Луне в V-канале, давшее показание 0,5 *в* для «большого неба» (сеанс 216). Отсчет РЛИ для сеанса 216 отсутствует, температура была $t = -24°$ С.

На рис. 5 по данным табл. 2 приведены зависимости фактических показаний РЛИ АФ-3Л на луноходе (кружки) от температуры (точка, относящаяся к сеансу 304, исключена, она связана с падением высокого напряжения, см. табл. 2) и отсчеты РЛИ, полученные при лабораторных испытаниях (точки). Из рис. 5 следует, что отсчет РЛИ для $t = -24°$ составляет около 0,4 *в*. С другой стороны, для отношений интенсивностей $I_{\text{РЛИ}}(t°)/I_{\text{РЛИ}}(27°)$ по рис. 8 имеем 0,99/0,91 = 1,1, так что согласно (3.3)

$$I_V = \frac{0{,}5}{0{,}4}\cdot 0{,}92\cdot 3{,}7\cdot 10^{-5} = 4{,}25\cdot 10^{-5}\ эрг/сек, \qquad (3.7)$$

что эквивалентно энергетической освещенности

$$F_V = \frac{I_V}{s\omega} = 3{,}63\cdot 10^{-4}\ эрг/см^2\cdot сек\cdot стер \qquad (3.8)$$

и яркости неба

$$B_V = \frac{3{,}63\cdot 10^{-4}}{1{,}34\cdot 10^{-6}} = 270\ \text{ед. яркости (зв. } 10^m/\text{кв. град.}). \qquad (3.9)$$

Следовательно, яркость неба в визуальной системе будет

$$B_V\,(\text{виз.}) = \beta B_V = 352\ \text{зв. } 10^m/\text{кв. град.}$$

— величина, близкая к наибольшим ожидаемым значениям яркости ночного неба (без рассеяния света от посторонних источников), которые были измерены нами на темной стороне Земли на спутниках «Космос-51» и «Космос-213».

Заметим, что по известным участкам неба в зените (α и δ центра участка, см. в табл. 2) можно вычислить ожидаемую яркость неба в видимой области, используя соотношение

$$B_V\,(\text{ожид.}) = B_V\,(\text{виз.})\,\frac{\int \varphi_2(\lambda)\,f(\lambda)\,d\lambda}{\int V(\lambda)\,f(\lambda)\,d\lambda} = 0{,}77 B_V\,(\text{виз.}), \qquad (3.10)$$

где B выражено в единицах числа звезд 10^m/кв. град. в визуальной системе — B_V (виз.) (см. табл. 2), которое рассчитывается с учетом зодиакального света методом, описанным в [1]; $f(\lambda)$ — распределение энергии в спектре Солнца; $V(\lambda)$ — кривая видности. Аналогично вычисляется величина

$$B_{UV}\,(\text{ожид.}) = B_V\,(\text{виз.})\,\frac{\int \varphi_1(\lambda)\,f(\lambda)\,d\lambda}{\int V(\lambda)\,f(\lambda)\,d\lambda} = 0{,}0935 B_V\,(\text{виз.}), \qquad (3.11)$$

дающая яркость неба в UV-области в числе условных единиц, аналогичных числу звезд 10^m/кв. град. Отношение интегралов в формулах (3.10) и (3.11) найдено графическим способом. Итак, выражение (3.10) для сеанса 109 дает 169 зв. 10^m/кв. град. (созвездие Малого Льва) и для сеанса 216 — 107 зв. 10^m/кв. град. (ед. яркости).

Несомненен вывод о том, что в *видимом свете* дневное и сумеречное небо Луны *очень яркое*, по меньшей мере в 10 раз более яркое, чем ночное небо Земли, возможно, из-за света Земли, рассеянного на бленде астрофотометра.

Обратимся теперь к свечению неба в *ультрафиолетовой области*. Оно было определено из выражения, аналогичного (3.3), табл. 2 и лабораторной кривой для хода яркости РЛИ с температурой для UV-канала (рис. 8) при нормировке ее к яркости РЛИ (23°), которая согласно табл. 3 равна $9{,}6\cdot10^{-5}$ *эрг/сек*:

$$I_{UV} = \frac{I_{UV}F(t^\circ)}{I_{\text{РЛИ}}F(t^\circ)}\,\frac{I_{\text{РЛИ}}(t^\circ)}{I_{\text{РЛИ}}(23^\circ)}\,I_{\text{РЛИ}}(23^\circ) = \frac{U}{U_{\text{РЛИ}}}\,\frac{I_{\text{РЛИ}}(t^\circ)}{I_{\text{РЛИ}}(23^\circ)}\,I_{\text{РЛИ}}(23^\circ). \qquad (3.12)$$

где I_{UV} в *эрг/сек*, U и $U_{\text{РЛИ}}$—в вольтах. Соответствующие значения I_{UV} даны в табл. 4. Эти величины, показанные на рис. 9 (кружки), сравниваются с ожидаемыми для данной области неба в местном зените. Ожидаемый

Таблица 4

Номер сеанса	t, °C	$\frac{U(t)}{U_{\text{РЛИ}}(t)}$	$\frac{I_{\text{РЛИ}}(t^\circ)}{I_{\text{РЛИ}}(23^\circ)}$	I_{UV} (набл.), 10^{-5} *эрг/сек*	$\cos z_\odot$	B_V (виз.), зв. 10^m/кв. град.	B_{UV} (ожид.), зв. 10^m/кв. град.	I_{UV} (ожид.), 10^{-5} *эрг/сек*	$\Delta I_{UV} = [I_{UV}(\text{набл.}) - I_{UV}(\text{ожид.})]$, 10^{-5} *эрг/сек*
108	+15	1,27	1,15	14,0	0,24	240	22,4	1,54	12,4
108	+15	1,02	1,15	11,3	0,24	240	22,4	1,54	9,76
109	—17	0,312	1,56	4,68	—0,02	220	20,6	1,42	3,26
202	+16	0,445	1,13	4,83	0,31	250	23,4	1,61	3,22
213	+26,5	0,728	0,91	6,36	0,52	280	26,2	1,81	4,55
213	+24,0	0,708	0,98	6,66	0,52	280	26,2	1,81	4,85
215	+35,6	4,27	0,63	25,8	0,15	250	23,5	1,61	24,2
303	+22,0	1,06	1,04	10,4	0,39	370	34,6	2,38	8,02
304	+38,0	1,18	0,55	6,46	0,59	400	37,4	2,58	3,88

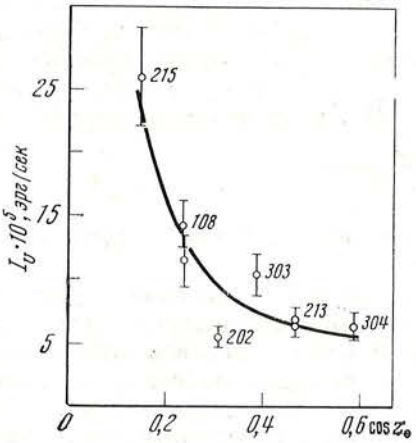


Рис. 9. Зависимость наблюдаемого потока в ультрафиолете от cos $z_\odot$

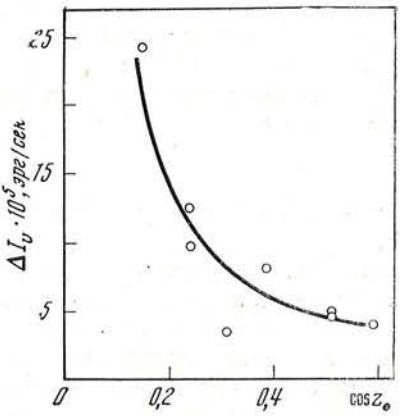


Рис. 10. Зависимость избытка ультрафиолетового излучения от cos $z_\odot$

Числа на рисунке соответствуют номеру сеанса

поток энергии I_{UV} (ожид.) вычисляется по (3.11) с помощью очевидного соотношения

$$I_{UV}(\text{ожид.}) = B_{UV}(\text{ожид.})\, s_{UV}\omega_{UV} \cdot 1{,}34 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/сек} \qquad (3.13)$$

(1 ед. яркости $B_V = 1{,}34 \cdot 10^{-6}$ *эрг/см²·сек·стер*, s_{UV} и ω_{UV} — площадь катода и телесный угол UV-канала соответственно, см. табл. 3). Эти величины B_{UV} (ожид.) и I_{UV} (ожид.) представлены в табл. 4 (рис. 9). В последнем столбце этой таблицы записаны разности наблюдаемых I_{UV} и ожидаемых. Их зависимость от cos $z_\odot$ приведена на рис. 10.

Рассмотрение всех этих данных по UV-каналу показывает, во-первых, что яркость неба в ультрафиолете на Луне систематически больше ожидаемой яркости, именно, от 2,5 (сеанс 303) до 16 (сеанс 215) раз ярче того, что следовало бы ожидать от свечения звезд и зодиакального света в тех областях неба, которые находились в местном зените (считая средний спектральный состав излучения звезд, Галактики и зодиакального света одинаковым, таким же, как для Солнца). В то же время ультрафиолетовое свечение лунного неба, в частности в сумеречных условиях (где оно в 3,3 раза превышает ожидаемое), не так сильно превосходит ожидаемое свечение, как это имеет место в видимой области спектра.

Во-вторых, в ультрафиолетовых измерениях наиболее характерно то, что свечение неба в ультрафиолете (равно как и его превышение над ожидаемым) показывает *характерный ход с зенитным расстоянием* Солнца — убывание свечения с cos $z_\odot$, особенно сильное для $z_\odot$, близких к 90° (см. рис. 9 и 10, выпадает только одна точка для сеанса 202; сумеречный сеанс 109 не следует принимать во внимание, для него cos $z_\odot < 0$). В то же время яркость в ультрафиолете не показывает никакой зависимости от зенитного расстояния Земли, хода с cos $z_\oplus$. Это обстоятельство определенно указывает на то, что ультрафиолетовое свечение, в частности избыточное свечение лунного неба, связано с какой-то рассеивающей средой, окружающей поверхность Луны в месте наблюдений. Более того, оно показывает, что индикатриса рассеяния этой среды вытянута в направлении *перпендикулярном* больше, чем в направлении распространения света (интенсивность сильно возрастает при $z_\odot \to 90°$).

Мы указывали, что ошибка телеметрии не превосходит, как правило, $\pm 0{,}05$ *в*, чему соответствует (чувствительность обоих каналов $4{,}25 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек·см²*) $\sigma_1(V) = 6{,}75 \cdot 10^{-7}$ *эрг/сек* и $\sigma_1(U) = 1{,}49 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек* для V- и UV-каналов соответственно (см. табл. 3). Разброс отдельных значений

в пределах одного сеанса для V-канала (сеанс 215) составляет $\sigma_2(V) = 4{,}05\cdot10^{-5}$ *эрг/сек* и для UV-канала $\sigma_2(U) = 1{,}84\cdot10^{-6}$ *эрг/сек*. В V-канале случайная ошибка калибровки не более $\pm 5\%$, и мы ею пренебрегаем, а в UV-канале она может достигать $\pm 15\%$ и $\sigma_3(U)$ будет равна $\pm 0{,}15\, I_{UV}$(набл.), где I_{UV} (набл.) дано в табл. 4. Значения возможных случайных ошибок

$$\sigma(U) = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}$$

отложены в виде вертикальных черточек на рис. 9 для каждого сеанса связи.

Некоторые сведения о свойствах рассеивающей среды около Луны можно извлечь также из сравнения энергетических освещенностей для UV- и V-каналов в случае «сумеречного» сеанса 109, когда имелись одновременно показания в обоих каналах. Согласно (3.5) в видимой области освещенность составляла $1{,}02\cdot10^{-2}$ *эрг/сек·см²·стер*, тогда как согласно табл. 4 для UV-канала поток был $I_{UV} = 4{,}68\cdot10^{-5}$ *эрг/сек* и энергетическая освещенность

$$\frac{I_{UV}}{s_{UV}\omega_{UV}} = \frac{4{,}68\cdot10^{-5}}{7{,}07\cdot0{,}0725} = \frac{4{,}68\cdot10^{-5}}{0{,}513} = 0{,}91\cdot10^{-4}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер}. \quad (3.14)$$

Возможная засветка от Земли (см. § 4) согласно (4.3) и (4.5) для сеанса 109 в V-канале эквивалентна яркости 5000 зв. 10^m/кв. град., или поток составляет $5{,}15\cdot10^{-3}$ *эрг/см²·сек·стер*; в UV-канале эта засветка по (4.11) $5{,}43\cdot10^{-6}$ *эрг/сек·см²·стер*. Звездный фон и зодиакальный свет создают следующие интенсивности согласно табл. 2 и (3.10) для сеанса 109:

$$I_V\ (\text{ожид.}) = 169\ \text{ед. яркости} = 169\cdot1{,}34\cdot10^{-6}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер} = 2{,}26\cdot10^{-4}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер}.$$

и согласно табл. 4

$$I_{UV}\ (\text{ожид.}) = 20{,}6\ \text{ед. яркости} = 20{,}6\cdot1{,}34\cdot10^{-6}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер} = 2{,}76\cdot10^{-5}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер}.$$

Тогда избыточная интенсивность согласно (3.5), (4.5) и (3.14), (4.11) будет

$$\Delta I_{\text{ж}} = I_{(\text{набл})} - I_{\oplus} - I_{(\text{ожид})}$$

или

$$\Delta I_V = 1{,}02\cdot10^{-2} - 5{,}15\cdot10^{-3} - 2{,}26\cdot10^{-4} = 4{,}82\cdot10^{-3}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер}, \quad (3.15)$$

$$\Delta I_{UV} = 0{,}91\cdot10^{-4} - 5{,}43\cdot10^{-6} - 2{,}76\cdot10^{-5} = 5{,}80\cdot10^{-5}\ \text{эрг/см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стер}. \quad (3.16)$$

Отсюда отношение этих интенсивностей:

$$\frac{\Delta I_V}{\Delta I_{UV}} = \frac{4{,}82\cdot10^{-3}}{5{,}80\cdot10^{-5}} = 0{,}83\cdot10^2. \quad (3.17)$$

Далее

$$\frac{a_V \int \varphi_2(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}{a_{UV} \int \varphi_1(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda} = 0{,}83\cdot10^2, \quad (3.18)$$

где отношение интегралов есть 8,50, а a_V/a_{UV} — отношение альбедо, так что

$$\frac{a_V}{a_{UV}} = \frac{0{,}83\cdot10^2}{8{,}50} = 9{,}80. \quad (3.19)$$

С другой стороны, для альбедо Луны имеем значения (примерно в наших полосах, по данным [10]) $a_{UV} = 1\%$, $a_V = 6{,}7\%$, так что $a_V/a_{UV} = 6{,}7$, что близко к полученному нами значению. Для лунной пыли значе-

ния альбедо a_U около 2%, $a_V = 11\%$ [11], и отношение a_V/a_{UV} в этом случае принимает значение 5,5. Такое обстоятельство вновь свидетельствует, что часть большой светимости неба на Луне в видимой области и избыточная в ультрафиолетовой области может быть связана с рассеянием (отражением) света от частиц, поднятых с поверхности Луны. Это не исключает отражения от самой поверхности, например лунных гор, однако «сумеречный» сеанс 109 скорее противоречит этому допущению, так как лунная тень в указанном сеансе проходила на высоте 260 *м* над точкой наблюдения и нужно было бы иметь горы высотой более 260 *м* в непосредственной близости от лунохода, чего практически не было. (Ближайшая гора высотой 2 *км* находилась на расстоянии 30 *км*, а в пределах 20 *км* были холмы не выше 200 *м*, около самого лунохода не было и таких холмов.)

§ 4. Возможность засветки от Земли

Зенитное расстояние Земли по данным табл. 2 менялось от 30°,4 (сеанс 109 «сумеречный») до 46° (сеанс 202), так что влияние рассеянного света Земли, попадающего в широкоугольную бленду астрофотометра, могло быть максимальным во время наиболее интересного с точки зрения результатов сумеречного сеанса, когда верхний край Солнца опустился на $\sim 1°$ под местный горизонт. Поэтому мы рассмотрим возможное влияние света Земли на результаты измерения для сеанса 109. Из-за наклона самого лунохода угол между осью АФ-3Л и направлением на Землю в этом сеансе был 34°,4. Полное количество света в визуальной области, даваемое Землей, такое же, как у звезды с $m_V = -16^m8$. Фазовый угол Земли α для сеанса 109 равен 113°, и согласно фазовой функции (см. [12])

$$\Delta m(\alpha) = 1{,}30\left(\frac{\alpha}{100°}\right) + 0{,}19\left(\frac{\alpha}{100°}\right)^2 + \cdots \qquad (4.1)$$

поправка для звездной величины Земли составляет 1,71, тогда звездная величина Земли для сеанса 109 будет $m_V = -15^m1$. Это даст в $1{,}1\cdot10^{10}$ раз большую интенсивность, чем одна звезда 10^m. По данным табл. 3 поле зрения V-фотометра 122 кв. град., а UV-фотометра 238 кв. град., поэтому эквивалентная свету Земли яркость неба, освещающего фотометр, составляет

$$V - 0{,}90\cdot10^8 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.},$$
$$U - 0{,}46\cdot10^3 \quad » \quad » \qquad (4.2)$$

Кривая ослабления света с поворотом фотометра (рис. 2, см. выше) дает для угла 34°,4 величину $1{,}8\cdot10^4$, поэтому в поле зрения фотометров от Земли попадает излучение, эквивалентное яркости:

$$V - 5{,}00\cdot10^3 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.},$$
$$U - 2{,}56\cdot10^3 \quad » \quad » \qquad (4.3)$$

Заметим, что поток в UV-канале должен считаться иначе, с учетом ослабления из-за хода альбедо Земли и излучения Солнца от видимой к ультрафиолетовой области. Грубо это ослабление равно отношению альбедо для видимой области (0,30) к альбедо для ультрафиолетовой области (0,001) [13], т. е. множителю 300; ослабление потока от Солнца составляет примерно 8,50, так что общее ослабление будет в $300\cdot8{,}50 = 2550$ раз, и в UV-канал попадет излучение, эквивалентное яркости 1,0 зв. 10^m/кв. град. Так как одна звезда 10^m дает поток $1{,}34\cdot10^{-6}$ *эрг/см²·сек·стер*, то поток на весь катод и все поле будет согласно табл. 3 в $s\omega/\beta$ раз больше ($s\omega_U = 7{,}07\times\times0{,}0725 = 0{,}513$) или $0{,}53\cdot10^{-6}$ *эрг/сек* — величина, пренебрежимо малая ($< 1\%$) по сравнению с потоком от РЛИ, который составляет $9{,}6\cdot10^{-5}$ *эрг/сек* (см. табл. 3). Более точный расчет мы приводим ниже.

В V-фотометре из-за отличия нашей системы от *V*-системы величину яркости (4.3) нужно умножить на величину $1/\beta$, где $\beta = 1{,}3$, поэтому

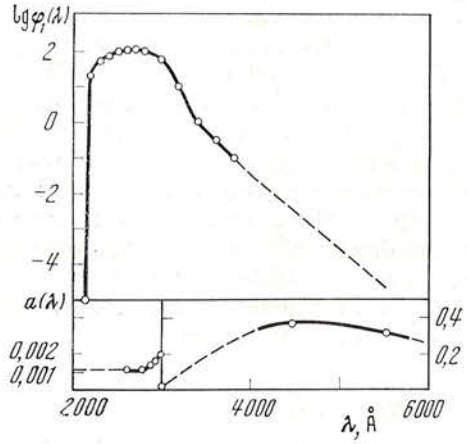


Рис. 11. Спектральная чувствительность ультрафиолетового ФЭУ (вверху) и предполагаемое альбедо Земли (нижняя кривая)

получим

$$V\text{-яркость} = 3{,}84\cdot 10^3 \text{ ед. яркости}, \tag{4.4}$$

что составляет (1 ед. $= 1{,}34\cdot 10^{-6}$ *эрг/см²·сек·стер*)

$$5{,}15\cdot 10^{-3} \textit{эрг/см}^2\cdot\textit{сек}\cdot\textit{стер}, \tag{4.5}$$

или, так как $s\omega_V = 3{,}14\cdot 0{,}0374 = 0{,}117$, получим в V-канале полный поток

$$V\text{-поток} = 6{,}02\cdot 10^{-4} \textit{ эрг/сек}. \tag{4.6}$$

Эта величина в ~ 16 раз больше РЛИ ($3{,}7\cdot 10^{-5}$), а поэтому должна быть зарегистрирована в V-канале (практическое значение этой величины см. § 3).

Обратимся к более точной оценке вклада, который может дать свет Земли в наши измерения. То обстоятельство, что при переходе от UV-канала к V-каналу произведение альбедо Земли на поток излучения Солнца возрастает более чем в 10^3 раз, заставляет оценить вклад, который может быть внесен в измерения в UV-фотометре в синей и видимой области благодаря хотя и малой, но отличной от нуля чувствительностью фотоумножителя ФЭУ-57 для ультрафиолетового излучения к этой области. На рис. 11 нанесена кривая логарифма чувствительности фотоумножителя в зависимости от длины волны (в единицах максимальной чувствительности при $\lambda = 2700$ Å), или значения $\lg \varphi_1(\lambda)$; значения $\varphi_1(\lambda)$ приведены в табл. 5 (штриховая часть получена экстраполяцией; о том, насколько это существенно, см. ниже). Чувствительность падает в $\sim 10^4$ раз в «хвосте» для видимой области, так что привнос от «хвоста» может, вообще говоря, быть заметным (усиление потока и увеличение альбедо в том же интервале в 10^3 раз). Для более точной оценки вклада «хвоста» нужно оценить отношение (см. [1])

$$\frac{\Delta F_{UV}}{F_{UV}} = \frac{\int\limits_0^\infty \varphi_1(\lambda)\, a(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda - \int\limits_0^{\lambda_0} \varphi_1(\lambda)\, a(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi_1(\lambda)\, a(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}, \tag{4.7}$$

где λ_0 — принятая длинноволновая граница чувствительности UV-канала ($\lambda_0 = 3300$Å), а $f(\lambda)$ — функция распределения энергии в спектре Солнца. Для вычисления (4.7) нужно знать зависимость альбедо Земли a от λ. Мы не располагали этими данными для всего диапазона, а провели следующую интерполяцию. Для ультрафиолетового диапазона мы использовали данные [13], согласно которым a имеет следующие значения:

λ, Å	2600	2800	2850	2900	2950
$a(\lambda)$	0,001	0,00115	0,00135	0,0016	0,00215

Далее, альбедо Бонда для Земли в видимой области составляет 0,30 и в синей области 0,36 [14].

По данным для a и этим значениям альбедо можно построить приближенный ход альбедо a Земли с длиной волны, представленной на рис. 11 и в табл. 5. В этой же таблице приведены значения энергии (в *эрг/сек·см²·*Å) для излучения Солнца, согласно [15],— произведения

$\varphi_1(\lambda) a(\lambda) \cdot (\lambda)$. Они позволяют вычислить (графически) интегралы, входящие в (4.7). Мы получаем

$$\Delta F_{UV}/F_{UV} = 0{,}24, \tag{4.8}$$

т. е. привнос «хвоста» составляет не более 24% от того излучения, которое проходит в ультрафиолетовую полосу. Таким образом, наши оценки потока в ультрафиолетовой полосе с точностью до 24% относятся именно к ультрафиолетовой полосе ($\lambda\lambda$ 2200—3300 Å), т. е. представляют собой ультрафиолетовое, а не видимое излучение, просочившееся через «хвост» чувствительности.

Определим теперь точнее отношение энергетических освещенностей от Земли в V- и UV-каналах АФ-3Л, т. е.

$$\frac{F(V)}{F(UV)} = \frac{\int \varphi_2(\lambda)\, a(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}{\int \varphi_1(\lambda)\, a(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}. \tag{4.9}$$

В табл. 5 приведены значения φ_2 и произведения $\varphi_2 af$. Численное интегрирование дает

$$F(V)/F(UV) = 216. \tag{4.10}$$

Таким образом, для «сумеречного» сеанса поток излучения от Земли в UV-фотометре согласно (4.6) будет равен

$$6{,}02 \cdot 10^{-4}/2{,}16 \cdot 10^{2} = 2{,}79 \cdot 10^{-6}\ (\textit{эрг/сек}) \tag{4.11}$$

(энергетическая освещенность $I_{UV} = 2{,}79 \cdot 10^{-6}/0{,}513 = 5{,}43 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек* $\times$ $\times$ *см*^{2}·*стер*), что составляет $\sim 3\%$ от потока РЛИ ($9{,}6 \cdot 10^{-5}$ *эрг/сек*) в соответствии с нашей приведенной приближенной оценкой.

Следовательно, поток от Земли в UV-канале в наиболее неблагоприятном случае $z_{\oplus} = 34°$ может составлять величину *не более 3% от потока*

Таблица 5

λ, Å	$\varphi_1(\lambda)$	$f(\lambda)$	$a(\lambda)$	$\varphi_1(\lambda)a(\lambda)f(\lambda)$	$\varphi_2(\lambda)$	$\varphi_2(\lambda)a(\lambda)f(\lambda)$
2000	0	—	—	0	0	0
2200	0,22	6	0,001	0,0013	0	0
2400	0,64	7	0,001	0,0045	0	0
2600	0,96	14	0,001	0,013	0	0
2800	0,93	24	0,001	0,025	0	0
3000	0,58	55	0,004	0,13	0	0
3200	0,10	74	0,07	0,52	0	0
3400	0,01	89	0,14	0,12	0	0
3600	$3 \cdot 10^{-3}$	104	0,20	0,062	0	0
3800	$1 \cdot 10^{-3}$	118	0,25	0,028	0	0
4000	$4 \cdot 10^{-4}$	144	0,31	0,018	0	0
4200	$2 \cdot 10^{-4}$	182	0,34	0,012	0	0
4400	$5 \cdot 10^{-5}$	202	0,36	0,0036	0	0
4600	$2 \cdot 10^{-5}$	216	0,36	0,0014	0	0
4800	$8 \cdot 10^{-6}$	216	0,36	0,0006	0	0
5000	$4 \cdot 10^{-6}$	210	0,35	0,0002	0,32	23,6
5200	0	204	0,34	0	0,98	68,0
5400	0	198	0,31	0	0,95	58,4
5600	0	194	0,29	0	0,70	39,0
5800	0	190	0,26	0	0,43	21,2
6000	0	185	0,25	0	0,26	12,0
6200	0	177	0,25	0	0,04	1,77

РЛИ, тогда как фактически измеряемая яркость лунного неба в ультрафиолете, в частности для «сумеречного» сеанса 109, дает поток, *сравнимый* с РЛИ. Иными словами, измеренные нами на луноходе значения светимости неба в ультрафиолете никоим образом не могут быть отнесены за счет света Земли, рассеянного на светозащитных блендах астрофотометра.

В видимом свете — V-канале привнос согласно (4.6) может быть больше РЛИ, поток из которого $V_{\text{РЛИ}} = 3{,}7 \cdot 10^{-5}$ *эрг/сек* при температуре $t = +27°$. Как было найдено ранее в (3.4), наблюдаемый поток для сеанса 109 равен $1{,}19 \cdot 10^{-3}$ *эрг/сек*. Это примерно в два раза больше, чем величина возможного потока от Земли согласно (4.6). Значит, рассеянный на бленде свет Земли в V-канале может привнести около 50% в энергетическую освещенность, т. е. в показания АФ-3Л в видимой части спектра значительный вклад дает рассеянный свет Земли.

Все сказанное в этом параграфе относительно влияния света Земли на наши измерения относилось к наиболее важному сеансу 109. В остальных сеансах это влияние, как правило, меньше либо из-за большого зенитного расстояния Земли $z_{\oplus}$, либо вследствие заметно меньшей фазы Земли при тех же примерно $z_{\oplus}$.

Рассмотрим теперь влияние рассеянного света Земли на измерения в ночное время (сеанс 216). Согласно (4.1) эквивалентная свету Земли яркость неба будет $2{,}02 \cdot 10^8$ зв. 10^m/кв. град., так как фазовый угол Земли составляет 55°. Кривая ослабления света на рис. 2 начиная с угла $\varphi = 38°$ показывает резкий излом; он обусловлен тем, что для $\varphi < 38°$ свет падает непосредственно на цилиндрическую трубку фотометра (см. рис. 1), тогда как при $\varphi > 38°$ он предварительно падает на внутреннюю стенку конического раструба, а затем на цилиндр, так что при $\varphi > 38°$ на ФЭУ попадает свет, дважды рассеянный. По кривой рис. 2 ослабление для $\varphi = 42{,}2$ составляет $\sim 2 \cdot 10^6$. Поэтому в визуальной системе излучение Земли эквивалентно яркости $2{,}02 \cdot 10^8 / 2 \cdot 10^6 = 101$ зв. 10^m/кв. град. и в поле зрения V-канала

$$V = 101/1{,}3 = 78 \text{ зв. } 10^m/\text{кв. град.} \tag{4.12}$$

Фактически наблюдаемая яркость неба на Луне ночью в это время составляла (согласно § 2, формула (3.9)) 270 зв. 10^m/кв. град., тогда как ожидаемая яркость звездного фона в это время — 107 тех же единиц. Таким образом, сторонняя засветка была 270—107 = 163 зв. 10^m/кв. град., что в два раза больше, чем яркость Земли (4.12). Значит, наблюдаемое свечение в V-канале ночью является суммарным излучением звезд, фона, создаваемого светом Земли, рассеянным в бленде астрофотометра, и еще некоторого источника свечения с яркостью примерно в 1,5 раза больше ожидаемой яркости неба (см. § 3). Однако угол 42,2 неточный и может находиться в пределах от 41 до 43,0. Поэтому весьма возможно, что бленда давала ослабление не $2 \cdot 10^6$, а меньше, и тогда заметного избытка свечения в ночном сеансе не будет.

Для полного устранения влияния света Земли в видимой области необходимо создание бленд фотометров и астрономических телескопов на Луне, способных не менее чем в 10^7 раз ослаблять засветку от Земли.

Что касается ультрафиолетового излучения, то на полученную нами яркость неба на Луне засветка Земли практически не влияет.

§ 5. Возможность наличия разреженной пылевой оболочки около Луны

Мы указывали в § 3 и 4, что избыточное над ожидаемым свечение неба на Луне, как в дневное (в ультрафиолете), так и в ночное время (в видимой области), в особенности сумеречное свечение в сеансе связи 109, свидетельствует в пользу наличия рассеивающей излучение Солнца пылевой среды около Луны. Об этом говорит также альбедо, определенное по избыточному излучению, близкое к альбедо лунной пыли, и полученная зависимость

Таблица 6

γ, *град*	$\varkappa(\gamma)$	γ, *град*	$\varkappa(\gamma)$	γ, *град*	$\varkappa(\gamma)$
0	—	60	0,53	120	1,36
10	(0,18) *	70	0,62	130	1,57
20	(0,30) *	80	0,71	140	1,82
30	0,38	90	0,82	150	2,13
40	0,43	100	0,99	160	2,53
50	0,45	110	1,17	170	2,97
				180	3,30

* Значения в скобках получены путем экстраполяции.

от $z_\odot$. Действительно, согласно расчетам [16], индикатриса рассеяния $\varkappa(\gamma)$, где γ — угол рассеяния, дается табл. 6.

В нашем случае $\gamma = z_\odot$ изменяется от 0 до 90° и ход с $\cos z_\odot$ величины рассеянного света, нормированный на единицу при $\gamma = 90°$, изображен на рис. 12. Сравнение с рис. 10, где построен фактический ход избыточного излучения в ультрафиолете от $\cos z_\odot$, показывает общее согласие фактического хода избыточного излучения с $\cos z_\odot$ и вычисленного в [16] (за исключением значений, близких к $z \approx 0°$).

Здесь следует обратить внимание еще на одно обстоятельство, именно: если обратиться к рис. 9 и табл. 2, то мы заметим, что сеансы 108 и 215, дающие *большую* интенсивность, выполнены *перед заходом* Солнца на Луне, тогда как остальные *с меньшей* интенсивностью — *после восхода*. Поэтому не исключено также, что эффект рассеяния зависит не только от $z_\odot$, но и не симметричен по отношению к $z_\odot$ *перед* заходом и *после* восхода, т. е. рассеяние сильнее после длительной освещенности поверхности Луны солнечным светом, нежели *после* ночи. В частности, довольно сильный эффект наблюдается даже через час после захода Солнца в сеансе 109 в «лунные сумерки». Это наводит на мысль, что образование рассеивающего слоя может быть связано с соляризацией лунной почвы (фотоэффектом и эффектом левитации, см. конец § 5). Однако это требует дальнейших, более подробных исследований. Так или иначе возникает целесообразность рассмотрения некоторой пылевой оболочки над поверхностью Луны и, в частности, выяснения вопроса, какова должна быть плотность рассеивающей среды, чтобы обеспечить наблюдаемое избыточное свечение.

Рассмотрим плоскопараллельный рассеивающий слой толщиной h_0 над поверхностью Луны (рис. 13). Пусть γ — угол между направлением на Солнце и оптической осью АФ-3Л, направленной в зенит. Если ε — энергетическая освещенность от Солнца в пределах нашей полосы пропускания (в *эрг/см²·сек*), то на одну пылинку упадет

$$\varepsilon\sigma = \varepsilon\pi\rho^2 \ [\text{эрг/сек}],$$

где ρ — радиус пылинки (σ — сечение рассеяния). Пылинка рассеивает свет в направлении прибора с вероятностью (на единицу телесного угла), $A\varkappa(\gamma)/4\pi$ — в телесный угол под которым виден фотокатод с расстояния R

$$\Delta\omega = s/R^2 = s/(h^2 + r^2), \quad s = \pi a^2,$$

где R — расстояние от пылинки до приемника излучения, A — альбедо пылинки, h — высота слоя, r — расстояние пылинки от оси прибора, s — площадь фотокатода ($a = 1$ *см* для видимого канала и 1,5 *см* для UV-канала).

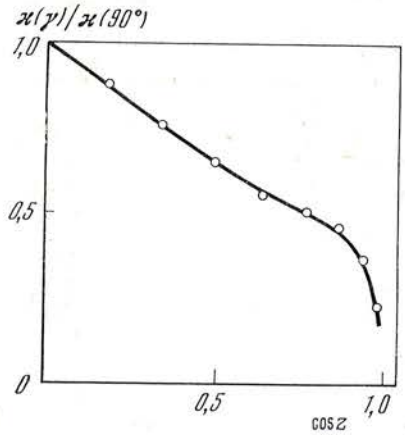


Рис. 12. Индикатриса рассеяния лунной пыли, согласно [16]

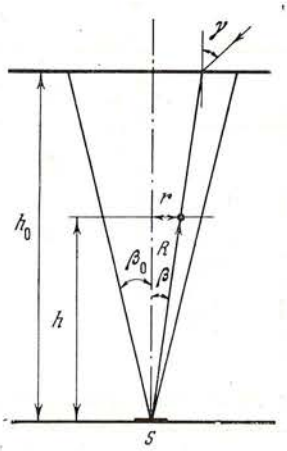


Рис. 13. К определению оптической толщины пылевой оболочки

От одной пылинки поток через весь фотокатод будет

$$A\,\frac{\varkappa(\gamma)}{4\pi}\,\varepsilon\sigma\Delta\omega = \frac{A\varepsilon\sigma s}{h^2+r^2}\,\frac{\varkappa(\gamma)}{4\pi}\,. \tag{5.1}$$

Если концентрация пылинок есть $n(h)$ ($см^{-3}$), то полное количество рассеянного света получаем, проинтегрировав (5.1) по всему объему конуса высотой h_0 (высота пылевого слоя) и углом раствора $2\beta_0$. Элемент объема конуса

$$dV = 2\pi r dr dh, \tag{5.2}$$

так что поток от всех пылинок ΔF будет согласно (5.1) и (5.2)

$$\Delta F = A\varepsilon\sigma\,\frac{\overline{\varkappa(\gamma)}}{4\pi}\,s\int\limits_0^{2\pi} d\varphi\int\limits_0^{h_0} n(h)\int\limits_0^{h\,\mathrm{tg}\,\beta_0}\frac{r}{r^2+h^2}\,dr\,dh =$$

$$= A\varepsilon\bar{n}\sigma\,\frac{\overline{\varkappa(\gamma)}}{4\pi}\,s\int\limits_0^{h_0}\frac{1}{2}\left[\ln h^2(1+\mathrm{tg}^2\beta_0) - \ln h^2\right]dh =$$

$$= A\varepsilon n h_0\sigma\,\frac{\overline{\varkappa(\gamma)}}{2}\,\frac{s}{4}\ln(1+\mathrm{tg}^2\beta_0) =$$

$$= A\varepsilon n\sigma h_0\,\frac{s}{4}\,\overline{\varkappa(\gamma)}\,\mathrm{tg}^2\beta_0\ \ [эрг/сек]. \tag{5.3}$$

Так как β_0 — малый угол (6,2 для V- и 8,7 для UV-каналов), то $\ln(1+\mathrm{tg}^2\beta_0)\approx\mathrm{tg}^2\beta_0$; кроме того, можно вынести среднее значение $\varkappa(\gamma)$ за интеграл, γ мало отличается от случая, когда угол γ образован осью конуса и направлением на Солнце. Плотность, за неимением пока никаких данных о ее распределении, считаем постоянной.

Применим выражение (5.3) к результатам, полученным в § 3 и 4. Мы имеем согласно табл. 2 и [11] следующие данные:

Таблица 7

Канал	s, $см^2$	A	$\varepsilon_\odot$, $эрг/см^2\cdot сек$
UV	7,07	0,02	$1{,}71\cdot10^4$
V	3,14	0,11	$1{,}45\cdot10^5$

Здесь величины $\varepsilon_\odot$ взяты для наших областей спектра с учетом распределения чувствительности:

$$\varepsilon_\odot(\mathrm{UV}) = \int \varphi_1(\lambda) f(\lambda)\, d\lambda, \quad \varepsilon_\odot(\mathrm{V}) = \int \varphi_2(\lambda) f(\lambda)\, d\lambda,$$

где $f(\lambda)$ — поток, рассчитанный на интервал 1Å и проходящий через 1 *см*^{2} на границе земной атмосферы, согласно [15]. Интегралы найдены графическим способом.

Рассмотрим данные сумеречного сеанса 109. Согласно § 3 и 4, выражениям (3.15) и (3.16) мы имеем

$$\Delta F = \begin{cases} 2{,}98\cdot 10^{-5} \text{ эрг/сек} & (\text{UV-канал}), \\ 5{,}65\cdot 10^{-4} \text{ эрг/сек} & (\text{V-канал}). \end{cases} \tag{5.4}$$

Найдем теперь значения ΔF по формуле (5.3), подставляя соответствующие значения для UV- и V-каналов: $\varepsilon_\odot$ (UV) и $\varepsilon_\odot$ (V) из табл. 7, s_{UV} и s_{V} из табл. 3, альбедо примем $A_{\mathrm{UV}} = 0{,}02$ и $A_{\mathrm{V}} = 0{,}11$ [11], величина $\operatorname{tg}\beta_0 = 0{,}11$ (V-канал) и 0,15 (UV-канал) и $\overline{\varkappa(\gamma)} = 0{,}82$ (по табл. 6), так как $\gamma = z = 90°$:

$$\Delta F_{\mathrm{UV}} = 11{,}6\,\tau, \quad \Delta F_{\mathrm{V}} = 1{,}24\cdot 10^2\,\tau, \tag{5.5}$$

где $\tau = n\sigma h_0$ — оптическая толща. Таким образом, согласно (5.4) получаем

$$\tau_{\mathrm{UV}} = 2{,}56\cdot 10^{-6}, \quad \tau_{\mathrm{V}} = 4{,}55\cdot 10^{-6}. \tag{5.6}$$

Различные оценки оптической толщины для видимой и ультрафиолетовой областей можно отнести за счет неточности калибровки в UV-канале и учета Земли в V-канале. Возьмем среднее из этих значений

$$\tau \approx 3{,}55\cdot 10^{-6} \tag{5.7}$$

и рассмотрим два случая, соответствующие двум характерным значениям размера частиц лунной пыли 10 и 70 *мкм* [17]. В первом случае из (5.7) получим для числа частиц в столбе с основанием 1 *см*^{2} значение

$$nh_0 \approx 4{,}5 \text{ частиц/см}^2, \tag{5.8}$$

а во втором

$$nh_0 \approx 0{,}092 \text{ частиц/см}^2. \tag{5.9}$$

У нас нет данных для суждения о том, какова может быть характерная высота рассеивающей среды вокруг Луны. Если предположить, что она сравнима со средним расстоянием от Земли до Луны и рассеяние вызвано усилением концентрации лунной пыли где-то на этом расстоянии (например, точки Лагранжа), то $h_0 \approx 3{,}84\cdot 10^{10}$ *см* и согласно (5.8) и (5.9) получим

$$n = 1{,}17\cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3} \quad \text{при} \quad d = 10 \text{ мкм}, \tag{5.10}$$
$$n = 2{,}40\cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \quad \text{при} \quad d = 70 \text{ мкм}.$$

Второе значение всего в 10 раз превосходит среднюю плотность метеорных частиц на расстоянии в 1 а. е. [18] (величина порядка 10^{-13} *см*$^{-3}$). Если частицы образуют оболочку вокруг Луны с размером порядка высоты «убегания» (соответствующей скорости «убегания» $v_\infty = 2{,}4\cdot 10^5$ *см/сек*), то ($g = 1{,}62\cdot 10^2$ *см/сек*^{2})

$$h_0 = \frac{v_\infty^2}{2g} = \frac{5{,}76\cdot 10^{10}}{3{,}24\cdot 10^2} = 1{,}78\cdot 10^8 \text{ см} \; (\approx r_☾)$$

и для крупных частиц ($d = 70$ *мкм*) величина n будет

$$n = 5{,}16\cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}, \tag{5.11}$$

что на три порядка выше плотности метеорной материи на расстоянии 1 а. е. Нетрудно проверить, что оптическая толщина оболочки с $h_0 = r_☾$

по касательной к поверхности Луны будет $\tau = 0{,}52 \cdot 10^{-4}$ для частиц с $d = 70$ *мкм*. Это дает избыточный поток во всей видимой части согласно (5.5)

$$\Delta F_V = \tau \cdot 1{,}24 \cdot 10^2 = 5{,}2 \cdot 10^{-5} \cdot 1{,}24 \cdot 10^2 = 6{,}4 \cdot 10^{-3} \ (\textit{эрг/сек})$$

или энергетическую освещенность $\Delta F/s = 1{,}96 \cdot 10^{-3}$ *эрг/см²·сек*. Полученная величина пренебрежимо мала по сравнению с поверхностной яркостью Луны $B_V = A \cdot 1{,}45 \cdot 10^5 = 1{,}60 \cdot 10^4$ *эрг/см²·сек*. Поэтому никакого свечения у края Луны от пылевого слоя при таком контрасте наблюдать невозможно, что объясняет также отсутствие «рогов», простирающихся на неосвещенную часть поверхности Луны. Таким образом, полученные нами данные о возможной концентрации пыли из-за ее малости не противоречат имеющимся наблюдательным оптическим данным, связанным с поисками «атмосферы» Луны, как, например, наличие протяженного сияния около Луны, следующего из фотографий в L_α, сделанных недавно Пэйджем и Карузерсом с камерой для ультрафиолета, перенесенной на Луну с помощью «Аполлона-16», (см. [19]).

В заключение рассмотрим вопрос о возможности наличия пылевого слоя около Луны и его свойствах, исходя из других, полученных ранее данных. Быстрые метеоры, согласно Голту и др. [20], вызывают вторичный выброс частиц с Луны, и, согласно их экспериментальным данным с искусственными ударами «метеоров» в породы и пески, метеоры, ударяющие в Луну, создают *вторичный* поток метеоров (лунных частиц), в 10^3—10^4 раз более плотный и с меньшими скоростями, чем первичный поток. Этот поток выброшенных частиц образует некоторый «стационарный рой» над поверхностью Луны с концентрацией, по оценке авторов этого представления, в 10^5—10^7 раз большей, чем концентрация метеорных тел в межпланетном пространстве.

Несомненно, что суммарная масса осколков, выброшенных при ударе микрометеоров о поверхность Луны, много больше массы ударяющих тел, и, возможно, эти вторичные осколки, упавшие затем на поверхность Луны, и образуют пылевой слой возле самой поверхности Луны. В пользу этого представления свидетельствует монотонное увеличение числа кратеров с уменьшением их диаметра, как указывает Копал [21]. Более того, Уиппл считал, что из-за ударов метеоров и комет о поверхность Луны со скоростями до 70 *км/сек* (среднее значение 15—20 *км/сек*) выброшенная с Луны пыль попадает на окололунные орбиты и затем эволюционирует так, что переходит в околоземное пространство и создает пылевое облако вокруг Земли [22]. Хотя эффективность «производства» пыли в окололунное пространство не является вполне обоснованной и данные [20], вероятно, заметно преувеличены [1], образование пыли на Луне и ее подъем на некоторые высоты над ее поверхностью, по-видимому, не вызывают сомнений. В частности, неоднократно наблюдавшаяся на станциях «Сервейор» [23] яркая, протяженная и тонкая светлая полоска у лунного горизонта после захода Солнца, как показано в работах Крисвела [24] и Ренилсона и Крисвела [25], Бэрда и Джонсона [26], связана с процессом «левитации» — электризации (из-за фотоэффекта) лунной пыли под действием солнечных рентгеновских лучей и ее подъема на некоторую высоту, соответствующую равновесию между электростатическим отталкиванием от поверхности и ее гравитационным притяжением. Однако высота такого сравнительно плотного (5 *см*⁻² на колонку) слоя, как показано в [24] и [25], едва ли может превосходить 30—50 *см*, поэтому механизм левитации может иметь значение для наших результатов, если только известная доля пылинок, которые содержатся в этом невысоком слое, может быть поднята на большие высоты под действием других факторов, например солнечного ветра.

---

[1] Согласно частному сообщению д-ра Д. Крисвела (Институт изучения Луны, Хьюстон, США).

То, что пылинки могут перемещаться по поверхности Луны следует из теоретических соображений Голда [27] и из фактических измерений пропадания и оседания пылинок на пробных стеклах, доставленных на Луну станцией «Сервейор-1» [28].

Повышенная метеорная плотность, превышающая более чем на *два порядка* среднюю метеорную плотность межпланетного пространства, зарегистрирована непосредственно на спутнике Луны «Луна-10» Т. Н. Назаровой и др. [29]. Эти результаты хорошо согласуются с нашими значениями, полученными из измерений светимости лунного неба. Возможность наличия пылевого облака вокруг Луны следует также по аналогии из несомненного, по-видимому, наличия пылевого облака вокруг Земли (см. обсуждение этого вопроса у Миртова [30]).

Имеются также указания, что наряду с пылью над поверхностью Луны имеется слой чрезвычайно разреженной атмосферы [31, 32] с плотностью не более $2 \cdot 10^5$ *см*$^{-3}$ (ночью) (см. также [33]). Наиболее удивительным свидетельством, возможно, нестационарной, пылевой и, может быть, газовой атмосферы на Луне являются наблюдения команды «Аполлона-17» с лунной орбиты оптических эффектов лунной пылевой атмосферы или локальных рассеивающих слоев, простирающихся даже над орбитой [34]. Зарисовки Е. А. Цернана показывают [1] «появление потоков — «стримеров» с линейным протяжением в два раза больше диффузной «короны», которые были видны более 4 *мин*.» За 2 *мин* до восхода Солнца «стримеры» усиливали свою яркость. Сравнения яркости за 2 *мин* и 5 *сек* до восхода совершенно не увязываются с любым возможным образованием в солнечной короне, которая была расположена на 50—150 млн. миль от наблюдаемой точки. «Большее чем 30—40° угловое протяжение «стримеров» требует линейного протяжения более чем 50 млн. миль, если они располагаются в короне. Возмущению, движущемуся даже со скоростью света, потребовалось бы 4 *мин*, чтобы распространиться вдоль такого образования. Эти «стримеры» должны бы быть образованы некоторым процессом, действующим в окрестности Луны». Авторы пишут: «Пыль, присутствующая в лунной «атмосфере» с объемной плотностью, во много раз превосходящей межпланетную и ответственную за зодиакальный свет, может объяснить наблюдаемое рассеяние солнечных лучей от этой области».

Далее, хотя концентрация газов, наблюдаемая как с поверхности Луны, так и с орбитальных приборов очень мала, представляет большой интерес яркое сияние в L_α над лунным горизонтом [19] (о возможности образования водородного светящегося облака в результате взаимодействия Луны с солнечным ветром см. в [35]). О наличии атмосферы, способной к небольшой рефракции радиоволн при восходе или заходе искусственного спутника Луны «Луна-19», свидетельствуют измерения радиосигналов этого спутника [36].

Таким образом, совокупность всех данных, не связанных с настоящей работой, также свидетельствует в пользу возможности существования облака метеорных частиц вокруг Луны и даже очень разреженной атмосферы. Конечно, одной из задач последующих экспериментов должна быть проверка наших результатов по свечению лунного неба. Мы надеемся, что это будет служить предметом дальнейших работ.

Что касается структуры и размеров указанного метеорного облака, то здесь пока ничего еще не известно. В то же время можно сделать некоторые замечания о размерах частиц, его составляющих. Если исходить из предположения, что средний размер частиц такой же, как у частиц лунного грунта, то, как это следует из непосредственных заборов грунта, он должен сосредоточиваться около двух значений: одно порядка 10 *мкм*, другое порядка 70 *мкм* (см. [17] и [37]), т. е. около принятых нами значений, хотя вариации этих значений, соответствующих наибольшей частоте встре-

---

[1] Согласно частному сообщению д-ра Крисвела в письме от 15.II 1974 г.

чаемости, могут быть значительными. Непосредственные поляриметрические измерения с Земли дают диаметр в несколько десятков микрон [38].

Авторы благодарны В. П. Гринину, В. К. Прокофьеву и П. П. Добронравину за ряд полезных замечаний в процессе подготовки работы.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *Н. А. Димов, А. М. Зверева, А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **45**, 67.
2. *G. C. Sudbury, M. E. Ingham.* Nature, 1970, **226**, 526.
3. *Н. А. Димов, А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **45**, 53.
4. *А. Коробов.* Радио, 1966, № 8, 40.
5. *Э. И. Терез.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 185.
6. *Э. И. Терез.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **46**, 144.
7. *В. К. Баранов, В. А. Шемякин, Г. А. Терез, Э. И. Терез.* ОМП, 1975, **4**, 8.
8. *F. E. Roach, L. R. Megill.* Astrophys. J., 1961, **133**, 228.
9. *R. Dumont.* Publ. Obs. Haute-Prov., 1965, N 42.
10. *J. H. Carver, B. H. Horton.* Proc. Astron. Soc. Austral., 1967, **1**, 11.
11. *R. L. Lucke, R. C. Henry, W. G. Fastie.* Astron. J., 1973, **78**, N 3, 263.
12. *A. Danjon.* The Earth as a Planet. G. P. Kuiper (Ed.). Univ. Chicago Press, 1954, chap. 15, Sec. 3, p. 732.
13. *В. А. Краснопольский, А. П. Кузнецов, А. И. Лебединский.* Геомагнетизм и аэрономия, 1966, **6**, № 2, 185.
14. *F. A. Franklin.* J. Geophys. Res., 1967, **72**, 2963.
15. *К. У. Аллен.* Астрофизические величины. М., ИЛ, 1960.
16. *А. В. Мороженко, Э. Г. Яновицкий.* Астрон. ж., 1971, **41**, 72.
17. *L. D. Jaffe, J. N. Strand.* Nature, Phys. Sci., 1973, **241**, N 107, 57.
18. *T. Kaiser.* IAU Sympos. N 33, Physics and Dynamics of meteor., 1967, p. 325.
19. *G. Carruthers, T. Page.* NASA SP-315. Apollo 16 Prelim. Sci. Report, 1972, 13—13.
20. *D. E. Gault, E. M. Shoemaker, H. J. Moore.* Spray ejected from Lunar surface by Meteor Impact, NASA, TND-1767, 1963; цит. по *Р. Кейдл.* Твердые частицы в атмосфере и космосе. М., »Мир», 1969, стр. 219.
21. *Z. Kopal.* The Lunar Structure Layer. N. Y., Acad. Press, 1964.
22. *F. Whipple.* Nature, 1961, **189**, 127.
23. *D. E. Gault* et al. Surveyor Project Final Report, pt 2, JPL Tech. Rept 32-1265, 1968, p. 401; *ibid.* Rept 32-1264, p. 308; цит. по *D. Criswell*, см. ссылку [24].
24. *D. R. Criswell.* Proc. Third Lunar Sci. Conf., suppl. 3, Geochim. et cosmochim. acta, 1972, **3**, 2671.
25. *J. Renilson, D. Criswell.* Surveoyr observation of Lunar Horizon Glow COSPAR Proc. Session i. 17, FRG, 1973.
26. *D. Beard, F. Johnson.* J. Geophys. Res., 1961, **66**, 4153.
27. *T. Gold.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1955, **115**, 585.
28. *W. Hagemeyer.* J. Geophys. Res., 1967, **72**, 819.
29. *Т. Н. Назарова, А. К. Рыбаков, Т. Д. Комиссаров.* Космические исследования, 1966, **4**, 910.
30. *Б. А. Миртов.* Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 4. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 118.
31. *C. Siscoe, N. Mukherjee.* J. Geophys. Res., 1972, **77**, 6042.
32. *F. Johnson, D. Evans, J. Carroll.* Proc. XIV COSPAR Meeting, Seattle, 1971, p. 99.
33. *Г. В. Розенберг.* Астрон. ж., 1970, **14**, 449.
34. *J. E. McCoy, D. R. Criswell.* Evidence for a lunar dust atmosphere etc., preprint: частное сообщение.
35. *J. Gott* III, *A. Potter.* Icarus, 1970, **13**, 202.
36. *М. Б. Васильев, А. С. Вышлов, М. А. Колосов, Н. А. Савич, В. А. Самовол, А. Н. Самознаев, А. И. Сидоренко, Д. Я. Штерн.* Докл. АН СССР, 1973, **212**, 67.
37. *А. П. Виноградов.* Грунт лунных пород, «Знание», серия «Космонавтика и астрономия», 1972, № 12.
38. *А. Дольфюс.* Сб. «Физика Луны и планет». Междунар. симп. 15—22 окт. 1968 г. Киев. М., «Наука», 1972, стр. 20.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА ИСТОЧНИКОВ γ-КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ, ПРОВЕДЕННОГО В КАО АН СССР ЗА 1969—1973 ГОДЫ

А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, В. П. Фомин

Проведен анализ данных, полученных методом регистрации черенковских вспышек на установке КАО АН СССР за четырехлетний период (1969—1973 гг.). Выработаны единые критерии отбора данных, свободных от вариаций метеорологической природы, аппаратурного характера и т. п. Основным критерием для отбора данных является прозрачность атмосферы, значение которой определяется непосредственно из материалов наблюдений. Анализ отобранного материала показал, что, с одной стороны, из него полностью исключены данные, искаженные влиянием метеорологических вариаций, а с другой стороны, что аппаратура работала весьма стабильно.

Приводятся результаты наблюдений 43 небесных объектов различного типа. Для сравнения приведены также результаты, полученные другими авторами. Показано, что, кроме источников NP 0532, Cyg X-3, Cas γ-1, достоверность обнаружения которых весьма высока, имеется еще некоторое число объектов — источников γ-лучей сверхвысокой энергии. Часть этих объектов представляет собой пульсары, часть является источниками γ-лучей с энергией 10^8 *эв*. С меньшей степенью достоверности можно говорить о том, что в числе источников γ-лучей сверхвысокой энергии находятся радиогалактики и квазары.

THE RESULTS OF THE SEARCH FOR THE POINT HIGH-ENERGY GAMMA RAY SOURCES CARRIED OUT IN THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY IN THE YEARS 1969—1973. by *A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky, Yu. I. Neshpor, V. P. Fomin.*— The data obtained by means of ground based atmospheric Cerenkov light detectors of Crimean Astrophysical Observatory in years 1969—73 have been analysed. The common criterion for selection the data free from meteorological variations, instability of equipment was found. The basic criterion is the atmospheric transparency derived from the observational data itself. The analysis shows there are no meteorological variations in the selected data. The effects of the equipment instability was not revealed for these data also.

The results of observations of 43 objects of different type are presented. The comparison with published data have been made. It is shown some objects may be considered as gamma-ray sources moreover known NP 0532, Cyg X-3, Cas γ-1. Ones of them are pulsars, others are the sources of gamma-ray with energy 10^8 ev. Some of the radiogalaxies and quasars may be also considered as gamma-ray sources but its statistical significance is marginal.

В последние годы в γ-астрономии достигнуты большие успехи. В области 10^6—10^9 *эв* обнаружено излучение от галактической плоскости и от галактического центра [1—4], а также от ряда точечных источников: от Крабовидной туманности [5—7], от сейфертовской галактики 3C 120 [8], от рентгеновского источника Cyg X-3 [9].

Обнаружены потоки квантов с энергией 0,5 *Мэв* от галактического центра, вспышки γ-квантов с энергией порядка 10^6 *эв* от Солнца [10] и от неизвестных пока объектов [11]. Первые два объекта дают линейчатый спектр.

Успехи имеются и в области 10^{11}—10^{12} *эв*. При этих энергиях измерения весьма затруднены из-за малости потоков. Единственным пока эффективным способом является метод регистрации черенковских вспышек от широких атмосферных ливней. Преимущество этого метода заключается в том, что эффективная площадь регистрации весьма велика $\sim 4 \cdot 10^4 м^2$.

Мы уже сообщали об обнаружении потока γ-квантов с энергией 10^{12} *эв* от пульсара CP 1133 [12], от галактической плоскости в созвездии Лебедя [13], от области в созвездии Кассиопеи [14] и от рентгеновского источника Cyg X-3 [9].

В [15] опубликованы результаты более чем трехлетних наблюдений Крабовидной туманности, из которых следует, что поток γ-квантов с энергией больше $2 \cdot 10^{11}$ *эв* становится измеримым через 60 дней после «звездотрясений» (spin-up).

Первые наблюдения в области сверхвысоких энергий были проведены Галбрейтом и Джелли [16] еще в 1953 г. Используя регистраторы черенковских вспышек, авторы на горе Пик дю Миди наблюдали область галактического центра, радиогалактику Cyg A и туманность Андромеды M 31.

Систематические исследования с целью поиска источников γ-квантов сверхвысоких энергий были впервые проведены в СССР в Физическом институте АН СССР группой под руководством А. Е. Чудакова [17]. В последующие годы установки такого рода были созданы и другими авторами. При этом был накоплен большой наблюдательный материал. Однако сопоставление данных наблюдений, полученных на различных установках, их анализ до сих пор не проводились.

Ниже приведены результаты наблюдений, выполненных на регистраторах черенковских вспышек КАО в 1969—1973 гг. Полученные данные, а также данные других авторов сведены в каталог, включающий 72 объекта северной части небесной сферы. При сопоставлении результатов наблюдений на разных установках необходимо учитывать некоторые их характеристики. Эти вопросы обсуждаются в § 1. Как показал опыт наблюдений, измерения на РЧВ подвержены существенному влиянию вариаций атмосферной прозрачности. В связи с этим в § 2 подробно исследуется вопрос об отборе материала для последующей научной обработки.

1. Характеристики регистраторов черенковских вспышек и энергетические пороги регистрации γ-квантов

В табл. 1 представлены основные характеристики регистраторов черенковских вспышек, применявшихся различными авторами. Почти все авторы использовали в качестве светособирающей оптики зеркала прожекторных систем. Такие зеркала обладают большой светосилой ($D/f = 1{,}5 \div 2{,}5$), что позволяет применять фотоумножители со сравнительно малым диаметром фотокатода и иметь при этом достаточное поле зрения.

В столбце 2 представлены значения площади поверхности зеркал, применявшихся различными авторами. Большая площадь зеркал позволяет регистрировать черенковские вспышки малой амплитуды, вызываемые первичными частицами меньшей энергии. Так как вероятные потоки γ-излучения растут с уменьшением энергии, так же как и изотропный поток заряженных частиц космического излучения, то это дает возможность обнаруживать направленные потоки γ-квантов за более короткий срок. Иначе говоря, увеличивается вероятность обнаружения источника космических γ-квантов. Площадь зеркал, использовавшихся в эксперименте ФИАН [17], достигала 21 $м^2$. Это позволило, по оценкам авторов, регистрировать первичные частицы с энергией $5 \cdot 10^{12}$ *эв*.

Таблица 1

Организация, ведущая исследования	$S_{зерк}$, число и диаметр	$\frac{D}{f}$	θ_0, *град*	$\theta_{эфф}$, *град*	$f_{гр}$, *Мгц*, $\tau_{разр}$, *нсек*	$S_{эфф}$, *см*²	$\overline{N}$, *мин*⁻¹	Пороговая энергия				Литература
								протоны		γ-кванты		
								авторы	наст. работа	авторы	наст. работа	
Физический институт АН СССР, 1960—1963 гг.	21 *м*² 12×1,5 *м*	2,5	2	1,4	30 *Мгц* 30 *нсек*	$5\cdot10^8$	200	$5\cdot10^2$	$1,7\cdot10^{12}$		$1,1\cdot10^{12}$	[17]
Дублин, Университет, 1964—1965 гг.	1,3 *м*² 2×0,92 *м*	2,0	2,5	2,0	50 15	10^9	100		$4,0\cdot10^{12}$	$5\cdot10^{12}$	$2,5\cdot10^{12}$	[18]
Дублин, Университет, 1966—1967 гг.	1,3 *м*² 2×0,9 *м*	2,0	0,5	0,4	200 3	10^8	~8		$2,6\cdot10^{12}$	10^{12}	$1,6\cdot10^{12}$	[19]
Вудстокский колледж, США, 1967 г.	7 *м*² 4×1,5 *м*	2,5	3×7	2,2×5	100 —	Базисные измерения	125			$2\cdot10^{12}$		[20]
Дублин, Университет, 1968 г.	2,6 *м*² 4×0,9 *м*	0,5	0,5	0,5	— 3,5	$6\cdot10^8$ $1,5\cdot10^9$	1	10^{13}	$1,1\cdot10^{13}$	$\sim10^{12}$	$8\cdot10^{12}$	[21]
Смитсонианская обс., США, 1967—1968 г.	3,5 *м*² 2×1,5 *м*	2,5	2 1 0,5	1,4 0,7 0,36	100 6	$5\cdot10^8$ $3\cdot10^8$ $1\cdot10^8$	165 55 20		$2,1\cdot10^{12}$ $1,7\cdot10^{12}$ $1,3\cdot10^{12}$	$3\cdot10^{12}$ $2\cdot10^{12}$ 10^{12}	$1,3\cdot10^{12}$ $1,3\cdot10^{12}$ $0,8\cdot10^{12}$	[22]
Институт физики, Бомбей, Индия, 1969 г.	1,3 *м*² 2×0,9 *м*	2,2	1,5	1,15	200 5	$3\cdot10^8$	~30		$4,5\cdot10^{12}$	10^{13}	$2,9\cdot10^{12}$	[23]
Сиднейский университет, Австралия, 1969 г.	2,3 *м*² 2×1,2 *м*		2			$3,5\cdot10^8$	20		$\sim7\cdot10^{12}$	$4\cdot10^{12}$	$\sim5\cdot10^{12}$	[24]
Смитсонианская обс., США, 1968—1972 гг.	60 *м*² 1×10 *м*	1,4	0,5	0,44	100 8	$1,3\cdot10^8$	300		$3,4\cdot10^{11}$	10^{11}	$2,1\cdot10^{11}$	[25]
Смитсонианская обс., США, 1971 г.	5 *м*² 3×1,5 *м*	2,5	0,5	0,36	200 5	Базисные измерения	5	$1,5\cdot10^{12}$				[26]
Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР, 1969—1973 гг.	7 *м*² 2×2× ×1,5 *м*	2,5	0,9	0,63	200 5	$3\cdot10^8$ $1,5\cdot10^8$	2×50		$1,6\cdot10^{12}$	$2\cdot10^{12}$	$1,3\cdot10^{12}$	Наст. работа
Сиднейский университет, Смитсонианская обс., Австралия, 1973 г.	77 *м*² 2×7 *м*	1,4	0,7		100 5	$1,8\cdot10^8$	50			$3\cdot10^{11}$		[27]

В 1968 г. в США начала работать установка с одним составным зеркалом диаметром 10 *м* и с эффективной площадью зеркал 60 $м^2$. Благодаря применению современных фотоумножителей и электроники с хорошими характеристиками, энергетический порог (т. е. минимальная эффективная энергия) регистрируемых γ-квантов, по оценкам авторов, составлял $\sim 10^{11}$ *эв*.

Следует отметить, что для достижения как можно более низкого значения энергетического порога регистрируемых ливней чрезвычайно важно правильно выбрать угловые размеры приемного конуса (поля зрения) детектора вспышек (см. подробнее [28, 29]). Угловой размер приемного конуса θ_0 должен равняться эффективному угловому размеру вспышки. Однако несмотря на то, что этот факт общеизвестен авторам исследований, значения θ_0, как это видно из табл. 1, сильно различаются. Они меняются от 0°,5 до 2°,5, что соответствует 25-кратному изменению телесного угла приемного конуса.

Проведенные нами приближенные расчеты с использованием методики, изложенной в [30], показали, что в действительности вопрос об оптимальном значении приемного угла оптической системы несколько сложнее. С одной стороны, эффективные угловые размеры черенковских вспышек весьма малы (меньше 0°,25). При $\theta_{эфф} = 0°,25$ пороговая энергия первичных частиц, черенковские вспышки от которых еще можно зарегистрировать на фоне шумов ночного неба, в 2 раза меньше, чем при угле в 1°. Однако, с другой стороны, при $\theta_{эфф} = 0°,25$ значительно уменьшается площадь, с которой регистрируется возможный направленный поток γ-квантов.

На рис. 1 представлены результаты приближенных расчетов отношения числа черенковских вспышек ΔN, регистрируемых в кольце с радиусами R и $R + \Delta R$, к интервалу ΔR, где R — расстояние между детектором и осью ливня для направленного потока γ-квантов. Эти расчеты сделаны для четырех значений $\theta_{эфф}$: 0°,25; 0°,5; 0°,75; 1°,0. Из рис. 1 видно, что с уменьшением $\theta_{эфф}$ уменьшается площадь регистрации направленного потока γ-квантов. В то же время, как это видно из рис. 2, аналогичные расчеты для изотропного фона заряженных частиц (здесь скорость счета делилась на телесный угол приемника) показали, что площадь регистрации практически не зависит от $\theta_{эфф}$, хотя абсолютное значение скорости счета (число событий, регистрируемых в единицу времени) возрастает с увеличением $\theta_{эфф}$.

Оптимальное значение угла приемного конуса $\theta_{эфф}$ определяется временем, необходимым для обнаружения потока γ-квантов заданной величины на фоне потока заряженных частиц. Это время (см., например, [29]) $t \sim N_p/N_\gamma^2$, где N_p — число *регистрируемых* частиц фона, а N_γ — число *регистрируемых* γ-квантов. Выше мы уже видели, что это отношение зависит от значения $\theta_{эфф}$, применяемого в эксперименте.

Приведем результаты расчетов, из которых видно, что время, необходимое для обнаружения направленного потока квантов при $\theta_{эфф} = 1°$, меньше, чем при $\theta_{эфф} = 0°,5$, и почти такое же, как при $\theta_{эфф} = 0°,25$:

$\theta_{эфф}$, *град*	0,25	0,5	0,75	1,0
N_p/N_γ^2	4,3	8,3	18,5	5,0

В табл. 1, кроме геометрического значения угла приемного конуса θ_0, приведены значения $\theta_{эфф}$, которые заметно меньше θ_0. Это отличие объясняется тем, что в светосильных параболических зеркалах очень велика аберрация типа кома. Кома растет линейно с углом отклонения пучка параллельных лучей от оптической оси и вызывает значительное «размазывание» изображения. Характер аберраций таков, что он приводит к уменьшению эффективного углового размера приемного конуса по сравнению с геометрическим.

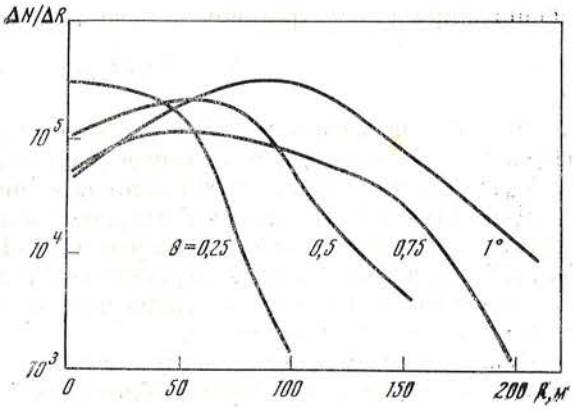


Рис. 1. Зависимость плотности $\Delta N/\Delta R$ числа регистрируемых ливней от γ-квантов (в усл. ед.) от расстояния R между детекторами и осью ливня при различных эффективных углах $\theta_{эфф}$ приемного конуса детектора

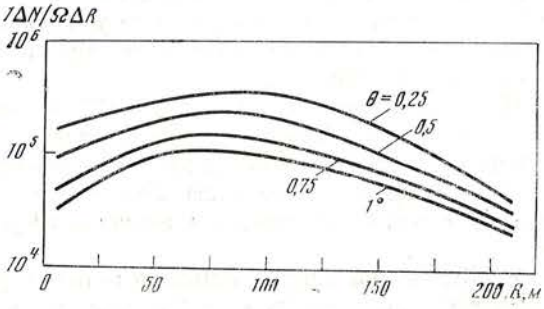


Рис. 2. Зависимость плотности потока регистрируемых ливней на единичный телесный угол Ω (в усл. ед.) для заряженных частиц от расстояния между детектором и осью ливня R для различных эффективных углов $\theta_{эфф}$ приемного конуса детектора

Некоторые авторы в связи с этим приводят в своих работах кривые светового потока, получающиеся при прохождении звезды через поле зрения приемника. В табл. 1 (столбец 5) представлены рассчитанные нами эффективные угловые размеры оптических приемников света.

В столбце 6 даны характеристики электронной аппаратуры, применявшейся различными авторами. Длительность черенковской вспышки весьма мала — порядка 3—5 *нсек*. Поэтому для увеличения отношения сигнал/шум необходимо применять временные ФЭУ и использовать электронную аппаратуру с полосой частот 100—200 *Мгц* и схемы совпадений с разрешающим временем не хуже 5 *нсек*. Как видно из табл. 1, практически у всех авторов параметры электронной аппаратуры весьма близки к требуемым.

В столбце 7 приводятся сведения об эффективной площади регистрации ливней для разных установок по данным авторов. Как уже отмечалось, значения эффективных площадей регистрации изотропного фона космических лучей и направленного потока γ-квантов несколько отличаются. Сопоставление сделанных нами приближенных расчетов с приводимыми авторами значениями эффективных площадей регистрации показало, что лишь в [18] эффективная площадь завышена примерно в два раза. Как правило, расхождения не превышали 20%, что вполне допустимо с точки зрения точности вычислений.

В установке Вудстокского колледжа [20] использовались четыре детектора, расставленные крестом на расстоянии порядка 60—80 *м*. В таком случае оценка эффективной площади затруднена. То же самое можно сказать относительно установки, описанной Гриндли в [26], где весьма трудно без специальных расчетов оценить эффективную площадь. Единственное, что можно сказать,— это то, что площадь регистрации уменьшается в данном методе в несколько раз.

В столбцах 9—12 представлены сведения о пороговой энергии различных установок как по данным самих авторов, так и по нашим оценкам.

Оценка порога для протонов получалась из формулы

$$N = S_{\text{эфф}}\Omega_{\text{эфф}}F(E_{\text{пор}}), \qquad (1)$$

где N — скорость счета установки, приведенная в столбце 8, $S_{\text{эфф}}$ и $\Omega_{\text{эфф}}$ — эффективные площади и телесный угол приемного конуса установки, а $F(E_{\text{пор}})$ — поток первичных протонов с энергией больше пороговой.

Для определения пороговой энергии мы приняли, что поток первичных частиц с энергией больше 10^{12} *эв* равен $1{,}2\cdot10^{-5}$ *частиц·см*$^{-2}$·*сек*$^{-1}$·*стер*$^{-1}$ (см. [31]). Все авторы, приводившие оценки пороговой энергии своих установок, отмечали, что истинное значение может в два, а то и в три раза отличаться от даваемых значений.

Основная погрешность, видимо, связана с тем, что значения первичного потока космических лучей в области 10^{12} *эв* определены весьма неточно и у разных авторов отличаются в пределах коэффициента 2. Поэтому нам представляется, что, хотя приведенные нами оценки пороговых энергий различных установок не претендуют на большую точность, они дают возможность сравнить энергетические пороги различных установок с относительно малой ошибкой.

Из табл. 1 следует, что авторы [17] приводят значение энергетического порога в 2,5 раза больше, чем полученное нами. Такое завышение связано, во-первых, с тем, что выбранное ими значение потока первичных частиц для 10^{12} *эв* почти в два раза больше принятого нами. Кроме того, авторы [17] несколько завысили значение эффективного телесного угла детекторов.

В [18] авторы также завысили порог в два раза. Та же группа авторов в [19] дает значение, лишь в 1,6 раза отличающееся от нашего. Такое различие можно считать несущественным. В [21] при пороге для протонов, близком к нашему значению, для γ-квантов энергетический порог в 10 раз ниже. Такое значение порога вряд ли можно считать обоснованным.

Наша оценка порогов для установки Смитсонианской обсерватории с зеркалами 1,5 *м* практически не отличается от оценок авторов, если не считать порога при угле приемного конуса $\theta_0 = 2°$. Сильно завышен энергетический порог в [23]. Значение порога установки Сиднейского университета хорошо совпадает с нашей оценкой.

Несколько расходятся оценки энергетического порога для установки Смитсонианской обсерватории с 10-*м* зеркалом. Возможно, приведенная нами оценка несколько завышена. Дело в том, что, так как детекторы расположены на высоте 2200 *м*, эффективная площадь регистрации протонов несколько меньше. В этом случае, как это следует из формулы (1), надо понизить энергетический порог.

Бо́льшая часть наблюдений проводилась методом сканирования. Зеркала устанавливались неподвижно, а исследуемый объект проходил через поле зрения детектора за счет вращения Земли. Однако в последнее время применялись и другие методы. Так, в [32] в фокальной плоскости одного зеркала устанавливалось два фотоумножителя с таким расчетом, чтобы зенитное расстояние у обоих приемников было одинаково. Это возможно, если установка азимутальная. Отношение числа регистрируемых вспышек одного детектора к числу вспышек на другом детекторе в отсутствие источников должно равняться единице. Отличие этого отношения от единицы свидетельствует о наличии дополнительного потока в исследуемом направлении.

Практически отношение средних скоростей счета двух различных каналов всегда отличается от единицы. Поэтому на исследуемый объект поочередно наводится то один, то другой канал и находится среднее отношение скорости счета в направлении на объект к скорости счета от фона.

При исследовании пульсаров в ряде случаев велся поиск периодической составляющей в излучении γ-квантов. Иначе говоря, изучалось рас-

пределение во времени моментов регистрации черенковских вспышек. В этом случае объект постоянно находился в поле зрения детектора, т. е. осуществлялось непрерывное слежение за ним с помощью часового ведения.

Следует отметить, что до последнего времени не делалось попыток отделить каким-либо образом черенковские вспышки широких атмосферных ливней, вызванных заряженными частицами космических лучей, от вспышек, вызываемых γ-квантами. Такое разделение может привести к существенному повышению чувствительности системы. При этом, как уже говорилось, определяющим является отношение N_p/N_γ^2.

Впервые попытки отделить γ-кванты от протонов были сделаны Гриндли [33]. Пока еще, видимо, трудно судить об эффективности предложенного автором метода. Однако, как нам кажется, дальнейший прогресс в γ-астрономии сверхвысоких энергий может быть достигнут лишь после увеличения чувствительности установок.

2. Метод отбора данных и качество материала

Регулярные наблюдения предполагаемых γ-источников на регистраторе черенковских вспышек были начаты в Крымской астрофизической обсерватории в марте 1969 г. Они проводятся методом сканирования двумя группами детекторов, каждая из которых состоит из двух параллельно направленных и включенных на совпадения приемников света. Детекторы направлены таким образом, что исследуемый объект последовательно проходит через поле зрения сдвинутых по прямому восхождению установок. Преимущества метода наблюдений по сравнению с другими подробно изложены в [29]. Отметим лишь, что такая методика существенно облегчает выявление вариаций скорости счета, связанных с изменением прозрачности уже при предварительном просмотре данных.

Длительность Δt прохождения предполагаемого источника, по нашим данным, составляет 6—12 *мин* в зависимости от склонения. Эти оценки подтверждаются материалами наблюдений источников в созвездии Кассиопея [14] и рентгеновского источника Cyg X-3. Угол между направлениями оптических осей первой и второй пары детекторов составлял $2^\circ\!.5$, сдвиг во времени по прямому восхождению изменялся, таким образом, в зависимости от склонения наблюдаемого источника, чтобы упомянутый угол был примерно равен $2^\circ\!.5$. Общая длительность сканирования выбиралась так, чтобы время регистрации фона по крайней мере в два раза превышало общее время наблюдения источника обеими парами детекторов. Запись числа зарегистрированных вспышек производилась один раз в минуту цифропечатающим устройством БЗ-15.

В обработку вошли данные, полученные за период с марта 1969 по апрель 1973 г. Всего за этот период было проведено 878 сканирований. В указанное число не вошли те сканирования, которые были проведены при явно плохих метеоусловиях, а также те объекты, для которых было проведено менее трех сканирований (всего 18 сканов).

Прежде чем включить полученные данные в обработку с целью обнаружения γ-квантов, необходимо исключить материал плохого качества. Качество наблюдательных данных зависит от следующих факторов:

1) стабильности параметров аппаратуры;
2) изменений прозрачности атмосферы;
3) таких атмосферных явлений, как метеоры, зарницы и т. п.

Ранее нами были описаны устройства [34], обеспечивающие стабильность коэффициента усиления фотоумножителей, стабильность радиотехнического порога электроники. Ниже будут приведены данные, полученные в результате анализа материала наблюдений, из которых можно судить о том, как проведенные меры по стабилизации параметров установки удалось осуществить на практике.

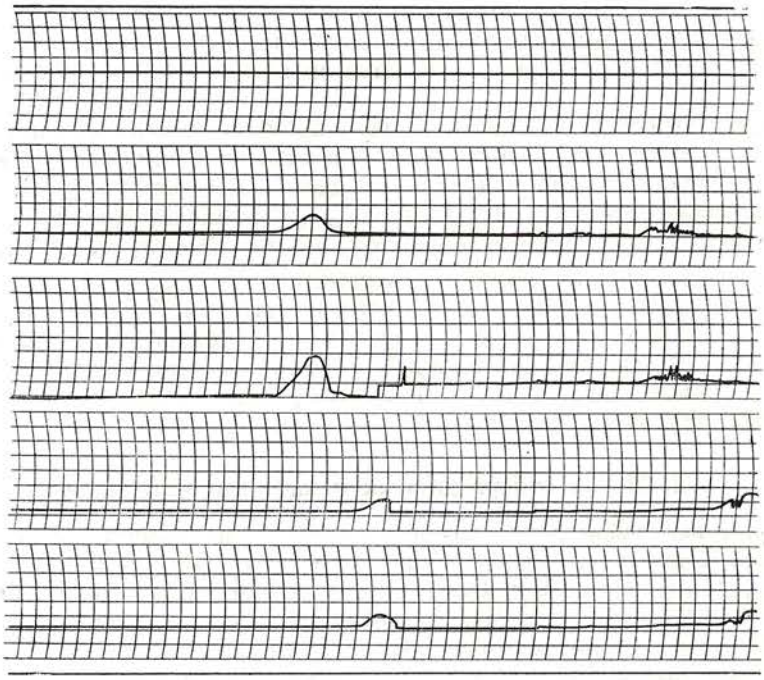


Рис. 3. Образцы контрольных записей яркости ночного неба

Наблюдения за метеоусловиями до апреля 1972 г. проводились визуально (без использования каких-либо приборов) оператором в процессе работы. Безусловно, таким методом можно только качественно оценить метеоусловия. С апреля 1972 г., кроме визуальных наблюдений, производился непрерывный контроль яркости той части ночного неба, которая попадает в поле зрения детекторов. Для этой цели использовался самопишущий прибор Н-327. Контроль яркости ночного неба позволяет не только регистрировать такие явления, как зарницы, метеоры, уровень яркости ночного неба, прохождение облаков (в том числе циррусов) через поле зрения детекторов, но и контролировать правильность наведения детекторов. Это происходит благодаря тому, что ход изменения яркости ночного неба в каждой области имеет свои характерные черты. На рис. 3 приведены образцы контрольных записей одного и того же участка неба при хороших и плохих метеоусловиях. Хорошо заметно прохождение через поле зрения детекторов яркой звезды. Видно, как начиная с определенного момента на всех кривых появились быстрые синхронные изменения, связанные с с появлением циррусов. В результате анализа визуальных и приборных записей из рассмотрения были исключены 11 сканов.

Для дальнейшего анализа были определены среднеквадратические отклонения $\sigma_{\text{эксп}}$ для двухминутных значений и дрейф D скорости счета для каждого скана обеих групп детекторов, которые определялись следующим образом:

$$\sigma_{\text{эксп}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (N_i^2 - \overline{N}^2)}{n-1}}, \tag{2}$$

$$D = \frac{N_{\text{н}} - N_{\text{к}}}{N_{\text{н}} - N_{\text{к}}}. \tag{3}$$

Здесь N_i — двухминутные значения скорости счета, $\overline{N}$ — среднее за скан значение скорости счета, n — число двухминутных интервалов в скане,

$N_н$ — суммарное количество зарегистрированных вспышек за первую половину скана, $N_к$ — за вторую половину.

Отношение $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}$, где $\sigma_{теор} = \sqrt{\overline{N}}$, т. е. отношение экспериментально найденного среднеквадратического отклонения к статистической среднеквадратической дисперсии, могло бы в принципе служить мерой качества данных, так как в случае наличия флуктуаций прозрачности это отношение будет превышать единицу. Однако ошибка в определении этого отношения для одного скана сравнительно велика (~20%) и не позволяет проводить эффективный отбор материала хорошего качества.

Несколько точнее определяется дрейф D, но, как будет видно из дальнейшего, и эта величина не может служить хорошим критерием для отбора данных.

Анализ полученного материала показал, что, несмотря на стабильность режимов аппаратуры, средняя за скан скорость счета сильно меняется от скана к скану. Безусловно, на среднюю скорость счета сильно влияет значение зенитного расстояния, на котором наблюдается исследуемый объект. Оказалось, однако, что в различные дни скорость счета существенно разная при одном и том же зенитном расстоянии. Некоторый вклад в разброс средней скорости счета, как показал специально проведенный анализ, может внести неточное (из-за ошибок лимба) наведение телескопов. Этот вклад оказался ~ 10%. Было сделано заключение, что определяющую роль в изменении скорости счета при одном и том же зенитном расстоянии играет поглощение света на пути от места излучения до детектора.

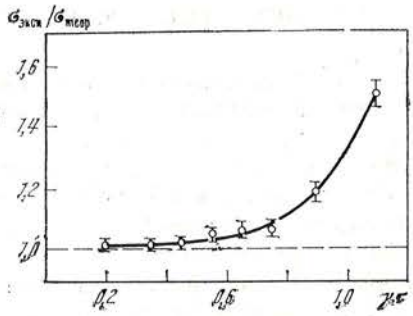
Для определения величины поглощения света необходимо сначала найти зависимость средней скорости счета от зенитного расстояния. Впервые такое исследование было проведено в [17]. В [35] было учтено влияние поглощения света на эту зависимость и показано, что экспериментальные кривые хорошо согласуются с теорией вплоть до очень больших зенитных расстояний. Для нахождения поглощения мы в дальнейшем будем использовать формулу, приведенную в [35]:

$$\frac{\overline{N}_0}{\overline{N}} = e^{\gamma\tau K} K^{2(\gamma-1)}, \tag{4}$$

где τ — эффективная оптическая толща атмосферы на пути от места излучения до приемника света при наблюдениях в зените, $\gamma = 1{,}7$ — показатель энергетического спектра космических лучей, $K = \left(1 + \frac{7{,}1}{h} \ln \varkappa\right) \varkappa$, $\varkappa = \sec z$, z — зенитное расстояние, приведенная высота $h = 8$ *км* [17], $\overline{N}_0$ — значение средней скорости счета при $z = 0$ и $\tau = 0$, $\overline{N}$ — значение средней скорости счета для определяемого скана.

В выражении (4) неизвестны только две величины: τ и $\overline{N}_0$. Данные о средней скорости счета для каждого из сканирований, полученных при одном и том же режиме (параметрах) аппаратуры, были нанесены на график зависимости средней скорости счета от зенитного расстояния. По верхнему краю массива точек проводились кривые, описывающиеся формулой (4). При этом полагалось, что величина $\tau\gamma$, соответствующая максимальным значениям скорости счета, равна 0,2. Пересечение кривой с осью ординат позволяло определять значение $\overline{N}_0$, соответствующее $\tau = 0$ и $z = 0$. После этого, пользуясь тем же выражением (4), легко найти значения $\gamma\tau$ для каждого отдельного скана. Далее все сканы были разбиты на группы по значениям $\gamma\tau$: 1) $\gamma\tau_1 < 0{,}3$, 2) $0{,}3 < \gamma\tau_2 < 0{,}4$ и т. д. до $0{,}8 < \gamma\tau_6 < 1$ и $\gamma\tau_7 > 1$.

На рис. 4 показан ход среднего значения относительной дисперсии $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}$ с ростом оптической толщи τ. На графике представлены данные для первой группы детекторов. Ошибки характеризуют точность определения среднего значения $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}$. Из графика видно, что в пределах



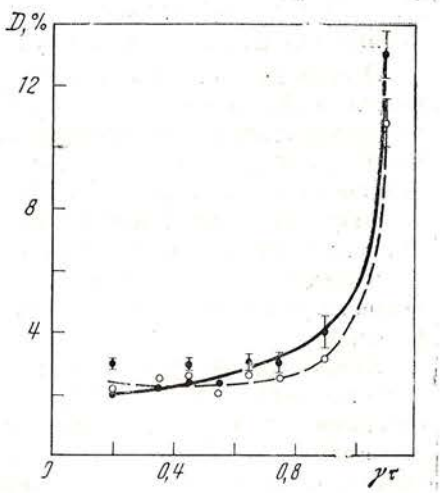


Рис. 4. Зависимость средней относительной дисперсии $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}$ от «эффективной» оптической толщи для черенковских вспышек $\gamma\tau$

Рис. 5. Зависимость среднего по модулю значения дрейфа D от «эффективной» оптической толщи $\gamma\tau$ для черенковских вспышек

ошибок вплоть до $\gamma\tau = 0{,}5$ величина $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}$ не изменяется. Далее, наблюдается едва заметный рост, а с $\gamma\tau > 0{,}7$ — быстрое возрастание относительной дисперсии. Отсюда можно заключить, что вклад метеорологических вариаций в флуктуации скорости счета существен лишь при $\gamma\tau > 0{,}7$, т. е. при $\tau > 0{,}4$.

Среднее значение относительной дисперсии для наблюдений, проведенных с $\tau < 0{,}4$, $\overline{\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}} = 1{,}025 \pm 0{,}008$. Аналогичная зависимость была построена и для дрейфа. Используя то же распределение сканов на группы по значениям $\gamma\tau$, мы нашли среднее значение дрейфа для каждой группы. Следует при этом отметить, что средние значения находились отдельно для положительных и отрицательных значений D и оказались практически равными. Это обстоятельство указывает на отсутствие систематического дрейфа аппаратурного характера. Об этом также свидетельствует отсутствие различий в средней величине модуля дрейфа между обеими группами детекторов в пределах точности измерений (0,2—0,3%).

Ход зависимости средней величины дрейфа D от оптической толщи τ как для первой, так и для второй групп детекторов показан на рис. 5. Из графика видно, что кривые для обеих групп одинаково изменяются с ростом $\gamma\tau$. Так же как и в случае относительной дисперсии, изменения средней величины дрейфа несущественны для значений $\gamma\tau < 0{,}7$, а в области $\gamma\tau > 0{,}7$ круто возрастают.

На основании изложенного из дальнейшей обработки были исключены сканирования, проведенные при эффективной оптической толще $\tau > 0{,}4$ ($\gamma\tau > 0{,}7$). Таких сканов оказалось 135. Кроме того, из обработки были исключены наблюдения, для которых имел место значительный дрейф, а именно когда выполнялось условие $\overline{D} > 2\sigma_D$, где $\overline{D}$ — среднее по обеим группам детекторов значение дрейфа, а σ_D — статистическая ошибка этой величины. Таких сканов оказалось 27. Следовательно, в основу отбора данных для дальнейшей обработки были положены два критерия: $\tau < 0{,}4$ ($\gamma\tau < 0{,}7$) и $\overline{D} < 2\sigma_D$.

В литературе ранее не публиковались какие-либо принципы отбора материала, если не считать [25], где отмечалось, что авторы исключили данные, полученные при большом дрейфе. В этой связи хотелось бы отметить, что, по нашим данным, среди исключенных из обработки сканов с $\tau > 0{,}4$ около половины имело незначительный дрейф, т. е. $\overline{D} < 2\sigma_D$. В результате для окончательной обработки были использованы данные 602 сканирований.

Выше уже отмечалось, что найденное значение среднеквадратического отклонения практически не отличается от статистического, а именно:

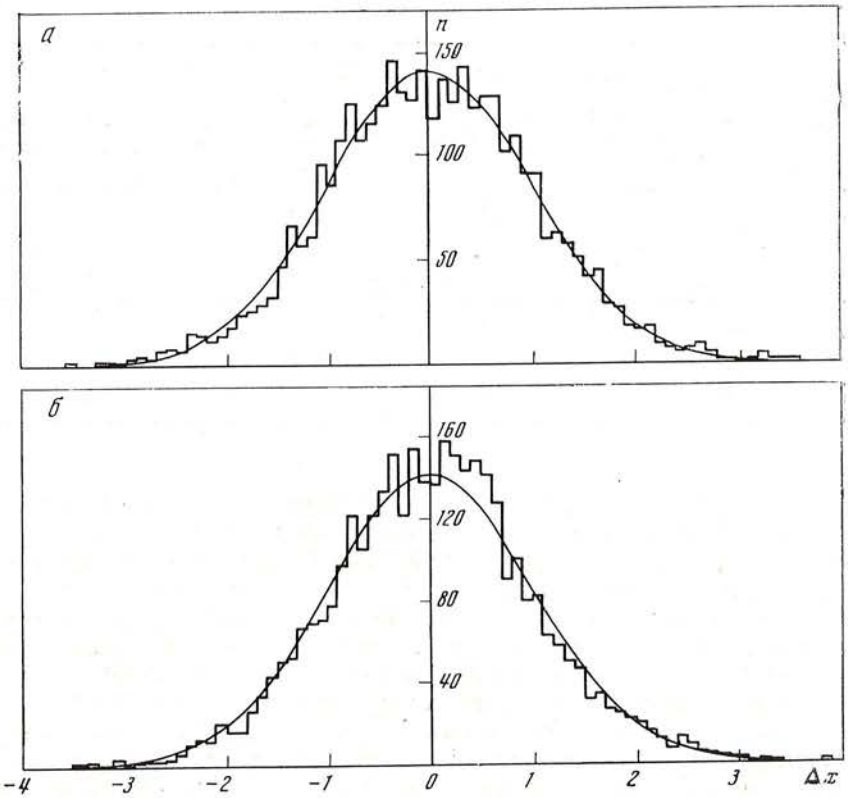


Рис. 6. Гистограммы частотного распределения величины Δx для первой (*а*) и второй (*б*) групп детекторов

$\sigma_{эксп}/\sigma_{теор} = 1{,}025 \pm 0{,}008$. Однако само значение среднеквадратического отклонения еще не дает представления о характере распределения отклонений от среднего. Ранее при подсчете вероятности случайного отклонения на 3—4 статистические ошибки мы исходили из того, что распределение отклонений соответствует нормальному закону Гаусса (такой подсчет необходим при оценке достоверности обнаружения потока γ-квантов). Чтобы убедиться в справедливости такого предположения, было построено распределение отклонений скорости счета за интервал времени, равный длительности прохождения источника через поле зрения детектора, от среднего за каждый скан. Полученное значение делилось на среднеквадратическое отклонение, соответствующее нормальному закону Гаусса, т. е. вычислялась величина

$$\Delta x_i = (N_i - \overline{N})/\sqrt{\overline{N}}, \tag{5}$$

где N_i — число вспышек за интервал времени Δt_u, а $\overline{N}$ — соответствующее среднее за скан значение. В обработку вошел весь материал, отобранный по описанным выше критериям. Из каждого скана исключалась область предполагаемого источника.

На рис. 6, *а* представлено распределение отклонений от среднего Δx_i, полученное для первой группы детекторов, а на рис. 6, *б* — то же самое для второй группы. В каждое распределение вошло около 4 тысяч значений Δx_i. Экспериментальные данные приведены в виде гистограммы, а нормальное распределение Гаусса — сплошной кривой т. е. кривая для случая $\sigma = \sigma_{эксп}/\sigma_{теор} = 1{,}00$.

Для проверки согласия полученного экспериментально распределения с распределением Гаусса был применен критерий Пирсона (χ^2-тест [36]).

Таблица 2

Группа детекторов	$\frac{\sigma_{эксп}}{\sigma_{теор}}$	χ^2			$P(>\chi^2)$		
		положительная ветвь	отрицательная ветвь	все распределение	положительная ветвь	отрицательная ветвь	все распределение
1-я	1,00	26,41	10,54	36,95	0,019	0,72	0,15
	1,05	16,91	13,67	30,58	0,26	0,45	0,40
	1,10	28,81	31,07	59,88	0,015	0,005	$<10^{-3}$
2-я	1,00	18,3	13,51	31,7	0,19	0,52	0,35
	1,05	34,2	32,4	66,5	0,002	0,006	0,001
	1,10	67,6	65,7	133,3	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	$\ll 10^{-3}$

Значение χ^2 было вычислено для трех теоретических кривых со значениями $\sigma = 1{,}00$; 1,05; 1,10. Результаты вычислений представлены в табл. 2. Кроме сопоставления с теоретической кривой, для всего распределения были вычислены значения χ^2 и соответствующие им вероятности $P(>\chi^2)$ отдельно для положительной и отрицательной ветвей распределения.

Рассмотрим сначала результаты вычислений по второй группе детекторов. Из таблицы видно, что если для левой (отрицательной) ветви наилучшее согласие теории с экспериментом получается при $\sigma = 1{,}00$, то для правой (положительной) возможно лишь при $\sigma = 1{,}05$, так как и при $\sigma = 1{,}00$ и при $\sigma = 1{,}10$ вероятность того, что значение χ^2 (при согласии с теорией) окажется больше вычисленного, равна $P < 0{,}02$. При сопоставлении всей кривой с экспериментальным распределением оптимальным значением оказывается $\sigma = 1{,}05$, хотя не исключена и вероятность согласия с кривой $\sigma = 1{,}00$. Уже упоминалось, что для первой группы детекторов среднее значение $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор} = 1{,}025$. Отсюда можно заключить, что оптимальное значение σ действительно находится между $\sigma = 1{,}00$ и 1,05. Что касается данных второй секции, то, как видно из табл. 2, согласие экспериментальных данных с теорией возможно лишь при $\sigma = 1{,}00$, т. е. при чисто статистической природе флуктуаций скорости счета.

Резюмируя, можно уверенно сказать, что для отобранного наблюдательного материала параметр $\sigma_{эксп}/\sigma_{теор}$ очень близок к единице для обеих секций аппаратуры, что свидетельствует о стабильной работе аппаратуры. Экспериментальное распределение очень хорошо описывается законом Гаусса вплоть до больших значений отклонений от среднего. Таким образом, при вычислении достоверности обнаруживаемых источников можно считать вполне обоснованным вычисления вероятностей случайных отклонений по закону Гаусса.

3. Результаты наблюдений на регистраторе черенковских вспышек КАО АН СССР за период с марта 1969 по апрель 1973 года

За четырехлетний период наблюдений в ясные безлунные ночи нами было проведено всего 878 сканирований 43 объектов. Области небесной сферы, по которым проходило сканирование, изображены на рис. 7. Из 43 объектов 7 не являются объектами в собственном смысле слова, а представляют собой сечение галактической плоскости, одно из которых шло почти вдоль галактического экватора при $\delta = +62°00'$. В табл. 3 дан список наблюдавшихся объектов.

Из всего многообразия астрофизических объектов наблюдались те, которые по различным данным, в основном радиоастрономическим, обладают большой плотностью частиц высокой энергии, или объекты, которые уже

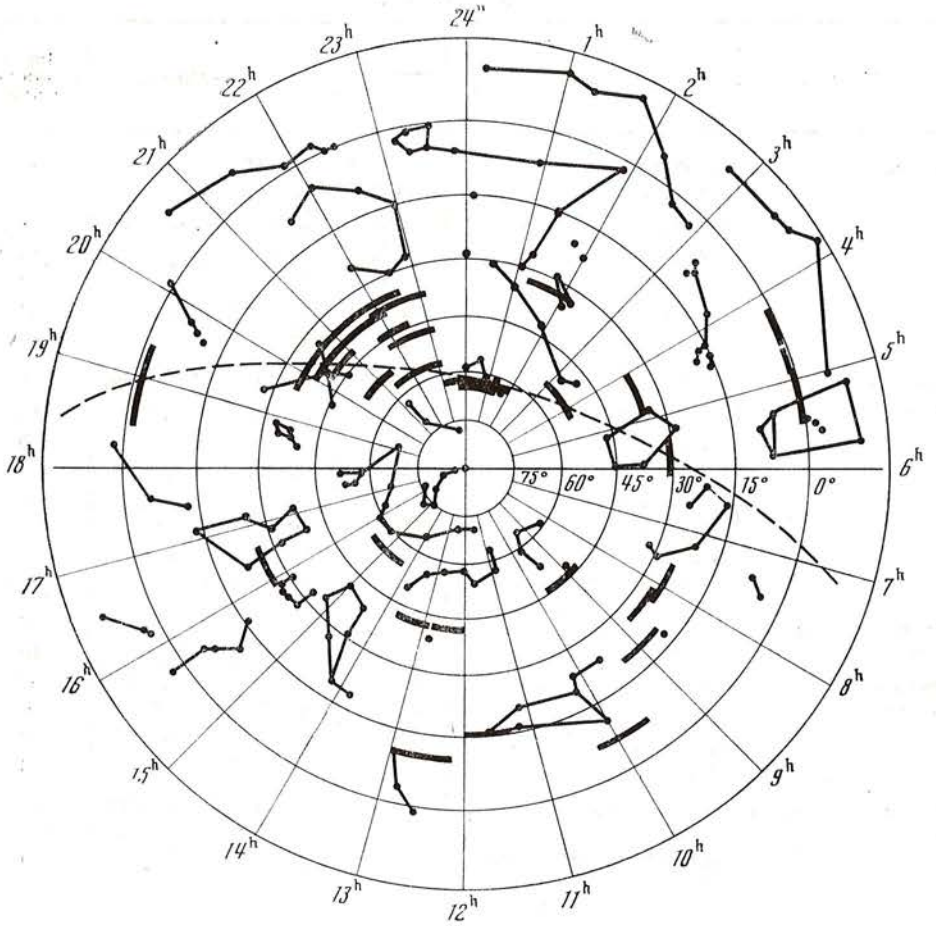


Рис. 7. Карта северной части неба

Штриховая линия — галактический экватор, жирные линии — области сканирования

известны как источники жесткого электромагнитного излучения: рентгеновского или γ-излучения с энергией квантов до 10^8 *эв*.

Пульсары. Им уделено наибольшее внимание. Пульсар CP 1133 был первым объектом наблюдения. Стимулирующим фактором для исследования этого пульсара было сообщение о том, что в наблюдениях 1968 г. [21] обнаружен поток γ-квантов на уровне достоверности, соответствующей 3,2 σ (стандартного отклонения). Наши наблюдения в 1969 г. [12] подтвердили этот результат, хотя и с меньшей степенью достоверности. В это же время появились и теоретические работы (см. [37]), в которых показывалось, что пульсары могут быть источниками космических лучей очень большой энергии.

Всего нами наблюдалось семь пульсаров. Результаты наблюдений представлены в табл. 4—6. Наиболее подробно нами исследовался пульсар CP 1133 (табл. 4). По всей видимости, этот объект является переменным источником γ-лучей сверхвысокой энергии.

Это предположение подтверждается исследованиями пульсара NP 0532 (Крабовидная туманность), проведенными в основном в Смитсонианской обсерватории в США [15, 40, 42, 47]. В табл. 5 приведены результаты наблюдений этого пульсара различными авторами.

Что касается остальных пульсаров, то как по нашим наблюдениям, так и по наблюдениям других авторов от них не обнаружено статистически значимого потока γ-лучей. Исключение, возможно, представляет пульсар

Таблица 3

Класс	Объект	Координаты (1950)		Время наблюдений, год	Число сканирований
		α	δ		
Пульсары	CP 0328	03^h29^m	54°24′	1969	18
	CP 0823	08 24	26 47	1969—1971	18
	CP 0950	09 50	08 10	1970—1971	21
	CP 1133	11 33	16 07	1969—1973	119
	HP 1508	15 09	55 43	1969	2
	JP 1946	19 46	35 25	1970—1972	63
	PSR 2218	22 18	47 40	1969	10
Остатки сверхновых	SN 1572	00 23	63 51	1969—1970	27
	G 33,7 + 00	18 50	00 36	1972	19
	3C 392	18 54	01 13	1972	19
	G 35,6 + 00	18 55	02 06	1972	19
	SNRD 100	20 14	37 04	1972	6
	SNRD 101	20 21	40 02	1972	15
	HB 21	20 44	50 31	1970	10
	G 117,3 + 01	23 59	62 11	1971—1972	22
Сверхновые и новые	SN в M 63	13 14	42 10	1971	7
	N в Lyn	09 08	45 30	1972	10
Рентгеновский источник	Cyg X-1	19 56	35 04	1970—1972	63
	Cyg X-3	20 30	40 47	1972	20
	Cyg X-4	21 10	38 38	1972	6
	Cyg X-2	21 43	38 05	1972	6
Галактическая плоскость	Область галактического антицентра	05 44	30 00	1970—1971	15
	Галактическая плоскость по δ = 1°30′	18 52	01 30	1972	19
	То же, δ=38°20′	20 25	38 20	1972	6
	То же, δ=57°07′	22 19	57 07	1972	8
Галактическая плоскость	Сканирование вдоль галактической плоскости, Cas γ-1	01 15	62 00	1971—1972	22
	То же, Cas γ-2	01 40	62 00	1971—1972	22
	Галактическая плоскость по δ = 35°20′	20 16	35 20	1971—1972	63
Источники γ-квантов, 10^8 эв	Per γ-1	04 20	36 00	1972	25
	GRS 0515 + 01	05 15	01 00	1972	3
	GRS 0752 + 25	07 52	25 00	1972	22
	GRS 0801 + 25	08 01	25 00	1972	22
	GRS 1218 + 42	12 18	42 00	1973	7
Нестационарные галактики	M 87 (Virgo A)	12 28	12 40	1970—1971	44
	3C 120	04 29	01 55	1970	2
	BL Lac	22 01	42 07	1970—1971	20
	OJ 287	08 53	20 10	1972—1973	25
Квазары	3C 48	01 35	32 54	1970—1971	31
	4C 33	01 41	33 57	1970—1971	31
	4C 19,31	08 36	19 23	1972—1973	25
	PKS 1252 + 11	12 52	11 58	1970—1971	44
	Ton 256	16 12	26 13	1971	19
	PKS 1633 + 26	16 34	26 54	1971	19

Таблица 4

Величина эффекта $\delta \pm \sigma$, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений месяц, год	Литература	Примечания
$-0{,}41 \pm 1{,}8$ *мин*$^{-1}$	$-0{,}23$	$<0{,}64 \cdot 10^{-10}$	$2{,}1 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[22]	
$-0{,}45 \pm 3{,}3$	$-0{,}14$	$<2{,}5 \cdot 10^{-10}$	$2{,}3 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[22]	
—	—	$<8 \cdot 10^{-12}$	$2{,}5 \cdot 10^{12}$	V.1968	[35]	Периодическая составляющая
—	—	$<8 \cdot 10^{-12}$	$1{,}8 \cdot 10^{12}$	V.1968	[35]	То же
—	—	$<4 \cdot 10^{-12}$	$3{,}9 \cdot 10^{12}$	V.1968	[35]	»
$-1{,}5 \pm 1{,}3$	$-1{,}15$	$<2{,}3 \cdot 10^{-10}$	$2{,}3 \cdot 10^{11}$	XII.1968	[35]	
$+0{,}8 \pm 1{,}8$	$+0{,}44$	$<1{,}6 \cdot 10^{-10}$	$3{,}9 \cdot 10^{12}$	XII.1968	[35]	
—	—	$2 \cdot 10^{-12}$ *период*$^{-1}$	$7 \cdot 10^{13}$	IV.1968	[38]	
$-0{,}34 \pm 0{,}55$	$-0{,}62$	$<4{,}8 \cdot 10^{-10}$	$1{,}4 \cdot 10^{11}$	XII.1968	[32]	
$+100 \pm 30$	$+3{,}33$	$5 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{12}$	IV—V 1968	[21]	
		$<8 \cdot 10^{-13}$	$1{,}3 \cdot 10^{13}$	IV.1969	[39]	Периодическая составляющая
		$<2 \cdot 10^{-11}$	10^{13}	IV.1969	[23]	То же
		$<9 \cdot 10^{-11}$	$1{,}4 \cdot 10^{11}$	16.III 1969	[25]	»
		$<7{,}5 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{11}$	12.VI 1969	[25]	»
		$<1{,}2 \cdot 10^{-11}$	10^{12}	10.II 1969	[25]	»
—	—	$<6{,}1 \cdot 10^{-12}$	10^{13}	12.VI 1969	[25]	Периодическая составляющая
$-1{,}4 \pm 4{,}5$	$-0{,}31$	$<5{,}5 \cdot 10^{-11}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{12}$	1.V 1969	[40]	
—	—	$<1{,}8 \cdot 10^{-11}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{12}$	15—21.II 1969	[40]	Периодическая составляющая
—	—	$<5{,}8 \cdot 10^{-12}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{12}$	20—27.III 1969	[40]	То же
—	—	$<1 \cdot 10^{-12}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{12}$	9—16.IV 1969	[40]	»
$+7 \pm 3$	$+2{,}33$	$2 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{12}$	III—IV.1969	Наст. работа	
$-2{,}1 \pm 1{,}7$	$-1{,}24$	$<1{,}1 \cdot 10^{-10}$	$2{,}4 \cdot 10^{12}$	1970	То же	
$-0{,}4 \pm 1{,}2$	$-0{,}33$	$<1{,}3 \cdot 10^{-10}$	$1{,}7 \cdot 10^{12}$	1971	»	
$-0{,}2 \pm 3{,}8$	$-0{,}53$	$<5{,}2 \cdot 10^{-11}$	$3{,}5 \cdot 10^{12}$	1972	»	
$+0{,}3 \pm 1{,}0$	$+0{,}30$	$<8{,}2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{12}$	1973	»	
$+3{,}3 \pm 1{,}6$	$+2{,}11$	$<6{,}7 \cdot 10^{-11}$	$3{,}5 \cdot 10^{12}$	1971	»	
$-3{,}60 \pm 4{,}55$	$-0{,}79$	$<7{,}7 \cdot 10^{-11}$	$4{,}6 \cdot 10^{12}$	1972	»	
Средние значения						
$-0{,}09 \pm 0{,}37$	$-0{,}24$					

Таблица 5

Величина эффекта $\delta \pm \sigma$, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература	Примечания
$-0,75 \pm 0,70$	$-1,07$	$<0,9 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{12}$	1960—1962	[17]	
$-1,2 \pm 3,1$	$-0,39$	$<1,3 \cdot 10^{-11}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	1964—1965	[43]	
$+20 \pm 7$	$+2,86$	$\sim 1,5 \cdot 10^{-10}$	10^{12}	1966—1967	[19]	
$+1,1 \pm 2,0$	$+0,55$	$(+1,3 \pm 2,4) \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{12}$	1966—1967	[20]	
$-0,01 \pm 0,50$	$-0,02$	$<3 \cdot 10^{-11}$	$2,9 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]	
$+0,71 \pm 0,58$	$+1,22$	$<4,2 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	XI.1965—V.1968	[35]	
$-1,8 \pm 1,7$	$-1,06$	$<5,4 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]	
$+0,12 \pm 0,21$	$+0,57$	$<2,1 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	IX.1968—I.1969	[32]	
$+17 \pm 7$	$+2,43$	$<2 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{13}$	IX.1968—I.1969	[32]	
$-14,6 \pm 8,8$	$-1,66$	$<3,5 \cdot 10^{-11}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{13}$	I.1969—III.1969	[41]	
—	—	$<3 \cdot 10^{11}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{13}$	III.1969	[41]	Периодическая составляющая
		$<2,6 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	10.II 1969	[44]	То же
		$<3 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	10.II 1969	[44]	» »
$+0,31 \pm 0,10$	$+3,10$	$(4,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-11}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	X.1969—IV.1972	[15]	
$+0,76 \pm 0,15$	$+5,07$	$1,21 \pm 0,24) \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	X.1969—IV.1972	[15]	Для выделенных интервалов времени
—	$+5$	$7,5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{11}$	II.1973	[42]	Периодическая составляющая
Средние значения $+0,26 \pm 0,09$	$+3,0$					

CP 0950, показавший при поиске периодической составляющей [23] в одном из 33 временны́х интервалов пик в 5,3 σ. Предположение о том, что источники γ-излучения являются переменными, уже было высказано ранее авторами [8], измерявшими потоки γ-квантов с энергией $> 10^8$ *эв*. В [46] нами были приведены аргументы в пользу того, что и в области 10^{12} *эв* излучение γ-квантов меняется во времени. С этой точки зрения результаты наблюдений пульсара CP 1133 можно рассматривать как подтверждение тезиса о том, что пульсары могут быть источниками γ-лучей с энергией 10^{11}—10^{13} *эв*.

Анализ статистической достоверности результатов, полученных в исследованиях по поиску локальных источников, будет дан в следующем параграфе.

Остатки сверхновых. Они могут рассматриваться как возможные источники γ-лучей сверхвысоких энергий. Во-первых, наличие в них большого количества электронов довольно высоких энергий создает благоприятные условия для возникновения потоков γ-лучей. Во-вторых, согласно существующим представлениям [48] в результате взрыва сверхновой образуется пульсар, который могли еще не обнаружить.

Всего нами наблюдалось восемь остатков сверхновых. Ни один из них не показал статистически значимого потока. Остатки сверхновых наблюдались и другими авторами. Ни в одном из измерений не получено статистически значимой величины потока. Все наши результаты, а также опу-

Таблица 6

Объект	Величина эффекта $\sigma \pm \sigma$, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература	Примечания
Пульсар CP 0950	—	+5,3	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{13}	16—28.IV 1969	[23]	Периодическая составляющая
	−0,67±0,40	−1,6	$<5,7 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]	
	—	—	$<1,9 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	24.IV 1968	[44]	Периодическая составляющая
			$<7 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	V.1968	[35]	То же
	−1,1±14,4	−0,08	$<5,5 \cdot 10^{-11}$	$(2 \div 4) \cdot 10^{12}$	I—V. 1969	[40]	
	—	—	$<1,7 \cdot 10^{-11}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{12}$	II.1969	[40]	Периодическая составляющая
	+1,1±3,5	+0,31	$<2,2 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа	
	+0,5±1,3	+0,38	$<1,1 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1971	То же	
Средние значения	−0,54±0,38	+1,42					
Пульсар CP 0328	−0,6±0,7	−0,86	$<3,9 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	X.1968	[32]	
	—	—	$<1,5 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	10.II 1969	[44]	
	−0,6±1,1	−0,54	$<1,0 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	X.1969	Наст. работа	
	−1,4±1,2	−1,16	$<1,1 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	XI—XII.1969	То же	
Средние значения	−0,76±0,53	−1,43					
Пульсар PSR 0833 (Vela X)	—	—	—	$4 \cdot 10^{12}$	IV.1969	[24]	Периодическая составляющая
	+0,72±0,36 $мин^{-1}$	+2,0	$0,74 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{11}$	1973	[27]	
Пульсар CP 0823	+1,6±2,2	+0,73	$<2,1 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1969—1970	Наст. работа	
	−1,6±1,4	−1,14	$<1,3 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	1970—1971	То же	
Средние значения	−0,68±1,18	−0,57					

Таблица 6 (окончание)

Объект	Величина эффекта $\delta \pm \sigma$, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература	Примечания
Пульсар HP 1508	$+17,4 \pm 5,9$	$+2,96$	$<2,1 \cdot 10^{-11}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{12}$	I—V.1969	[40]	
	—	—	$<7,8 \cdot 10^{-12}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{12}$	III.IV.1969	[40]	
	$+1,5 \pm 9,0$	$+0,16$	$<1 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{12}$	III.IV.1969	[45]	
Средние значения	$+13,2 \pm 5,1$	$+2,6$					
Пульсар MP 0959	—	$+4,6$	—	$4 \cdot 10^{12}$	V.1969	[24]	
Пульсар AP 1541	—	—	$<1 \cdot 10^{-11}$	10^{13}	IV.1969	[23]	
	—	—	$<1,6 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	12.VI.1969	[44]	
	—	—	$<2,6 \cdot 10^{-11}$	$2,7 \cdot 10^{12}$	12.VI.1969	[44]	
Пульсар CP 1919	$-6,1 \pm 3,7$	$-1,65$	$<2,9 \cdot 10^{-11}$	$5,6 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]	
	$-1,8 \pm 1,8$	$-1,00$	$<3,4 \cdot 10^{-10}$	$3,6 \cdot 10^{11}$	IX.1968—XII.1968	[35]	
Средние значения	$-2,62 \pm 1,62$	$-1,62$					
Пульсар PSR 2218	$-0,5 \pm 1,1$	$-0,44$	$<1,1 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1969	Наст. работа	
Пульсар PSR 1642	—	—	$<1,6 \cdot 10^{-11}$	10^{13}	IV.1969	[23]	
Пульсар JP 1946	$-1,7 \pm 1,6$	$-1,06$	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа	
	$+1,4 \pm 0,7$	$+2,00$	$<4,2 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	1971	То же	
	$+1,9 \pm 2,2$	$+0,86$	$<1,9 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	»	
Средние значения	$+0,98 \pm 0,62$	$+1,59$					
Среднее по всем пульсарам	$+0,18 \pm 0,08$	$+0,63 \pm 0,51$					

Таблица 7

Объект (остатки сверхновых)	Величина эффекта $\delta \pm \sigma$, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений месяц, год	Литература
Cas A	$+0,1 \pm 0,7$	$+0,14$	$<2,5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{12}$	1962	[17]
(3C 461)	$-0,6 \pm 0,7$	$-0,86$	$<3,2 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	IX.1968	[32]
Средние значения	$-0,25 \pm 0,49$	$-0,51$				
SN 1572	$+0,17 \pm 1,00$	$+0,17$	$<4,5 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{10}$	IX.1968—XII.1968	[32]
	$+0,25 \pm 0,96$	$+0,26$	$<8,0 \cdot 10^{-11}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	VIII—IX.1969	Наст. работа
	$+0,3 \pm 2,8$	$+0,11$	$<2,3 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	IX—XI.1969	То же
	$-1,0 \pm 1,0$	$-1,00$	$<9,6 \cdot 10^{-11}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	1970	»
Средние значения	$-0,16 \pm 0,56$	$-0,29$				
HB 9	$+1,8 \pm 1,1$	$+1,64$	$<1,3 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	X—XII.1968	[32]
HB 21	$-0,2 \pm 1,5$	$-0,13$	$<1,4 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа
W 28	$-3,0 \pm 1,5$	$-2,00$	$<3 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{11}$	VI.1969	[32]
IC 443	$+3,8 \pm 2,3$	$+1,65$	$(4,5 \pm \pm 2,8) \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{12}$	1966—1967	[20]
(3C 157)	$-0,4 \pm 1,7$	$-0,24$	$<1,3 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	XII.1968	[32]
	$+2,1 \pm 2,6$	$+0,81$	$<1,3 \cdot 10^{-10}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]
Средние значения	$+1,30 \pm 1,21$	$+1,08$				
SNRD-100	$+0,2 \pm 2,0$	$+0,10$	$<1,6 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	Наст. работа
C33,7+00	$+2,1 \pm 1,7$	$+1,24$	$<6,9 \cdot 10^{-11}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	1972	То же
3C 392	$-1,0 \pm 1,7$	$-0,59$	$<6,9 \cdot 10^{-11}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	1972	»
G 35,0—00	$-3,8 \pm 1,7$	$-2,24$	$<6,9 \cdot 10^{-11}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	1972	»
CTB-1	$+1,72 \pm 1,76$	$+0,97$	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1971	»
	$0,00 \pm 1,01$	$0,00$	$<8 \cdot 10^{-11}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	1972—1973	»
Среднее по всем остаткам сверхновых	$-0,07 \pm 0,29$	$-0,06 \pm 0,33$				

бликованные в литературе результаты других авторов приведены в табл. 7. Из рассмотрения этой таблицы можно сделать вполне определенный вывод, что с точностью до ошибки измерений ни один из остатков сверхновых не является источником γ-лучей сверхвысокой энергии. Следует отметить при этом, что ни в одном из исследованных остатков сверхновых, кроме IC 443, пульсара обнаружено не было.

Сверхновые и новые. Согласно теории генерации космических лучей, развитой в [49], последние образуются во время вспышек сверхновых и, возможно, новых. Следует ожидать, что возникший при этом поток γ-квантов особенно велик на начальной стадии расширения оболочки, когда велики плотность вещества и излучения. Кроме того, в литературе высказывалось предположение, что во время взрыва сверхновых образуется пульсар с очень коротким периодом, который может быть источником очень жесткого излучения. Поэтому наблюдения сверхновых представляют особенно большой интерес. К сожалению, мы имеем возможность наблюдать,

Таблица 8

Объект	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений месяц, год	Литература
			Сверхновые и новые			
SN Цвики	$+5,1 \pm 2,0$	$+2,55$	$(4 \pm 1,6) \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{12}$	27.IV—V.1968	[25]
SN NGC 3811	$-0,06 \pm 1,7$	$-0,04$	$<1,8 \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{11}$	16.III 1969	[25]
SN NGC 4472	$-0,22 \pm 0,42$	$-0,52$	$<3,7 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	12—17.VI 1969	[25]
SN M 63	$+1,1 \pm 1,9$	$+0,58$	$<1,4 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	VI.1971	Наст. работа
N Lyn	$-1,5 \pm 1,9$	$-0,79$	$<9,6 \cdot 10^{-11}$	$2,7 \cdot 10^{12}$	1972	То же
Средние значения	$-0,02 \pm 0,38$	$+0,35 \pm \pm 0,53$				
			Магнитопеременные			
HD 71866	$-0,4 \pm 1,0$	$-0,40$	$<9 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	III.1969	[25]
	$-3,6 \pm 2,2$	$-1,64$	$<6 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	I.1964—IV.1965	[43]
58 Cam	$+5,9 \pm 8,3$	$+0,71$	$<1,4 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	1964—1965	[50]
	$-1,7 \pm 1,2$	$-1,42$	$<4,5 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	III.1969	[25]
Средние значения	$-1,17 \pm 0,72$	$-0,88 \pm \pm 0,41$				

как правило, лишь вспышки в далеких галактиках. Ожидаемые потоки γ-квантов в этом случае очень малы.

На установке Крымской астрофизической обсерватории АН СССР наблюдалась одна сверхновая в галактике M 63 в 1971 г. и одна новая — N Lyn в 1972 г. Для обоих объектов не найдено статистически значимых потоков. Верхние пределы энерговыделения в виде γ-квантов с $E > 2 \times \times 10^{12}$ *эв* соответственно равны 10^{41} *эрг/сек* для SN в M 63 и $5 \cdot 10^{34}$ *эрг/сек* для N Lyn.

Результаты наблюдений приведены в табл. 8 (так же как и результаты наблюдений трех сверхновых, опубликованные в [25]). Для одной из сверхновых — SN Цвикки 1968 г.— получен эффект в $2,5\sigma$, но, по мнению авторов, такое превышение над фоном нельзя считать статистически значимым.

Рентгеновские источники это объекты, которые испускают электромагнитное излучение, по своей жесткости вплотную примыкающее к γ-излучению. Пока что только один из рентгеновских объектов — Крабовидная туманность с пульсаром NP 0532 — может считаться источником γ-излучения в широком диапазоне энергий квантов: от 10^6 до 10^{11} *эв*. Однако, поскольку в Крабовидной туманности находится пульсар, трудно говорить о том, что определяет испускание γ-квантов: наличие пульсара, или сама туманность, или то и другое.

Всего нами было изучено четыре рентгеновских источника. От одного из них — Cyg X-3, как уже ранее нами сообщалось [9], был обнаружен поток γ-квантов после вспышки радиоизлучения 2.IX 1972 г. Остальные рентгеновские источники, в том числе и Cyg X-1, не показали статистически значимого потока. Рентгеновские источники наблюдались и другими авторами. Все эти результаты, кроме данных наблюдений за 8 и 9.IX 1972 г. объекта Cyg X-3, представлены в табл. 9.

Сечения галактической плоскости. Большое число объектов, являющихся вероятными кандидатами в источники γ-излучения, как-то: пульсары, рентгеновские источники, остатки сверхновых — сильно сконцен-

Таблица 9

Объект	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетич. порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
Cyg X-1	$-0,08 \pm 0,80$	$-0,10$	$<7,5 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	IX.1968 и VI.1969	[25]
	$+0,49 \pm 1,02$	$+0,48$	$<6,3 \cdot 10^{-11}$	$8,8 \cdot 10^{11}$	III—IV. 1971	[32]
	$-3,3 \pm 5,0$	$-0,66$	$<2,3 \cdot 10^{-11}$	$5,1 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[22]
	$+0,25 \pm 0,93$	$+0,27$	$<12 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	IX.1968—XII.1968	[35]
	$-3,1 \pm 1,6$	$-1,94$	$<1,1 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа
	$-1,1 \pm 0,7$	$-1,56$	$<4,2 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	1971	То же
	$-0,3 \pm 2,2$	$-0,14$	$<1,9 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	»
Средние значения	$-0,47 \pm 0,40$	$-1,20$				
Cyg X-2	$-1,4 \pm 2,0$	$-0,70$	$<1,6 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	Наст. работа
Cyg X-3	$0,0 \pm 1,4$	$0,0$	$<1,1 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	То же
Cyg X-4	$-0,8 \pm 2,0$	$-0,40$	$<1,6 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	»
Sco X-1	$-0,2 \pm 1,3$	$-0,15$	$<0,9 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{11}$	III—VI. 1969	[22]
Leo X-1	$+1,0 \pm 3,8$	$+0,34$	$<1,7 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[32]
Средние значения	$-0,45 \pm 0,35$	$-0,38 \pm 0,20$				

Примечание. Для объекта Cyg X-3 исключены данные за 8—9.IX 1972 г.

трировано к галактической плоскости. Этот факт, а также то обстоятельство, что излучение γ-квантов с энергией 10^8 *эв*, как показали последние измерения [51], идет от очень узкой области около галактического экватора, стимулировали проведение сканов через галактическую плоскость. В [52] нами приводились результаты наблюдений (в 1970 г.) галактической плоскости в рукаве Лебедя при галактической долготе $l = 74°$. Было показано, что с большой степенью достоверности регистрируется поток γ-излучения из области галактического экватора. Однако наблюдения в 1971 г. не показали потока γ-квантов сверхвысокой энергии, что тем самым исключило объяснение результатов 1970 г. как излучения всего галактического диска. В дальнейшем сканирования галактической плоскости в области рукавов Лебедя, Щита, Кассиопеи и в направлении на антицентр продолжались вплоть до 1973 г. Результаты всех наблюдений приведены в табл. 10. Следует отметить, что величина эффекта от галактической плоскости при $\delta = +35°$, приведенная в табл. 10, несколько отличается от приведенной нами ранее [52] величины $3,7\sigma$. Это связано с тем, что отбор сканов, проведенный по методу, описанному в предыдущем разделе, несколько отличается от отбора, проводившегося ранее. Тем не менее новое значение величины эффекта (2,9%) отличается от прежнего (4,3%) примерно на статистическую ошибку.

Во всех остальных случаях (сюда мы не включили результаты, полученные при сканировании вдоль галактической плоскости при $\delta = 62°$) статистически значимого потока от галактической плоскости не обнаружено. Более того, бóльшая часть эффектов имеет отрицательный знак, хотя статистически этот факт нельзя считать достоверным. В той же табл. 10 приведены результаты сканирований галактической плоскости, полученные в Смитсонианской обсерватории [53], которые также не показали статистически значимого потока.

Таблица 10

Объект	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
ГАЦ δ = 29°	−1,2±0,7	−1,71	$<6,6 \cdot 10^{-11}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	1970—1971	Наст. работа
δ = 57°07′	−0,7±1,2	−0,58	$<8,6 \cdot 10^{-11}$	$2,7 \cdot 10^{12}$	1972	То же
δ = 54°23′	+0,1±1,3	+0,08	$<2,4 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1969	»
δ = 41°20′	−0,6±1,2	−0,50	$<1,6 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	»
δ = 38°20′	−1,7±1,5	−1,13	$<1,5 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	»
δ = 35°20′	−0,6±0,5	−1,20	$<3,0 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	1971	»
δ = +1°30′	−1,0±1,3	−0,77	$<5,3 \cdot 10^{-11}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	1972	»
−15° < δ < −9°	—	—	$<9 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{11}$	1968—1969	[25]
Sgr A	−1,14±0,76	−1,50	$<4,6 \cdot 10^{-12}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	1968—1969	[25]
−31° < δ < −17°	—	—	$<1,5 \cdot 10^{-11}$	$2,8 \cdot 10^{12}$	1968—1969	[25]
δ = 35°20′	+2,9±1,1	+2,54	$<7,9 \cdot 10^{-11}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа
	+1,1±1,6	+0,69	$<1,4 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	1972	То же
δ = 35°	—	—	$<1,3 \cdot 10^{-10}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	IX.1971	[53]
	—	—	$<2,1 \cdot 10^{-11}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	IX.1971	[53]
Средние значения	−0,53±0,29	−0,75±0,22				

Источники γ-квантов с энергией 10^8 *эв*. Безусловно, наиболее естественной при поисках локальных источников γ-излучения сверхвысокой энергии была бы попытка обнаружить излучение от точечных источников γ-квантов с энергией 10^8 *эв*. Однако до последнего времени не было сколько-нибудь надежных данных о локальных источниках γ-квантов этой энергии.

Нами наблюдались четыре вероятных источника γ-квантов с энергией 10^8 *эв*. Результаты наблюдений представлены в табл. 11. Объект, обозначенный нами как GRS 0515 + 01, дал довольно большое отклонение от фона. Как будет показано ниже, этот объект с большой степенью вероятности является источником γ-излучения сверхвысокой энергии. Следует, однако, отметить, что превышение скорости счета над фоном наблюдается на расстоянии 11^m по прямому восхождению от места на небесной сфере, указанного автором [54]. Ошибки в определении координат источников γ-квантов в области 10^8 *эв* примерно той же величины. В этой же таблице помещены данные об обнаруженных по наблюдениям 1971—1972 гг. вероятных потоках γ-квантов в созвездии Кассиопея, полученные при сканировании вдоль галактической плоскости со склонением δ = 62°. Результаты 1971 г. опубликованы в [14]. В направлении, соответствующем вероятному потоку γ-квантов, нами не было найдено объектов типа пульсаров, рентгеновских, радиоизлучающих, инфракрасных или переменных звезд. Поэтому упомянутые источники γ-излучения с энергией 10^{12} *эв* нельзя отнести к уже известным типам объектов.

Внегалактические объекты. Они находятся от нас на очень больших расстояниях по сравнению с галактическими, а нижний предел потока энергии, который еще можно обнаружить методом регистрации черенковских вспышек от γ-квантов с энергией 10^{11}—10^{12} *эв*, равен 10^{-10}—10^{-11} *эрг* × × $см^{-2} \cdot сек^{-1}$. Поэтому обнаружить на Земле поток γ-квантов такой энер-

Таблица 11

Объект или координаты	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
Lib γ-1	—	—	$<4{,}8 \cdot 10^{-11}$	$1{,}2 \cdot 10^{12}$	IV—V.1973	[55]
$l = 352°, b = 16°$	—	—	$<5{,}1 \cdot 10^{-11}$	$1{,}2 \cdot 10^{12}$	IV—V.1973	[55]
Sgr γ-1	—	—	$<1{,}5 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{12}$	IV—V.1973	[55]
Per γ-1	$-0{,}2 \pm 1{,}0$	$-0{,}20$	$<1{,}9 \cdot 10^{-10}$	$1{,}8 \cdot 10^{12}$	1972	Наст. работа
GRS 0515+01	$+16{,}0 \pm 4{,}5$	$+3{,}56$	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$	$2{,}7 \cdot 10^{12}$	1972	То же
GRS 0752+25	$-2{,}2 \pm 1{,}2$	$-1{,}83$	$<1{,}1 \cdot 10^{-10}$	$1{,}9 \cdot 10^{12}$	1972	»
GRS 0801+25	$+3{,}1 \pm 1{,}2$	$+2{,}58$	$<2{,}9 \cdot 10^{-10}$	$1{,}9 \cdot 10^{12}$	1972	»
GRS 1218+42	$-1{,}2 \pm 1{,}8$	$-0{,}67$	$<1{,}2 \cdot 10^{-10}$	$1{,}8 \cdot 10^{12}$	1973	»
Cas γ-1	$+4{,}8 \pm 1{,}8$	$+2{,}71$	$1{,}1 \cdot 10^{-10}$	$2{,}3 \cdot 10^{12}$	1971	»
Cas γ-1	$+3{,}26 \pm 1{,}02$	$+3{,}19$	$8 \cdot 10^{-11}$	$2{,}2 \cdot 10^{12}$	1972—1973	»
Cas γ-2	$+0{,}79 + 1{,}76$	$+0{,}45$	$<1{,}2 \cdot 10^{-10}$	$2{,}3 \cdot 10^{12}$	1971	»
Cas γ-2	$+4{,}05 \pm 1{,}31$	$+3{,}09$	$9{,}5 \cdot 10^{-11}$	$2{,}2 \cdot 10^{12}$	1972—1973	»
Средние по всем, кроме Cas γ-1 и Cas γ-2	$+0{,}72 \pm 0{,}62$	$+1{,}32 \pm 0{,}90$				

гии от внегалактического объекта можно только в том случае, если излучение в этой области энергий сравнимо (по порядку величины) с потоками в видимой или рентгеновской области. Говоря иначе, подозреваемый объект должен содержать большое количество частиц высокой энергии. Объектами такого типа являются в первую очередь квазары. Однако необходимо учитывать, что на очень больших расстояниях начинает играть роль поглощение γ-квантов за счет взаимодействия с фотонами оптического диапазона [55].

Результаты наблюдений пяти квазаров, проведенные в КАО, приведены в табл. 12. Обращает на себя внимание тот факт, что в некоторых случаях получены довольно большие положительные эффекты. Аналогичный результат найден ранее ирландской группой физиков [43]. Результаты этой работы также представлены в табл. 12. Суммарный эффект от пяти квазаров составил $+3{,}0 \pm 1{,}0\%$ от фона космических лучей для энергии $5 \cdot 10^{12}$ *эв*. Все пять квазаров дали положительный эффект. Эти наблюдения были проведены в 1964 г.

В 1968—1969 гг. группа американских физиков провела наблюдения четырех квазаров методом сканирования при пороговой энергии $2 \cdot 10^{11}$ *эв* [25]. Вновь все четыре квазара, как это видно из табл. 12, дали положительный эффект. В дальнейшем, однако, картина усложнилась. Были подробно исследованы близкие к нам квазары: 3C 273 [32] и 3C 48 [32]. Наблюдения с хорошей точностью не показали статистически значимого потока γ-квантов.

Таким образом, пока еще мы не можем определенно говорить, что квазары являются источниками γ-лучей сверхвысоких энергий. Из анализа, проведенного в следующем разделе, можно оценить достоверность этого вывода.

Сейфертовские галактики и другие объекты. Большой интерес представляло изучение объектов *типа BL Lac*. Отсутствие линий, степенной спектр излучения, быстрые изменения блеска этих объектов заставляют предполагать наличие в них большого числа частиц высокой энергии.

Таблица 12

Объект	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
3C 48	+0,54±0,65	+0,83	$<9 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	IX—X.1968	[32]
	+4,2±4,5	+0,93	$<3,3 \cdot 10^{-11}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	1964—1965	[43]
	−1,00±0,70	−1,43	$<9,6 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	1970—1971	Наст. работа
Средние значения	−0,12±0,47	−0,26				
3C 273	+0,63±0,70	+0,90	—	$2,3 \cdot 10^{11}$	III—V.1969	[32]
	−0,42±0,31	−1,36	$<0,39 \cdot 10^{-10}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	IV—VI.1970	[32]
	+0,30±4,60	+0,06	$<8,7 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{13}$	1964—1965	[43]
	−1,7±1,4	−1,2	$<3 \cdot 10^{-11}$	$2,6 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]
	+0,3±5,6	+0,05	$<3 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{12}$	I—IV.1964	[43]
Средние значения	−0,30±0,28	−1,08				
3C 147	+3,9±1,6	+2,44	$<6,5 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	1964—1965	[43]
9C 196	+1,9±1,7	+1,12	$<7,3 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{12}$	1964—1965	[43]
3C 286	+3,5±2,7	+1,30	$<6,0 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	1964—1965	[43]
3C 345	+0,15±0,62	+0,24	$<9 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	IV—V.1969	[32]
	−3,4±2,6	−1,31	$<6,4 \cdot 10^{-11}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]
3C 446	+0,49±1,60	+0,31	$<5,1 \cdot 10^{-10}$	$2,9 \cdot 10^{11}$	X.1968	[35]
3C 245	−0,1±3,5	−0,03	$<1,7 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[35]
4C 33.03	+0,86±0,70	+1,23	$<9,6 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	1970—1971	Наст. работа
PKS 1252+11	+2,6±1,1	+2,36	$<7,4 \cdot 10^{-11}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1970—1971	То же
PKS 1633+26	−2,8±1,5	−1,87	$<1,4 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	1971	»
Ton 256	+2,34±1,17	+2,00	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	1971	»
Средние значения	+0,06±0,20	+0,47±0,37				

Кроме собственно BL Lac, нами исследовался объект OJ 287. Статистически достоверного значения потока от этих объектов не получено. Результаты измерений приведены в табл. 13. Такой же результат был получен для BL Lac американской группой физиков для энергии $> 10^{11}$ *эв*. В той же таблице представлены данные и *по сейфертовским галактикам* 3C 120, NGC 1275 и NGC 1068. Ни одно измерение не дало статистически значимого потока.

Хотя *радиогалактики* уже исследовались ранее многими авторами (табл. 14), нами были проведены в течение 1971—1972 гг. наблюдения радиогалактики с выбросом M 87. Потока γ-лучей от этой галактики обнаружить не удалось. Хотелось бы тем не менее отметить, что другие радиогалактики, особенно 3C 371, в ряде измерений показали довольно значительный положительный эффект. Однако статистическая достоверность полученных результатов не дает возможности утверждать, что радиогалактики являются источниками γ-лучей сверхвысоких энергий.

Хотя *магнитопеременные звезды* и *скопления галактик* в КАО АН СССР не наблюдались, нам кажется целесообразным представить результаты наб-

Таблица 13

Объект	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
NGC 1275	$-1,8 \pm 2,3$	$-0,78$	$<6 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{12}$	1962	[17]
	$-1,25 \pm 0,87$	$-1,44$	$<4,2 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	IX—X.1968	[32]
NGC 1068 (3C 71)	$+0,83 \pm 0,83$	$+1,00$	$<3,4 \cdot 10^{-10}$	$2,9 \cdot 10^{11}$	X—XI.1968	[32]
3C 120	$+0,20 + 0,36$	$+0,56$	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	X.1971—I.1972	[15]
	$-1,5 \pm 4,8$	$-0,31$	$<3,2 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа
BL Lac	$+0,22 + 0,57$	$+0,39$	$<2,2 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	X.1971—XI.1971	[15]
	$-0,8 \pm 1,1$	$-0,73$	$<1,1 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	1970—1971	Наст. работа
OJ 287	$+2,02 \pm 1,16$	$+1,74$	$<1,8 \cdot 10^{-10}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	1972—1973	То же
Средние значения	$+0,14 \pm 0,25$	$+0,33 \pm 0,51$				

людений этих объектов другими авторами. Магнитопеременные звезды уже давно [56] рассматривались как объекты, на которых могут генерироваться космические лучи. В последнее время появилась на эту тему еще одна публикация [57]. Результаты наблюдений, как это видно из табл. 8, пока дали лишь верхний предел для потоков γ-лучей.

Скопления галактик исследовались группой ФИАН [17] еще в 1962 г. В США в Смитсонианской обсерватории также проводились аналогичные наблюдения [25]. В последнее время выяснилось, что скопления галактик могут быть источниками диффузного рентгеновского излучения. Можно полагать, что в межгалактическом пространстве имеются электроны высокой энергии. Однако попытки обнаружить поток γ-квантов от скоплений галактик пока оказались безуспешными. Верхние пределы потоков представлены в табл. 15.

4. Частотное распределение эффектов и основные выводы

Из предыдущего раздела видно, что накоплен очень большой материал наблюдений. В этих условиях важно правильно оценивать вероятность случайного отклонения при определении достоверности обнаруживаемых источников. С этой целью было построено распределение амплитуд эффектов для различных объектов в относительных единицах, а именно, определялось отношение амплитуды эффекта к ошибке измерений.

На рис. 8 изображена гистограмма распределения отношений δ/σ, где δ — величина эффекта в %, а σ — статистическая ошибка измерений, проведенных в КАО АН СССР. Там же приведена кривая Гаусса, нормированная по четырем наиболее полно представленным интервалам отношений δ/σ. Из сопоставления кривой с полученной гистограммой можно сделать выводы:

1) экспериментально полученное распределение хорошо согласуется с кривой Гаусса, если не считать области больших положительных отклонений;

2) в отрицательном крыле распределения не наблюдается отклонений, бо́льших по модулю, чем $2,7\sigma$.

Таблица 14

Объект	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
M87 (Дева А)	$+0,3 \pm 0,9$	$+0,33$	$<3 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{12}$	1961—1962	[17]
	$-0,47 \pm 0,37$	$-1,30$	$<1,5 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	II—IV.1969	[25]
	$+0,21 \pm 0,24$	$+0,88$	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	III—VI.1970	[32]
	$-1,18 \pm 0,63$	$-1,87$	—	$1,6 \cdot 10^{11}$	II—IV.1972	[15]
	$-1,0 \pm 0,8$	$-1,25$	$<2,2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[22]
	$-3,6 \pm 1,6$	$-2,25$	$<5,2 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{12}$	1966—1967	[20]
	$+4,4 \pm 4,4$	$+1,00$	$<5,3 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1970	Наст. работа
	$-0,5 \pm 0,9$	$-0,56$	$<3,0 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	1971	То же
Средние значения	$-0,06 \pm 0,14$	$-0,40$				
M 82(3C 231)	$+0,60 \pm 0,45$	$+1,33$	$<1,6 \cdot 10^{-10}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	III—V.1969	[25]
	$-2,00 \pm 1,06$	$-1,89$	$<10^{-11}$	$4,2 \cdot 10^{12}$	XI.1967—V.1968	[22]
	$+0,10 \pm 0,25$	$+0,40$	$<7,1 \cdot 10^{-11}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	1969—1970	[56]
Средние значения	$+0,13 \pm 0,21$	$+0,61$				
3C 371	$+1,9 \pm 0,9$	$+2,11$	$<4,4 \cdot 10^{-10}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	V—VI.1969	[25]
Cyg A (3C 405)	$+0,95 \pm 0,26$	$+3,65$	$<0,9 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{12}$	1960—1963	[17]
	$-0,12 \pm 0,77$	$-0,16$	$<7,5 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	VI.1969	[25]
	$-0,30 \pm 0,46$	$-0,65$	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{11}$	1969—1970	[56]
Средние значения	$+0,59 \pm 0,22$	$+2,7$				
3C 219	$+2,2 \pm 2,1$	$+1,04$	—	$2,5 \cdot 10^{12}$	1966—1967	[20]
3C 295	$+2,9 \pm 1,7$	$+1,71$	$(5,8 \pm 3,4) \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{12}$	1966—1967	[20]
Общее среднее	$+0,17 \pm 0,10$	$+1,29 \pm 0,42$				

Таблица 15

Скопления	Величина эффекта δ, %	Отношение эффект/ошибка, δ/σ	Верхний предел потока, $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Энергетический порог, *эв*	Время наблюдений, месяц, год	Литература
Волосы Вероники	$+1,5 \pm 3,4$	$+0,44$	$<1,2 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{12}$	1962	[17]
	$-0,3 \pm 1,6$	$-0,19$	$<2 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	III—IV.1969	[25]
Скопление в Большой Медведице	$-5,0 \pm 2,9$	$-1,73$	$<10^{-10}$	$5 \cdot 10^{12}$	1962	[17]
Скопление в Северной Короне	$+3,3 \pm 2,1$	$+1,57$	$<7 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{12}$	1962	[17]
Скопление в Волопасе	$+2,4 \pm 6,5$	$+0,35$	$<2,5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{12}$	1962	[17]
Средние значения	$+0,26 \pm 1,09$	$+0,09 \pm 0,48$				

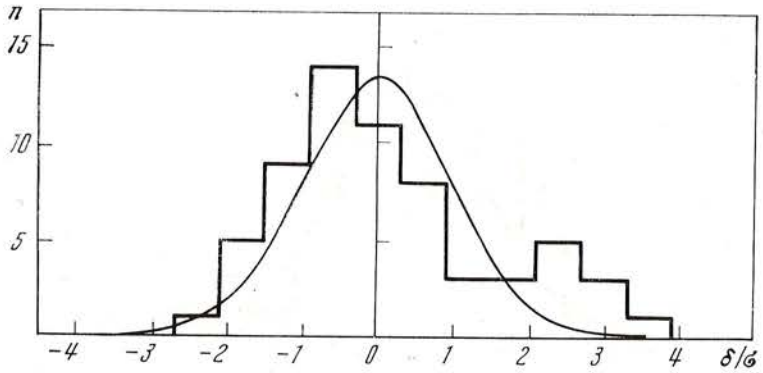


Рис. 8. Частотное распределение величины δ/σ, построенное по измерениям на установке КАО АН СССР

n — число измерений

Отсюда следует: все отклонения больше $+2{,}7\sigma$ и, по крайней мере, часть отклонений больше $+2{,}1\sigma$ свидетельствуют о наличии в числе наблюденных объектов источников γ-лучей (в этот материал не вошли данные наблюдений рентгеновского источника Cyg X-3).

В табл. 16 приведен список объектов, результаты наблюдений которых дали значение $\delta/\sigma > 2{,}1$.

Аналогичное распределение было построено и по данным американской группы авторов. В это и в последующее распределение не включены данные по наблюдениям периодической составляющей излучения из-за их несопоставимости.

Сопоставление кривой Гаусса с экспериментальными данными проведено точно таким же образом, как и с данными КАО. Как видно из рис. 9, на котором приведены результаты наблюдений на Смитсонианской обсерватории в США, характер распределения такой же, как и по данным КАО, и выводы, естественно, те же. Список объектов, которые с определенной степенью вероятности могли бы считаться источниками γ-лучей сверхвысокой энергии, представлен в табл. 16.

Чтобы судить о том, с какой степеною надежности можно считать приведенные в табл. 16 объекты источниками γ-лучей, была оценена вероят-

Таблица 16

Данные КАО АН СССР			Данные Смитсонианской обсерватории в США			Данные других авторов		
Объект	δ/σ	Литература	Объект	δ/σ	Литература	Объект	δ/σ	Литература
Пульсар CP 1133	2,1	Наст. работа	Радиогалактика 3C 371	2,1	[25]	Квазар 3C 147	2,4	[43]
Пульсар CP 1133	2,3	[12]	Пульсар NP 0532	2,4	[32]	Пульсар NP 0532	2,9	[19]
Квазар PKS 1252 +11	2,4	Наст. работа	SN Цвикки	2,5	[25]	Пульсар HP 1508	3,0	[40]
Галактическая плоскость $\delta=35°20'$	2,5	То же	Пульсар NP 0532	3,1	[15]	Пульсар CP 1133	3,2	[21]
GRS 0801+25	2,6	»	Пульсар NP 0532	5,1	[15]	Радиогалактика Cyg A	3,6	[17]
Cas γ-1	2,7	»						
Cas γ-2	3,1	»						
Cas γ-1	3,2	»						
GRS 0515+01	3,6	»						

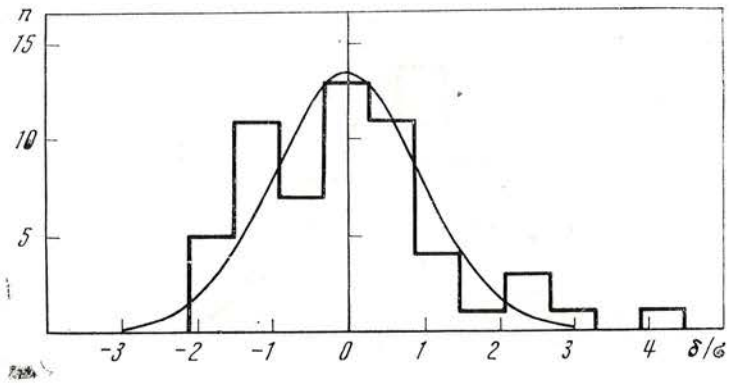


Рис. 9. То же самое, что и на рис. 8, но для данных Смитсонианской обсерватории

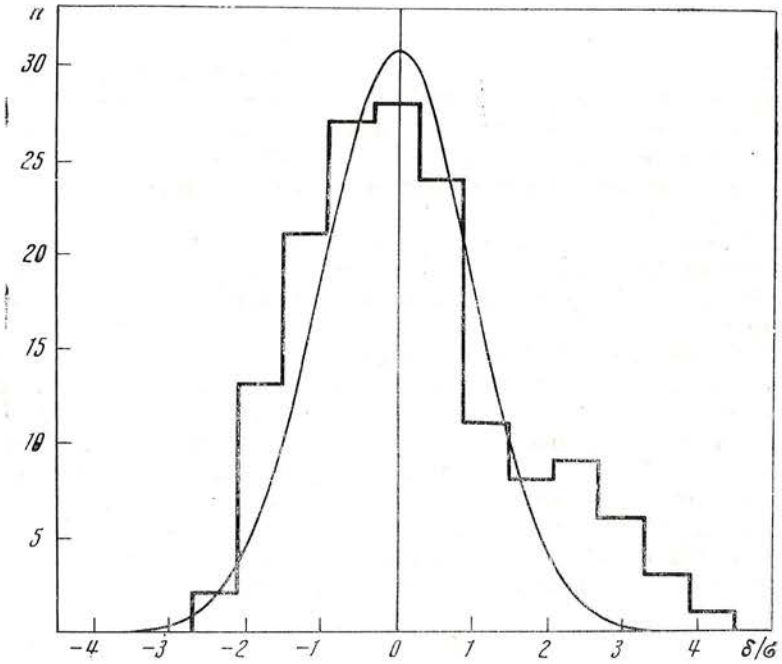


Рис. 10. То же самое, что и на рис. 8, для всех имевшихся в распоряжении данных

ность того, что наблюденное количество объектов случайно может оказаться в интервале $\delta/\sigma = 2{,}1 \div 2{,}7$. Для распределения, полученного в результате наблюдений в КАО, эта вероятность равна $4 \cdot 10^{-3}$, для распределения Смитсонианской обсерватории (три измерения) — 0,08.

Аналогичная вероятность для измерений, давших отклонения в интервале 2,7—3,3, равна: для данных КАО (три измерения) — $3{,}6 \cdot 10^{-3}$, для данных Смитсонианской обсерватории (одно измерение) около 30%. Вероятность «случайного появления» источника с $\delta/\sigma = 3{,}6$ (объект GRS 0515+01 — данные КАО) равна 10^{-2}, а с $\delta/\sigma = 4{,}0$ (NP 0532 — данные Смитсониа нской обсерватории) $1{,}5 \cdot 10^{-3}$.

И наконец, по всем опубликованным в литературе данным совместно с результатами, полученными в КАО АН СССР, было составлено распределение отношения δ/σ. Оно включило в себя 151 независимое измерение. Это распределение показано на рис. 10. Сюда вошли измерения, проведенные группой ФИАН, ирландской группой и другими,— всего 30 измерений. И вновь видно, что если отрицательная ветвь кривой Гаусса удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, то в положитель-

ной ветви распределения четко заметно наличие избытка. Вероятность случайного отклонения распределения от теоретического (т. е. гауссового) равна соответственно $2{,}4\cdot10^{-4}$ для интервала $\delta/\sigma = 2{,}1 \div 2{,}7$; $1{,}4\cdot10^{-5}$ для интервала $2{,}7 \div 3{,}3$ и $4\cdot10^{-6}$ для интервала $> 3{,}3$.

Таким образом при отсутствии источников только три измерения могли дать значения $\delta/\sigma > 2{,}1$. На самом деле таких измерений оказалось 19. Отсюда мы можем уверенно заключить, что бо́льшая часть приведенных в табл. 16 измерений свидетельствует о наличии потоков γ-квантов.

Из рассмотрения табл. 16 видно, что два типа объектов можно уверенно считать источниками γ-лучей сверхвысокой энергии — это пульсары и источники γ-излучения в области 10^8 *эв*. Кроме того, существует группа источников, не отождествленных с каким-либо объектом,— это источники Cas γ-1 и Cas γ-2. Из этих двух источников наиболее уверенно эффект получился в направлении на Cas γ-1.

Следует отметить, что в табл. 16 не приведены (в основном из-за отсутствия соответствующего критерия надежности) результаты, полученные при наблюдении периодической составляющей γ-излучения от пульсаров.

Менее уверенно можно говорить о том, что радиогалактики являются источниками γ-лучей. В табл. 16 вошли результаты измерений двух радиогалактик: Cyg A и 3C 371. Также неуверенно можно говорить и о квазарах как об объектах, излучающих γ-лучи сверхвысокой энергии. В числе вероятных источников два квазара: 3C 147 и PKS 1252 + 11.

Рентгеновские источники не вошли в табл. 16, однако, как уже сообщалось ранее, объект Cyg X-3 можно уверенно считать источником γ-излучения сверхвысокой энергии. Дальнейший прогресс γ-астрономии сверхвысоких энергий, по-видимому, будет связан с применением новой аппаратуры, которая позволит отделить γ-кванты от протонов и тем самым существенно повысить чувствительность измерений.

Авторы считают своим долгом выразить искреннюю признательность А. Б. Северному и Н. В. Стешенко за постоянную поддержку и интерес к работе. Авторы также благодарят Н. В. Бенюх за большой объем проделанной работы по обработке материала.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *G. M. Clark, G. P. Garmire, W. L. Kraushaar.* Sympos. IAU N 37. Non-solar X-ray and gamma-ray astronomy, 1970, p. 269.
2. *W. N. Johnson*, III, *R. C. Haymes.* Astrophys. J., 1973, **184**, 103.
3. *W. N. Johnson*, III, *F. R. Harnden, R. C. Haymes.* Astrophys. J. Lett., 1972, **172**, L 1.
4. *H. F. Helmken, J. A. Hoffman.* Nature, Phys. Sci., 1973, **243**, N 123, 6.
5. *P. Albats, G. M. Frye, A. D. Zych, O. B. Mace, V. D. Hopper, J. A. Thomas.* Nature, 1972, **249**, 221.
6. *P. Parlier, B. Arginer, M. Forichon, J. P. Leray, G. Boella, L. Maraschi, R. Buccheri, N. R. Robba, L. Searsi.* Nature, Phys. Sci., 1973, 242, N 121, 117.
7. *R. E. Baker, R. R. Lovett, K. J. Oxford, D. Ramsden.* Nature, Phys. Sci., 1973, **245**, 18.
8. *С. А. Волобуев, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, Ю. В. Озеров.* Изв АН СССР, серия физ., 1971, **35**, 2463.
9. *B. M. Vladimirsky, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.* 13th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1. Denver, 1973, p. 463.
10. *E. L. Chupp, D. J. Forrest.* Nature, 1972, **241**, N 5388, 333.
11. *Wn. A. Wheaton, M. P. Ulmer, W. A. Baity, D. W. Datlowe, M. J. Elcan, L. E. Peterson, R. W. Klebesadel, I. B. Strong, T. L. Cline, U. D. Desai.* Astrophys. J. Lett., 1973, **185**, L 57.
12. *А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, И. В. Павлов, В. П. Фомин.* Астрон. цирк., № 512, 1969.
13. *Б. М. Владимирский, И. В. Павлов, А. А. Степанян, В. П. Фомин.* Астрон. ж., 1972, **49**, вып. 1, 3.
14. *A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky, V. P. Fomin.* Nature, Phys. Sci., 1972, **239**, 40.

15. *G. G. Fazio, H. F. Helmken, E. O'Mongain, T. C. Weekes.* Astrophys. J. Lett., 1972, **175**, L 117.
16. *W. Galbraith, J. V. Jelley.* Nature, 1953, **171**, 349.
17. *А. Е. Чудаков, В. Л. Дадыкин, В. И. Зацепин, Н. М. Нестерова.* Труды ФИАН, 1964, **26**, 118.
18. *J. V. Jelley, N. A. Porter.* Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1963, **4**, 275.
19. *D. J. Fegan, B. McBreen, E. P. O'Mongain, M. A. Porter, P. J. Slevin,* Nature, 1968, **220**, 565; Canad. J. Phys., 1968, **46**, S 433.
20. *H. S. Tornabene, F. J. Cusimano.* Canad. J. Phys., 1968, **46**, S 81.
21. *E. P. O'Mongain, N. A. Porter, J. White, D. J. Fegan, D. M. Jennings, B. G. Lawless.* Nature, 1968, **219**, 1348.
22. *G. G. Fazio, H. F. Helmken, G. H. Rieke, T. C. Weekes.* Astrophys. J. Lett., 1968, **154**, L 83.
23. *B. K. Chatterjee, G. T. Murthy, P. V. Ramana Murthy, B. V. Sreekantan, S. C. Tonwar.* Nature, 1970, **225**, 839.
24. *J. G. Ables, J. M. Durdin, A. G. Gregory, B. J. Stone.* Proc. Astrophys. Soc. Australia, 1969, **1**, 286.
25. *G. G. Fazio, H. F. Helmken, G. H. Rieke, T. C. Weekes.* Acta phys. Acad. sci. Hung., 1970, **29**, Suppl. 1, 115.
26. *J. E. Grindlay.* Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rept., 1971, N 334.
27. *J. E. Grindlay, R. H. Brown, J. Davis, L. R. Allen.* 13th Internat. Conf. on Cosmic Ray, v. 1. Denver, 1973, p. 439.
28. *А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, И. В. Павлов, В. П. Фомин.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, **43**, 42.
29. *А. А. Степанян, И. В. Павлов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, **43**, 37.
30. *В. И. Зацепин.* ЖЭТФ, 1964, **47**, вып. 8, 689.
31. *В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева.* Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
32. *T. C. Weekes, G. G. Fazio, H. F. Helmken, E. O'Mongain, G. H. Rieke.* Astrophys. J., 1972, **174**, 165.
33. *J. E. Grindlay.* Nuovo cimento, 1971, **2B**, 119.
34. *А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, И. В. Павлов, В. П. Фомин.* Изв. АН СССР, серия физ., 1971, **36**, 2458.
35. *G. H. Rieke.* Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rept, 1969, N 301.
36. *В. И. Гольданский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий.* Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959.
37. *J. E. Gunn, J. P. Ostriker.* Phys. Rev. Lett., 1968, **22**, 728.
38. *W. N. Charman, J. V. Jelley, P. R. Orman, R. W. P. Drever, B. McBreen.* Nature, 1968, **220**, 565.
39. *W. N. Charman, R. W. P. Drever.* Nature, 1969, **224**, 567.
40. *B. McBreen, S. E. Ball, M. Campbell, K. Greisen, D. Koch.* Astrophys. J., 1973, **184**, 571.
41. *W. N. Charman, J. H. Fruin, J. V. Jelley, D. J. Fegan, D. M. Jennings, E. P. O'Mongain, N. A. Porter, G. M. White.* Proc. 11th Internat. Conf. on Cosmic Rays. Budapest, 1969, OG-10, p. 59.
42. *J. E. Grindlay, H. F. Helmken, T. C. Weekes, G. G. Fazio, F. Boley.* 13th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1. Denver, 1973, p. 36.
43. *C. D. Long. B. McBreen, N. A. Porter, T. C. Weekes.* Proc. 9th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1, London, 1965, p. 318.
44. *G. G. Fazio, D. R. Hearn, H. F. Helmken, G. H. Rieke, T. C. Weekes.* Proc. 11th Internat. Conf. on Cosmic Rays. Budapest, 1969, OG-12, p. 111.
45. *А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, И. В. Павлов, В. П. Фомин.* УФН, 1969, **99**, вып. 3, 523.
46. *Б. М. Владимирский, А. А. Степанян, В. П. Фомин.* Астрон. ж., 1973, **50**. 449.
47. *H. F. Helmken, T. C. Weekes, G. G. Fazio.* Proc. 13th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1. Denver, 1973, p. 48.
48. *G. S. Tsarevskij.* Astrophys. Lett., 1972, **10**, № 2, 71.
49. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский.* Происхождение космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
50. *J. H. Fruin, J. V. Jelley, C. D. Long, N. A. Porter, T. C. Weekes.* Phys. Lett., 1964, **10**, 176.
51. *D. A. Kniffen, R. C. Hartman, D. J. Thomson, C. E. Fichtel.* Astrophys. J. Lett., 1973, **186**, L 105.
52. *Б. М. Владимирский, И. В. Павлов, А. А. Степанян, В. П. Фомин.* Изв. АН СССР, серия физ., 1972, **36**, № 11, 2281.
53. *T. C. Weekes.* 13th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1. Denver, 1973, p. 446.
54. *G. M. Frye, P. A. Albats, A. D. Zych, J. A. Staib, V. H. Hopper, W. R. Rawlinson, J. A. Thomas.* 12th Internat. Conf. on Cosmic Rays. Hobart, 1971, OG-24.
55. *J. V. Jelley.* Phys. Rev. Lett., 1966, **16**, N 11, 479.
56. *Я. П. Терлецкий.* Труды III совещания по вопросам космогонии. М., Изд-во АН СССР, 1954, стр. 93.
57. *V. Schönfelder, J. Trumper.* Astrophys. Lett., 1972, **11**, 203.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

О ХАРАКТЕРЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА Cyg X-3 И ОБЪЕКТА Cas γ-1 В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ 10^{12} *эв*

В. П. Фомин, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян

В 1972—1973 гг. были продолжены наблюдения объектов Cas γ-1 и Cyg X-3 в энергетическом диапазоне 10^{12} *эв* на регистраторе черенковских вспышек широких атмосферных ливней. Подтверждена переменность потока γ-квантов от исследуемых объектов. В декабре 1972 г. зарегистрировано возрастание потока излучения в направлении на Cas γ-1, которое продолжалось не более месяца. Исследования, проведенные для Cyg X-3 с учетом периода, найденного в рентгеновском излучении, дали положительный результат. В максимуме величина потока равна $+6{,}3 \pm 1{,}9\%$. При расстоянии до Cyg X-3 10 *кпс* это соответствует среднему энерговыделению 10^{35} *эрг·сек*.

ON VARIABLE CHARACTER OF THE GAMMA-RAY EMISSION OF CYG X-3 AND CAS γ-1 IN ENERGY RANGE 10^{12} EV, by *V. P. Fomin, B. M. Vladimirsky, Yu. I. Neshpor, A. A. Stepanian.*— During 1972—1973 an observation of objects Cas γ-1 and Cyg X-3 in the energy region 10^{12} ev was continued by means of the ground-based atmospheric Cerenkov tehnique. The confirmation of the variability of these gamma-ray sources was obtained. In December 1972 the increase of emission flux was detected in the direction of Cas γ-1. The duration of this increase was not more than a month. A search for period of Cyg X-3, which was founded in X-rays, gave an affirmative result. The maximum value of flux is $+6{,}3\% \pm 1{,}9\%$. The average of this flux corresponds to an emission of 10^{35} erg·s^{-1}, if the distance to the Cyg X-3 is 10 kpc.

На установке Крымской астрофизической обсерватории АН СССР для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней в 1971—1972 гг. были обнаружены всплески потока γ-излучения в направлении на рентгеновский источник Cyg X-3 [1] и в созвездии Кассиопея в области с координатами $\alpha = 1^h 11^m \pm 6^m$, $\delta = 62° \pm 10'$ [2]. Энергетический порог установки для γ-квантов был равен $2 \cdot 10^{12}$ *эв*. В [3] сделан вывод о переменности источников γ-квантов сверхвысокой энергии. Почти одновременно появилось сообщение, подтверждающее этот вывод. Измерения, проводимые группой американских исследователей Смитсонианской обсерватории для пульсара NP 0532, показали, что через 60 дней после «звездотрясения» (spin-up) этого объекта наблюдается возрастание потока γ-квантов, продолжающееся приблизительно 60 дней [4]. Аппаратура, которая использовалась в этих измерениях, аналогична упомянутой. Подобные возрастания потока γ-квантов авторы [4] регистрировали три раза за период 1969—1972 гг. Ими был оценен эффект возрастания потока γ-квантов для суммы трех выделенных интервалов на уровне 5σ.

В КАО в период 1972—1973 гг. с целью дальнейшего исследования характера излучения в области сверхвысоких энергий были продолжены наблюдения объектов Cyg X-3 и Cas γ-1. В результате этих наблюдений снова подтверждена переменность источников γ-излучения, а по наблюдениям Cyg X-3 получены данные о характере его излучения.

1. Результаты наблюдений рентгеновского источника Cyg X-3

В последнее время рентгеновский источник Cyg X-3 привлекает к себе пристальное внимание исследователей. Прежде всего это связано с тем, что его излучение оказалось в высокой степени переменным. В сентябре 1972 г. были отмечены мощные вспышки в радиодиапазоне [5]. Светимость объекта в период радиовсплеска оценивается в 10^{35} *эрг·сек*$^{-1}$.

Детальные исследования, проведенные в рентгеновском диапазоне, обнаружили периодическую составляющую потока с периодом, равным 0,199667 $\pm$ 0,000014, и моментом минимума J.D. 2441508,99$\pm$0,01 [6]. Попытки обнаружить периодическую составляющую в других областях электромагнитного спектра пока увенчались успехом лишь в инфракрасной области.

Группа советских физиков Московского инженерно-физического института, проводившая наблюдения γ-квантов в области 10^8 *эв*, сообщает об обнаружении потока излучения на уровне 3σ в направлении на объект Cyg X-3 [7]. Эти измерения проводились с помощью искровой камеры, установленной на баллоне, который был запущен 12.X 1972 г. Диаграмма направленности такого типа детекторов довольно велика (4—5°), поэтому авторами [7] лишь предполагается связь обнаруженного потока с рентгеновским источником Cyg X-3.

За 1973 г. на регистраторе черенковских вспышек широких атмосферных ливней в КАО было проведено 67 сканирований (в 1972 г. их было проведено 26). Наблюдения 1973 г. велись, как и ранее, на двух независимых секциях установки методом сканирования. При этом исследуемый объект вначале проходил поле зрения первой секции, а затем через 12 *мин* — поле зрения второй секции. Такой метод наблюдений позволяет более эффективно выявлять те сканирования, в которых присутствуют метеоэффекты. Применяя способ отбора сканов, о котором подробно написано в [8], нами для дальнейшего анализа было отобрано 18 сканов 1972 г. и 36 сканов 1973 г.

Как уже говорилось, в 1972 г. в КАО был зарегистрирован всплеск потока излучения от объекта Cyg X-3. В связи с этим весь наблюдательный материал 1972—1973 гг. проанализирован с точки зрения переменности потока γ-квантов. Для этого были построены частотные распределения отношения амплитуды эффекта к ошибке измерения A/σ, которое было найдено в каждом скане. В [8] показано, что в случае отсутствия наблюдаемого потока γ-квантов величина A/σ подчиняется с большой степенью точности нормальному распределению со средним значением 0 и среднеквадратическим отклонением 1. На рис. 1 представлены распределения величины для первой и второй секций установки. Сплошной линией нанесены гауссовские кривые, которые нормированы по площади распределения. Как хорошо видно из рис. 1, для первой секции установки наблюдается заметное смещение среднего значения отношения A/σ в сторону положительных амплитуд. Согласно расчетам среднее значение $\overline{A/\sigma}$ равно $+0{,}34 \pm 0{,}17$, а среднеквадратическое отклонение этого отношения $1{,}28 \pm 0{,}31$. Для второй секции установки распределение в пределах ошибок измерения симметрично относительно 0.

Таким образом, можно заключить: первая секция установки, по-видимому, действительно регистрирует направленный поток γ-квантов, во второй же секции он по каким-то причинам не наблюдается. О возможной причине отсутствия наблюдаемого потока во второй секции будет сказано ниже.

Далее, пользуясь тем, что в рентгеновской области для Cyg X-3 обнаружен высокостабильный период потока излучения, мы провели анализ наблюдательных данных 1972—1973 гг. с учетом этого обстоятельства. В каждом скане была определена фаза периода в момент прохождения исследуемого объекта через поле зрения детектора, которая затем была на-

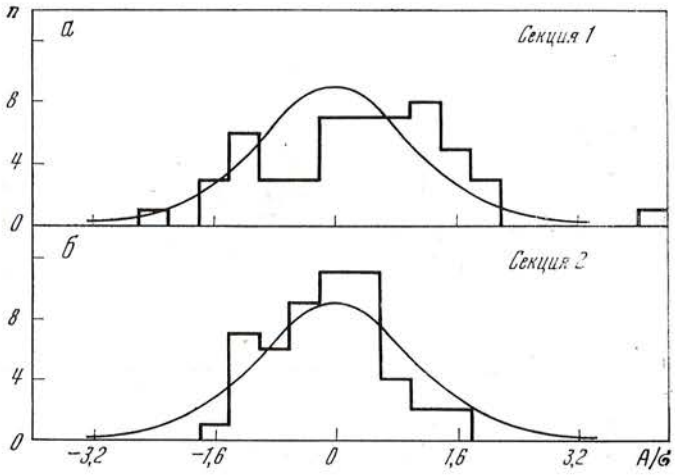
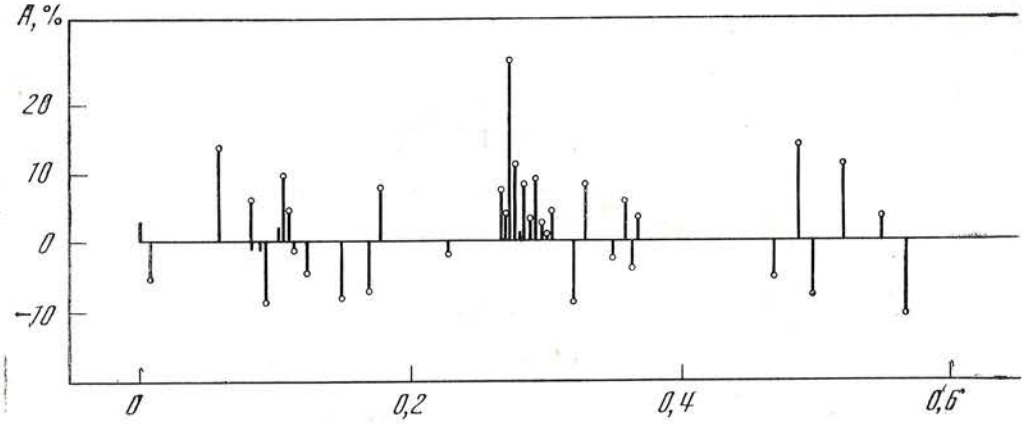


Рис. 1. Распределение амплитуды эффекта для первой (*а*) и второй (*б*) секций установки

A/σ — отношение амплитуды эффекта к среднеквадратическому отклонению, n — число событий в заданном интервале амплитуд эффектов

несена с соответствующей амплитудой эффекта на рис. 2. За нулевую фазу был принят минимум потока в рентгеновском периоде. Длина вертикальной линии на рис. 2 соответствует амплитуде эффекта. Как видно из графика, распределение эффектов по периоду получилось неравномерным. Это явилось следствием кратности исследуемого периода суткам и результатом того, что наблюдения начинались примерно в одно и то же время суток. При рассмотрении рис. 2 можно также заметить, что в окрестности фаз $0{,}300 \pm 0{,}025$ и $0{,}900 \pm 0{,}025$ имеется преобладание положительных амплитуд. Чтобы более детально рассмотреть это, весь период был разбит на 20 интервалов с длительностью каждого по 0,05 периода (для сравнения укажем, что время прохождения объекта через поле зрения детектора $\sim 0{,}03$ периода). Затем все амплитуды эффектов, входящих в один и тот же интервал фаз, были просуммированы с учетом их знака и статистического веса. Результат такого разбиения и последующего суммирования показан на рис. 3. В интервалах фаз $0{,}300 \pm 0{,}025$ и $0{,}900 \pm \pm 0{,}025$ появились внестатистические отклонения в сторону положительных значений на уровне 3,5 σ. Амплитуды отклонений равны $+6{,}7 \pm 1{,}9$ и $6{,}9 \pm 2{,}0\%$ соответственно. Оценка вероятности случайного отклонения на уровне $3{,}5\sigma$ в 2 из 11 интервалов, в которых были сделаны измерения, дает величину $1{,}5 \cdot 10^{-5}$. Аналогичный анализ, проведенный для второй секции установки, не дал статистически значимого результата.

Можно предположить, что результат, полученный на первой секции установки, не есть следствие периодичности потока излучения, а следствие наблюдательной селекции, т. е. был один или несколько продолжительных всплесков излучения, которые наблюдались в одни и те же интервалы фаз периода ($0{,}300 \pm 0{,}025$ и $0{,}900 \pm 0{,}25$). Чтобы исключить это предположение, мы проделали следующий анализ. Весь период наблюдений 1972—1973 гг. был разбит на интервалы времени, каждый из которых равен одному лунному месяцу. В каждом таком интервале были сосчитаны средняя амплитуда эффекта $\bar{A}$ от всех вошедших туда сканов и отношение φ_f времени наблюдения в интервалах фаз $0{,}300 \pm 0{,}025$ и $0{,}900 \pm 0{,}025$ к общему времени наблюдения объекта в течение данного месяца. В результате была найдена зависимость средней амплитуды эффекта от относительного времени наблюдения в выделенных интервалах фаз. На рис. 4 отчетливо видна корреляция между исследуемыми величинами $\bar{A}$ и φ_f, а именно, с ростом величины φ_f наблюдается увеличение средней ампли-



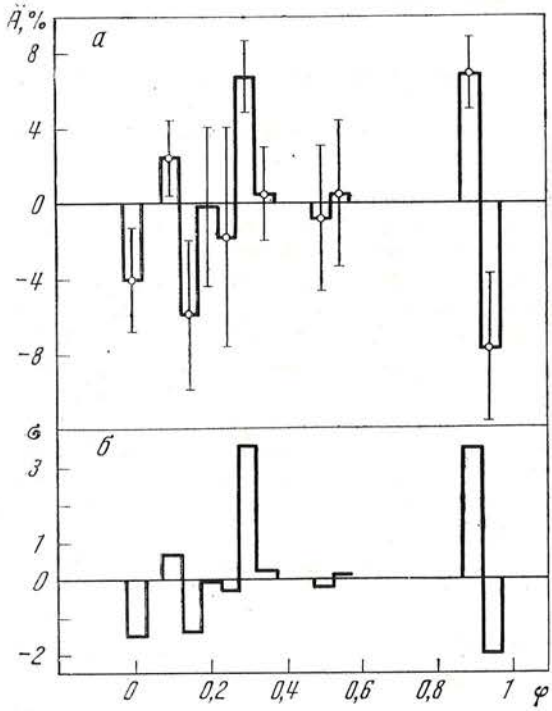


Рис. 3. Зависимость средней амплитуды эффекта $\bar{A}$ за интервал 0,05 периода от фазы

а — в процентах от фона заряженных частиц; *б* — в единицах отношения A/σ. $\bar{A}$ — средняя амплитуда эффекта, σ — среднеквадратическая ошибка измерения величины, φ — фаза

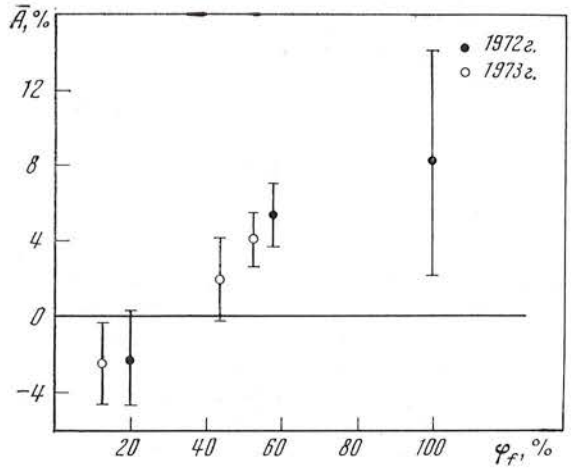


Рис. 4. Зависимость средней амплитуды эффекта за лунный месяц $\bar{A}$ от относительного времени наблюдения в фазовых интервалах $0{,}300 \pm 0{,}025$ и $0{,}900 \pm 0{,}025$

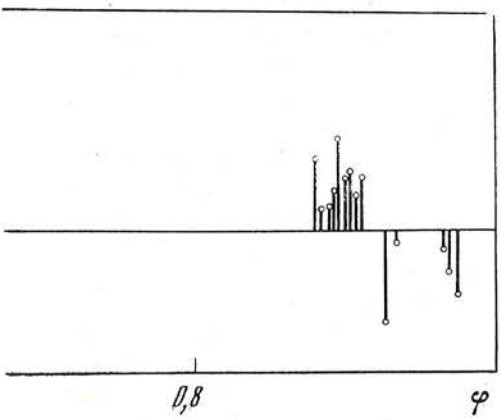


Рис. 2. Зависимость амплитуды эффекта от фазы

A — амплитуда эффекта, φ — фаза

туды эффекта $\bar{A}$. Такая закономерность исключает предположение о наблюдательной селекции. А поэтому делается вывод: в направлении рентгеновского источника Cyg X-3 первая секция установки регистрировала поток γ-квантов, который носит периодический характер.

Далее нами был построен временнóй ход скорости счета тех сканов, для которых исследуемый объект наблюдался в интервалах фаз $0{,}300 \pm 0{,}025$ и $0{,}900 \pm 0{,}025$ (рис. 5). Из рассмотрения временнóго хода скорости счета можно заключить, что имеются возрастания скорости счета для обеих фаз с достаточно четкими границами. Продолжительность времени возрастания в обоих случаях равна 8 *мин*, что соответствует времени прохождения точечного источника через поле зрения детекторов. Положения центров возрастания совпадают с направлением на рентгеновский источник Cyg X-3.

Все описанные операции были проделаны с данными второй секции установки, и был получен результат, в котором эффект не обнаружен. Можно предположить, что это является следствием большого различия в энергетических порогах обеих секций установки, во второй секции он в 1,5 раза выше.

Таким образом, несмотря на то, что во второй секции установки эффект от Cyg X-3 не наблюдается, возрастание скорости счета в первой секции установки и ее периодические изменения представляются реальными.

2. Результаты наблюдений γ-источника Cas γ-1

В 1972—1973 гг., как уже говорилось, были продолжены наблюдения предполагаемого источника γ-квантов Cas γ-1 с координатами $\alpha = 1^h11^m \pm 6^m$ и $\delta = 61°50'$. В общей сложности было проведено, включая наблюдения 1971 г., 54 сканирования этого объекта. После отбора сканов методом, который описан в [8], в дальнейший анализ вошло 39 сканирований.

На основании более обширного материала 1971—1973 гг. были уточнены координаты объекта Cas γ-1. Прямое восхождение оказалось равным $1^h16^m \pm 4^m$, что не противоречит предыдущим определениям.

Детальный анализ материала, как и ранее, был начат с рассмотрения частотного распределения отношения A/σ, которое представлено на рис. 6. Здесь же на этом рисунке показана гауссовская кривая, нормированная по площади исследуемого распределения. Сравнивая полученное распределение величины с кривой нормального распределения, можно заметить некоторый избыток эффекта с положительными амплитудами

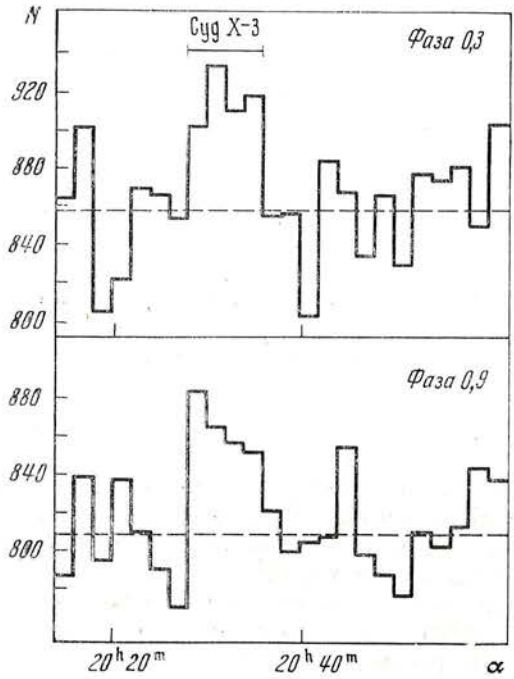


Рис. 5. Временнóй ход скорости счета для суммы сканов, входящих в интервал фаз 0,3 и 0,9

N — суммарное число отсчетов за двухминутный интервал времени, α — прямое восхождение

в районе двух стандартных отклонений. Чтобы убедиться, является ли этот избыток эффектов случайным результатом или следствием реального потока γ-квантов, был построен временнóй ход скорости счета для суммы тех сканов, в которые входят амплитуды эффектов более $1{,}8\sigma$ (рис. 7). Из рассмотрения временнóго хода следует, что возрастание скорости счета имеет резкие границы и его центр совпадает с координатами объекта Cas γ-1. Продолжительность возрастания равна 12 *мин*, что совпадает с ожидаемой продолжительностью для точечного источника γ-квантов. Следовательно, избыточные эффекты амплитуд в распределении величины A/σ, по-видимому, в основном связаны с реальным источником излучения.

Далее, была предпринята попытка исследовать характер излучения. Для этого были найдены средние значения амплитуды эффектов в каждом лунном месяце для периода наблюдений 1971—1973 гг. и затем построен их временнóй ход (рис. 8). Можно заметить, что в некоторые месяцы наблюдается существенное возрастание амплитуды эффекта. В частности, такие события произошли в сентябре и октябре 1971 г. и в декабре 1972 г. на уровне $2{,}1\sigma$, $2{,}6\sigma$ и $3{,}5\sigma$ соответственно. Оценка вероятности случайного возрастания в 3 из 12 временных интервалах, в которых были сделаны измерения, дает величину $3\cdot10^{-3}$, т. е. такое событие маловероятно и свидетельствует о переменном потоке γ-квантов от объекта Cas γ-1.

Заключение

Резюмируя приведенные результаты и оценки по материалу 1971—1973 гг. для объектов Cas γ-1 и Cyg X-3, можно с уверенностью сделать следующие выводы. В энергетическом диапазоне 10^{12} *эв* наблюдаются всплески γ-излучения. Для объекта Cas γ-1 они, по-видимому, продолжаются не более месяца. Поток γ-квантов от рентгеновского источника Cyg X-3

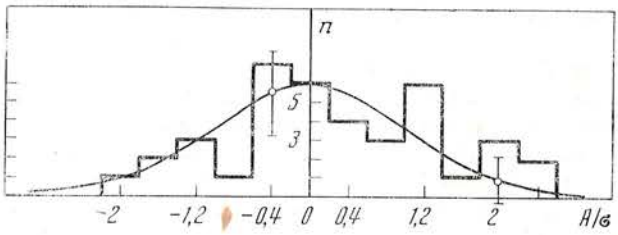


Рис. 6. Распределение средней амплитуды эффекта первой и второй секций установки

A/σ — отношение средней амплитуды эффекта к среднеквадратическому отклонению, n — число событий в заданном интервале амплитуд эффектов

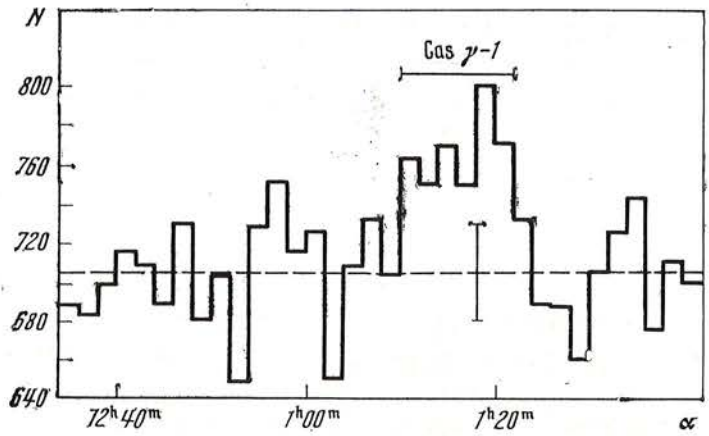


Рис. 7. Временно́й ход скорости счета для сканов с амплитудами эффекта $> 1{,}8\sigma$
N — суммарное число отсчетов за двухминутный интервал времени, α — прямое восхождение

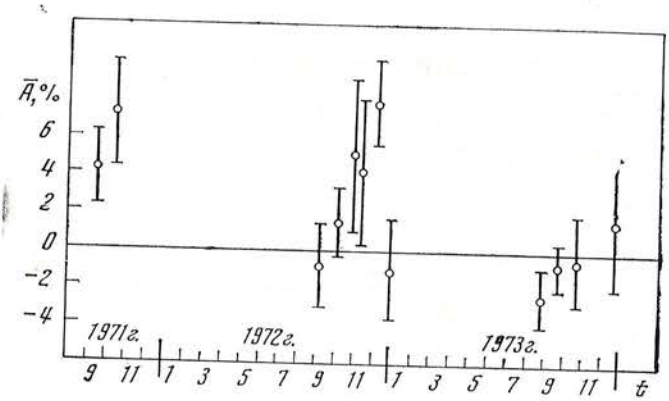


Рис. 8. Временно́й ход средних амплитуд эффектов
$\overline{A}$ — средняя амплитуда эффекта за лунный месяц, t — время

с большой степенью достоверности носит периодический характер. Средний поток γ-квантов от этого объекта приблизительно равен $2 \cdot 10^{-11}$ *квант* $\times$ $\times$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$. Если принять, что расстояние до Cyg X-3 порядка 10 *кпс*, то это соответствует энерговыделению $\sim 2 \cdot 10^{35}$ *эрг·сек*$^{-1}$. Существенным в этих измерениях является еще то, что эффект от Cyg X-3 уверенно наблюдается уже два года подряд, в 1972—1973 гг. А это делает его дальнейшие наблюдения весьма перспективными.

В заключение авторы благодарят А. Б. Северного и Н. В. Стешенко за их неизменную поддержку эксперимента, а также Н. В. Бенюх за ее большую помощь в обработке материала.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *B. M. Vladimirsky, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.* 13th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1. Denver, 1973, p. 456.
2. *A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky, V. P. Fomin.* Nature, Phys. Sci., 1972, **239**, 40.
3. *Б. М. Владимирский, А. А. Степанян, В. П. Фомин.* Астрон. ж., 1973, **50**, № 3, 449.
4. *G. G. Fazio, H. F. Helmken, E. O'Mongain, T. C. Weekes.* Astrophys. J., 1972, **175**, L117.
5. *F. W. Peterson.* Nature, 1973, **242**, 173.
6. *C. R. Canizares, J. E. McClintock, G. W. Clark, W. H. G. Lewin, H. W. Schuopper, G. F. Sprott.* Nature, Phys. Sci., 1973, **241**, 28.
7. *А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин, Б. И. Лучков, Ю. Т. Юркин.* Письма ЖЭТФ, 1973, **18**, 217.
8. *А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, В. П. Фомин.* Наст. том, стр. 29.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

О РАЗЛИЧИИ АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН, ОПРЕДЕЛЯЕМЫХ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ НЕЙТРАЛЬНОГО ВАНАДИЯ И ЖЕЛЕЗА

М. Дж. Гусейнов

По поляризационным спектрограммам измерены напряженности магнитных полей H в тени различных солнечных пятен. Сравниваются значения H, определенные по линиям Fe I λ6302,5, V I λ6285,2 и V I λ6256,9 Å. Найдено, что значения H, полученные по линиям ванадия, в среднем на 200 *гс* больше, чем по линии железа.

ON THE DIFFERENCE OF THE MAGNETIC FIELD STRENGTH IN THE SUNSPOT UMBRAE DETERMINED FROM NEUTRAL VANADIUM AND IRON SPECTRAL LINES, by *M. J. Huseynov.*— The magnetic field strength H were measured in a few sunspots using polarization spectrograms. The values of H determined from the spectral lines of Fe I λ6302.5, V I λ6285.2 and λ 6256.9Å are compared. The magnetic field determined from the vanadium lines were found to be stronger by 200 gs than these from the iron line.

Исследование тонкой структуры магнитного поля солнечных пятен является одним из актуальных вопросов современной гелиофизики. Еще в конце 50-х годов впервые Северным [1] было убедительно показано, что в тени солнечных пятен магнитное поле весьма неоднородно и имеет тонкую структуру. Впоследствии этой проблеме было посвящено очень много работ, например [2—19]. Но вопрос о величине различий напряженности магнитного поля в разных тонкоструктурных элементах тени пятна пока до конца не решен. Это в основном связано с большими трудностями получения материала наблюдений с достаточно высоким пространственным разрешением, по которому можно было бы измерить напряженность магнитного поля в отдельных тонкоструктурных элементах тени пятен.

Использование спектральных линий с различной чувствительностью к температуре является одним из способов изучения тонкой структуры магнитного поля в тени солнечных пятен. В принципе оно, возможно, позволит в какой-то мере разделить «горячие» и «холодные» элементы в пятнах и определить их физические параметры даже в тех случаях, когда пространственное разрешение невысокое.

В [20] и [21] напряженности магнитных полей H в тени пятен были определены по линиям двух типов: первый — линии нейтрального железа с высокими потенциалами возбуждения нижнего уровня и второй — линии с малыми потенциалами возбуждения нейтральных атомов легко ионизуемых элементов. Линии железа интенсивны в спектре фотосферы и полутени и слегка ослабевают в спектре тени пятен. Линии легко ионизуемых элементов обычно очень слабы или полностью отсутствуют в спектре фотосферы и полутени пятна, но значительно усиливаются в спектре тени (в дальнейшем мы их назовем «чисто теневыми»).

Для изучения магнитных полей в тени пятен, наблюденных в 1957 г. на башенном солнечном телескопе (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории, в [20] нами были использованы линии V I λ6285,2, λ6296,5, Sc I λ6306,0, Ti I λ6312,2 и Fe I λ6302,5 Å. Сравнение напряженностей магнитных полей H показало, что величины H по линиям ванадия и титана на 200—300 *гс*, а по Sc I λ6306,0 Å на 500—600 *гс* превышают значения H по линии Fe I λ6302,5 Å. Различие значений H по линиям ванадия и титана в сравнении с H по линии железа объяснялось тем, что в наиболее холодных элементах в тени, по-видимому, поле имеет наибольшую напряженность. Так как линия Sc I λ6306,0 Å в спектре тени пятен слабее, чем указанные линии ванадия, титана и железа, слишком большое различие величин H в сравнении с линией Fe I λ6302,5 Å частично было приписано сильному различию глубин образования этих линий.

Линии ванадия λ6285,2 и λ6296,5 Å в магнитном поле показывают аномальный эффект Зеемана. Для более точного определения H в темных узлах тени пятен и оценки возможной ошибки при измерении магнитного расщепления по линиям со сложным эффектом Зеемана было желательно использовать линию ванадия с простым триплетным расщеплением.

С этой целью в 1972 г. на малом башенном солнечном телескопе (МБСТ) Крымской астрофизической обсерватории нами были получены поляризационные спектрограммы пятен в области длин волн λλ6256—6307 Å, где имеются две линии ванадия с простым триплетом Зеемана. К сожалению, по линии V I λ6258,6 Å с очень большим магнитным расщеплением ($g\lambda_0^2 = 132 \cdot 10^{-10}$ *см*^{2}) измерение больших магнитных полей затруднено тем, что ее длинноволновая σ-компонента сильно блендируется с линией Ti I λ6258,7 Å, которая к тому же усиливается в спектре тени пятна. Наиболее пригодной является линия V I λ6256,9 Å с $g\lambda_0^2 = 65 \cdot 10^{-10}$ *см*^{2}. Эта линия входит в тот же мультиплет № 19, что и другие линии ванадия, по которым в [20] измерялось магнитное поле. Она чрезвычайно слаба в спектре фотосферы Солнца (ее эквивалентная ширина $W_ф = 3$ *м*Å [22]) и полутени пятна и значительно усиливается в спектре тени пятен (роуландовская интенсивность в спектре пятна $I^* = 4$ [23]). Линия V I λ6256,9 Å также достаточно сильна в спектре К-звезд [24].

Необходимо отметить, что линии ванадия относятся к I и II температурным классам, а линия Fe I λ6302,5 Å — к V классу [23]. Все это указывает на то, что выбранные линии ванадия, вероятно, в основном образуются в холодных (темных) элементах тени пятен примерно на одинаковых глубинах. По-видимому, можно предполагать (как это было сделано в [20]), что в образование линии железа Fe I λ 6302,5 Å основной вклад вносит излучение сплошного темного фона, хотя не исключен некоторый вклад излучения как еще более темных узлов, так и светлых точек в тени пятен. Учитывая роуландовские интенсивности линий ванадия и железа, используемых здесь, на основании результатов работы Маттига [25] можно грубо считать, что все эти линии образуются примерно на одинаковых глубинах в тени пятен.

Условия и материал наблюдений описаны в [21]. Здесь коротко отметим следующее. Поляризационные спектрограммы тени пятен получены при хороших условиях наблюдения (качество изображений хорошее, дрожание 3—4″). При наблюдениях перед щелью спектрографа устанавливалась оптическая насадка из пластинки в $\lambda/_4$ и поляризационной мозаики. Поляризационные спектрограммы состоят из многочисленных полосок (ширина каждой полоски соответствует 3″ на поверхности Солнца) с чередующейся взаимно-ортогональной поляризацией. Эти полоски расположены почти вплотную друг к другу поперек дисперсии. Обратная линейная дисперсия спектрографа в области λ6300 Å в четвертом порядке дифракционной решетки $D = 0{,}354$ Å/*мм*.

1. Результаты измерений

Величина напряженности магнитного поля H в тени пятен определялась по визуальным измерениям на микроскопе МИР-12 относительного смещения σ-компонент на соседних полосках спектрограмм с взаимно-ортогональной поляризацией. Так же как и в [20], измерения магнитного расщепления всех линий по каждым двум соседним полоскам проводились пять раз и вычислялись средние арифметические значения $\Delta\lambda_H$, а из них — напряженности магнитного поля H.

Значения напряженности магнитного поля H, определенные по теоретическим значениям фактора Ланде g для различных линий поглощения, сравниваются на рис. 1. По осям координат отложены величины H, найденные по отдельным линиям поглощения. Длины волн линий указаны на соответствующих осях. В левом верхнем углу на каждом рисунке показаны величины среднеарифметических ошибок измерений H, которые связаны с ошибками наведения нити измерительного прибора МИР-12 на середину σ-компонент.

Из рис. 1, *а* следует, что величины H, определенные согласно теоретическим значениям факторов Ланде g_T, по линии V I λ6256,9 Å на ~ 50 *гс* больше, чем по линии V I λ6285,2 Å. Вероятно, это связано с тем, что первая линия является простым триплетом Зеемана и измерения по ней более точны, чем по второй линии, показывающей аномальное магнитное расщепление.

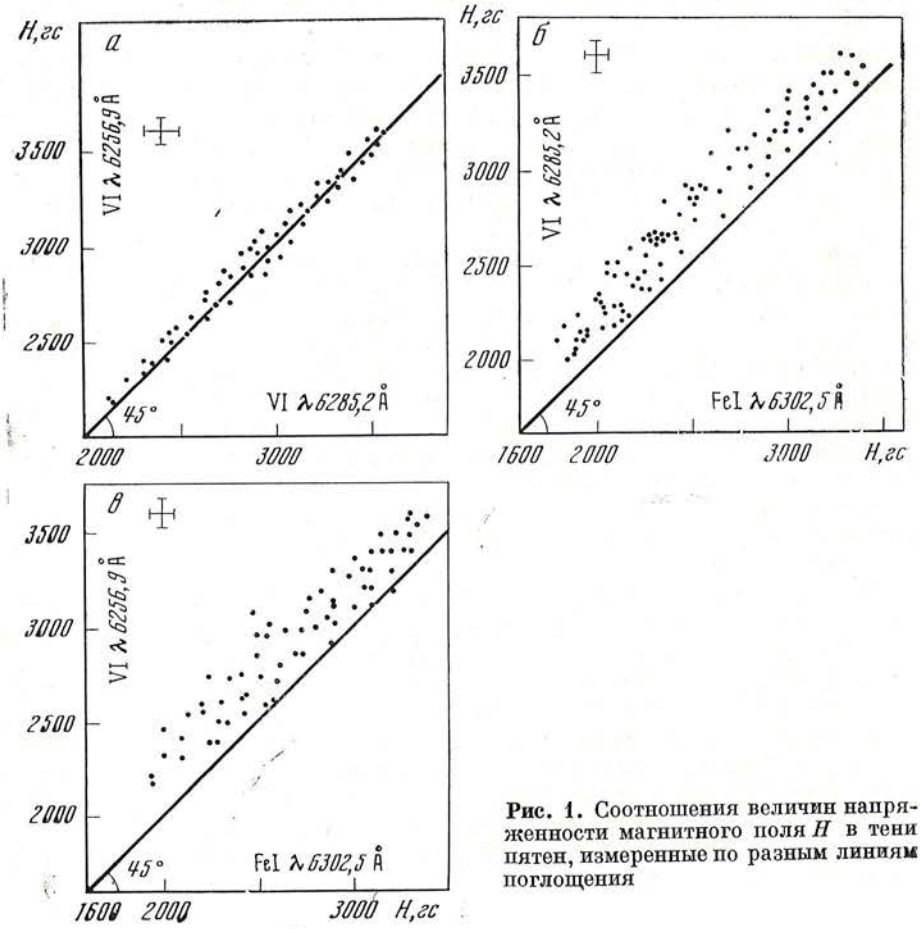


Рис. 1. Соотношения величин напряженности магнитного поля H в тени пятен, измеренные по разным линиям поглощения

Рис. 1, *б* и *в* показывают, что по выбранным линиям ванадия измеренная напряженность магнитного поля H в тени пятен в среднем на 200—300 *гс* превышает значения H, определенные по линии железа λ6302,5 Å.

2. О возможных источниках систематических ошибок

Прежде чем интерпретировать указанные результаты, необходимо рассмотреть основные источники возможных систематических ошибок при измерении магнитного расщепления линий поглощения $\Delta\lambda_H$ и вычислении значений напряженности магнитного поля H.

Очевидно, что при вычислении значений H источником систематических ошибок могут быть неточности в значениях факторов Ланде g. Известно, что теоретические значения факторов Ланде $g_т$ для отдельных термов иногда до 10% отличаются от их лабораторных значений $g_л$ [26]. Для оценки влияния различий теоретических и лабораторных значений факторов Ланде на наши результаты нами были вычислены лабораторные значения факторов Ланде $g_л$ для линий V I λ6256,9, λ6285,2, λ6296,5, Ti I λ6312,2, Sc I λ6306,0 и Fe I λ6302,5 Å. При вычислении фактора магнитного расщепления линий $g_л$ были использованы лабораторные значения факторов Ланде для соответствующих термов, приведенные в [26].

Оказалось, что лабораторные факторы Ланде $g_л$ для всех указанных линий, кроме линий Ti I λ6312,2 и Sc I λ6306,0 Å, несколько меньше, чем их теоретические значения. Для линии Sc I λ6306,0 Å значения теоретического и лабораторного факторов Ланде совпадают, а для Ti I λ6312,2 Å $g_л$ на 0,7% больше, чем его теоретическое значение $g_л$. Для следующих линий теоретические значения факторов магнитного расщепления больше, чем их лабораторные значения $g_л$: для линии Fe I λ6302,5 Å на 0,5%, V I λ6296,5 Å на 2,4%, V I λ6285,2 Å на 0,2%, V I λ6256,9 Å на 3,6%.

Следовательно, если учесть, что лабораторные значения факторов Ланде более надежны, то различия напряженностей магнитных полей ΔH, полученные здесь и в [20], при сравнении H, вычисленных по теоретическим факторам Ланде, по различным линиям должны быть соответственно исправлены. Так, при сравнении H, определенных по линиям Fe I λ6302,5, V I λ6285,2 и Sc I λ6306,0 Å, значения ΔH изменятся очень незначительно. Но при сравнении H, измеренных по линиям V I λ6296,5 и λ6256,9 Å, со значениями H, определенными по линии Fe I λ6302,5 Å, величины ΔH соответственно увеличатся: в области $H = 2000$ *гс* примерно на 40—60 *гс* и в области $H = 3000$ *гс* на 60—90 *гс*. Таким образом, учет лабораторных значений факторов Ланде приводит к увеличению различий ΔH напряженности магнитного поля в тени пятен, найденных по «чисто теневым» линиям и Fe I λ6302,5 Å.

Величины ΔH при сравнении магнитных полей по «чисто теневым» линиям и по линии Fe I λ6302,5 Å могут быть искажены влиянием дрожаний изображения Солнца при наблюдениях, а также эффектом блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения при визуальных измерениях $\Delta\lambda_H$. В [21] уже обсуждался вопрос о возможном влиянии дрожаний изображения Солнца на величины H, определенные по различным линиям поглощения. Здесь еще раз отметим, что если влияние дрожания изображений на «чисто теневые» линии и на Fe I λ6302,5 Å внутри тени (достаточно далеко от границы тень — полутень) можно считать одинаковым, то у границы тень — полутень оно совершенно различно. Поэтому могут быть большие различия в значениях H, определенных по линиям ванадия и железа у границы тень — полутень, в основном связанные с влиянием дрожания изображений. Но наши измерения относятся к тем местам тени пятен, где линии ванадия значительно усилены, т. е. в этих местах вклад излучения полутени из-за дрожания изображений Солнца незначителен. Разумеется, такими местами могут быть области внутри тени, отстоящие от границы тень — полутень на величину, большую, чем величина дрожания изображений.

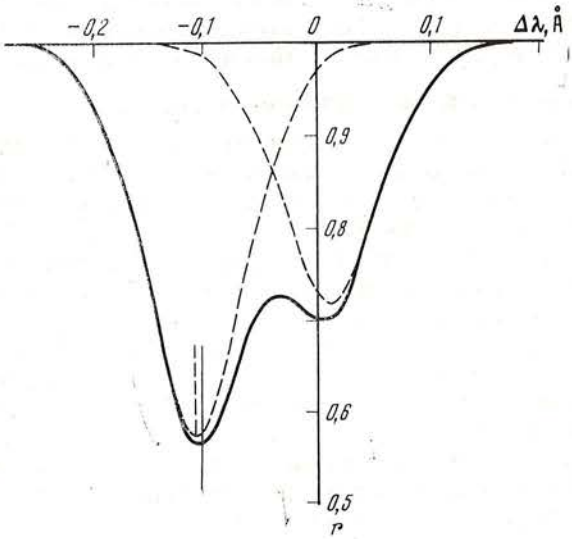


Рис. 2. Профиль линии λ6302,5 Å Fe I и найденные истинные контуры σ- и центральной компонент

По предложению А. Б. Северного нами было изучено влияние эффекта возможного блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения на измерения $\Delta\lambda_H$ в случаях кажущегося полного разделения их на спектрограммах. С этой целью мы фотометрировали линии поглощения Fe I λ6302,5 и V I λ6256,9 Å. Оказалось, что при полях с $H = 2000 \div 2500$ *гс* еще имеет место эффект значительного блендирования σ- и центральной компонент линий, приводящий к занижению измеряемой величины H в обеих линиях. Так как в интенсивность центральной компоненты линии железа λ6302,5 Å значительный вклад вносит рассеянный свет, а центральные компоненты «чисто теневых» линий свободны от влияния рассеянного света, то относительные интенсивности σ- и центральной компонент линий различного типа всегда будут различны. Кроме того, величина магнитного расщепления $g\lambda_0^2$ для линий Fe I λ6302,5 и V I λ6256,9 Å сильно ($\sim$ 1,6 раза) различается. Поэтому величина эффекта блендирования для них может оказаться различной при неодинаковых условиях наблюдения и для разных пятен в зависимости как от абсолютного значения H, так и угла γ между направлением магнитного поля и лучом зрения. Следовательно, для нахождения истинного различия напряженностей магнитного поля, измеренных по линиям железа и ванадия, необходимо для каждого случая определить величину искажения значений H из-за эффекта блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения. С этой целью мы на микрофотометре МФ-4 фотометрировали линии Fe I λ6302,5 и V I λ6256,9 Å и строили измеренные контуры линий, затем находили истинные контуры σ- и центральной компонент линий.

На рис. 2 приводим пример того, каким образом находились истинные контуры σ- и центральной компонент линий поглощения и величина искажения значений H, определенных по измерениям на МИР-12. На рисунке сплошная кривая соответствует измеренному (суммарному) контуру линии Fe I λ6302,5 Å в спектре тени пятна в одной поляризации. Сплошной вертикальной прямой указано положение нити измерительного прибора МИР-12, соответствующее измеряемому значению магнитного поля H пятна в данном месте тени. Штриховые кривые показывают истинные контуры σ- и центральной компонент, которые находились следующим образом.

Для нахождения истинного значения напряженности магнитного поля H нужно найти истинные контуры σ- и центральной компонент и их взаимное расположение по длине волны. С этой целью мы за основу брали дальнее от центральной компоненты крыло коротковолновой σ-компоненты линии λ6302,5 Å, так как оно всегда наименее искажено эффектом блендиро-

вания. Затем зеркальным отображением строили другое крыло линии, считая, что истинный контур σ-компоненты должен быть симметричным (разумеется, при этом предполагается, что эффекты градиента лучевых скоростей и напряженности магнитного поля с глубиной не приводят к заметной асимметрии σ-компонент используемых линий). В первом приближении за ось симметрии σ-компоненты мы принимали такое положение ее по длине волны, которое соответствовало бы значению H при визуальных измерениях $\Delta\lambda_H$ на МИР-12 (здесь же отметим, что для больших значений H эти предварительные положения полностью совпали с положением осей истинных σ-компонент). После этого искали такие интенсивности и положения σ- и центральной компонент, когда сложение последних давало контур, совпадающий с измеренным суммарным контуром линии. При этом предполагалось, что контуры σ- и центральной компонент по форме одинаковы и различаются только по интенсивности. Контуры σ- и центральной компонент линий исправлялись методом последовательных приближений.

На рис. 2 штриховой вертикальной прямой показано положение оси симметрии истинной σ-компоненты. Ее расстояние от положения нити МИР-12 (вертикальная сплошная прямая) дает величину искажения $\Delta\lambda_H$ при визуальных измерениях магнитного расщепления. Таким образом, мы находили расстояние между истинным положением σ-компоненты после учета влияния эффекта блендирования и положением нити микроскопа, соответствующим измеренному значению H.

Оказалось, что во всех случаях эффект блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения приводит к занижению значений напряженности магнитного поля H при измерениях на МИР-12. Величина различий истинных и измеренных значений напряженности магнитных полей $\delta H = H_{\text{ист}} - H_{\text{изм}}$ в рассмотренных нами случаях для линии Fe I λ6302,5 Å находится в пределах 150—50 *гс* при полях $H = 2000 \div 3000$ *гс*. При $H = 3200$ *гс* величина δH меньше среднеарифметического значения ошибок измерения. В случае линии V I λ6256,9 Å величина δH для полей с $H = 2000 \div 3000$ *гс* несколько меньше, а для $H > 3000$ *гс*, наоборот, больше, чем для линии Fe I λ6302,5 Å. Как потом станет ясно, некоторое различие величин δH для линий железа и ванадия при разных значениях H связано с большим различием факторов магнитного расщепления этих линий.

Следует отметить, что выбор начального положения оси симметрии контура σ-компоненты линий поглощения при определении влияния эффекта блендирования на измерения H не очень обоснован (так можно было поступить при очень больших полях). Поэтому мы решили истинные контуры σ- и центральной компонент линий поглощения найти другим путем, а затем рассмотреть для них эффект блендирования в зависимости от истинных значений H и относительной интенсивности σ- и центральной компонент.

Как известно, когда пятно имеет чисто поперечное поле ($\gamma = 90°$), то σ- и π-компоненты магнитно-расщепленной линии линейно поляризованы во взаимно-ортогональных направлениях. Если спектр такого пятна снимать с помощью поляризационной насадки без пластинки в $\lambda/_4$ (т. е. только через поляроидную сетку со скрещенными осями поляризации соседних полосок), то мы получим спектрограмму, на соседних полосках которой будут чередоваться две σ- и одна π-компоненты линий (разумеется, для линий с простым триплетом Зеемана). Теперь если фотометрировать линию поглощения на отдельных соседних полосках спектрограммы, то мы легко можем построить истинные контуры ее центральной и, в случае большого магнитного поля и малого рассеяния света, σ-компонент. Для этого мы использовали соответствующие поляризационные спектрограммы, снятые наблюдателями БСТ по программе службы магнитных полей пятен и полученные нами на МБСТ Крымской астрофизической обсерватории.

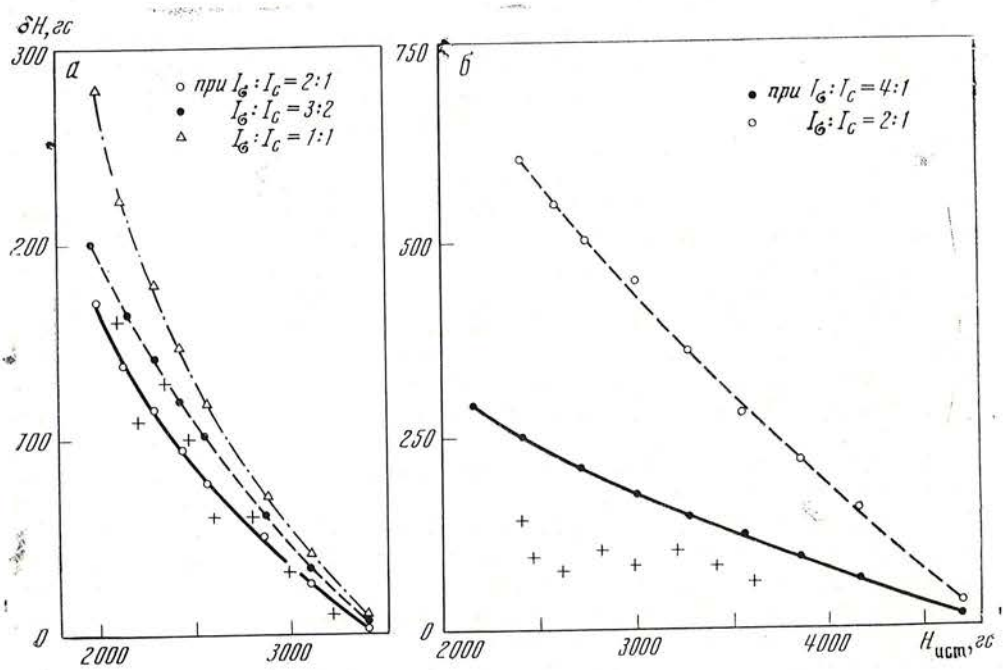


Рис. 3. Зависимости величин искажения измерений H влиянием эффекта блендирования σ- и центральной компонент от их относительных интенсивностей и значения напряженности магнитного поля H для линий λ6302,5 Å Fe I (*а*) и λ6256,9 Å V I (*б*)

Сравнение найденных таким путем контуров компонент магнитно-расщепленных линий поглощения показало, что они для разных пятен различаются очень мало. Из шести контуров компонент линий поглощения был построен средний контур отдельной компоненты. Для оценки влияния эффекта блендирования при различных значениях $H_{ист}$ и относительных интенсивностях σ- и центральной компонент были построены суммарные контуры как для линии Fe I λ6302,5 Å, так и V I λ6256,9 Å, затем определены расстояния по λ осей симметрий истинных σ-компонент от их положений на суммарных контурах. Эти расстояния определяют величины δH занижения напряженностей магнитного поля H в тени пятен, измеренных визуально на МИР-12, из-за влияния эффекта блендирования δ- и центральной компонент линий поглощения.

Результаты графического определения величины $\delta H = H_{ист} - H_{изм}$ в зависимости от $H_{ист}$ при различных значениях относительной интенсивности σ- и центральной компонент линий поглощения приведены на рис. 3, *а* (для линии Fe I λ6302,5 Å) и 3, *б* (для линии V I λ6256,9 Å). На этих рисунках по оси абсцисс отложены истинные значения напряженности магнитного поля $H_{ист}$, а по оси ординат — значения $\delta H = H_{ист} - H_{изм}$. Крестиками обозначены величины δH, определенные первым способом непосредственно по контурам линий поглощения в спектре тени некоторых пятен, магнитное поле которых здесь изучается.

Величины δH, найденные вторым графическим способом для линии Fe I λ6302,5 Å при относительных интенсивностях ее σ- и центральной компонент $I_\sigma : I_c = 2:1$, $3:2$ и $1:1$, приведены на рис. 3, *а*. Как видно из этого рисунка, величины δH, найденные первым способом (крестики), находятся в пределах значений δH, определенных вторым способом для случаев $I_\sigma : I_c = 2:1$ (кружки, сплошная кривая), и не превосходят 150 *гс*. Из рис. 3, *а* также следует, что в случаях, когда из-за большого рассеяного света или значительного угла γ интенсивность центральной

компоненты равна интенсивности σ-компоненты, величина δH для линии Fe I λ6302,5 Å при полях с $H \approx 2000$ *гс* может достигать 300 *гс*.

На рис. 3, *б* для линии λ6256,9 Å в случаях $I_\sigma : I_c = 4 : 1$ и $2 : 1$ показаны величины δH, определенные вторым графическим способом. Из этого рисунка видно, что значения δH, найденные первым способом (крестики), меньше, чем это следует ожидать при $I_\sigma : I_c = 4 : 1$ (точки, сплошная кривая). Отсюда явствует, что в наших случаях относительная интенсивность центральной компоненты V I λ6256,9 Å меньше, чем 1 : 4. Рис. 3, *б* показывает, что при $I_\sigma : I_c = 2 : 1$ величина δH для линии ванадия может достигать 500—600 *гс*. Ясно, что это может привести к неверным выводам, если не учитывать влияния эффекта блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения. Поэтому нужно быть очень осторожным при сравнении напряженностей магнитных полей H пятен, измеренных по различным линиям, в случаях существования интенсивной центральной компоненты линий поглощения.

Из рис. 3, *а* и *б* следует, что при визуальном измерении магнитного расщепления линий поглощения микроскопом почти всегда (для линии Fe I λ6302,5 Å до $H_{ист} \approx 3000$ *гс*, а V I λ6256,9 Å до $H_{ист} \approx 4000$ *гс*) имеет место занижение величины напряженности магнитного поля H. Величина занижения напряженности магнитного поля δH из-за эффекта блендирования зависит от истинного значения поля $H_{ист}$, фактора Ланде g, относительной интенсивности σ- и центральной компонент линий. Разумеется, величина δH должна зависеть еще от контура каждой линии поглощения. Поэтому для нахождения истинного различия напряженностей магнитного поля H, измеренных по разным линиям поглощения, необходимо всякий раз учитывать эффект блендирования σ- и центральной компонент для каждой линии.

В наших измерениях величина искажения значений H для линий λ6302,5 и λ6256,9 Å в основном меньше 150 *гс*. Следует отметить, что при сравнении напряженностей магнитных полей H, определенных по этим линиям, влияние эффекта блендирования часто взаимно исключается. Но если в линии λ6302,5 Å всегда присутствует центральная компонента значительной интенсивности (так как при наших наблюдениях невозможно было получить спектрограммы без рассеянного света), то в линии λ6256,9 Å очень часто центральная компонента, связанная только с присутствием π-компоненты, чрезвычайно слаба. Поэтому вполне вероятно, что в среднем по линии Fe I λ6302,5 Å величина занижения значений H будет несколько больше (примерно на 50—100 *гс*), чем по линии V I λ6256,9 Å. Следовательно, величину различия напряженности магнитного поля в тени пятен по «чисто теневым» линиям и по линии железа λ6302,5 Å необходимо уменьшить в среднем на 50—100 *гс*.

Заключение

Сравнение напряженностей магнитных полей H в тени пятен, измеренных по различным линиям, показало, что величина H, определенная по линиям ванадия, в среднем на 200—300 *гс* превышает величину H, найденную по линии Fe I λ6302,5 Å (рис. 1, *б* и *в*). Учет лабораторных значений факторов Ланде позволяет несколько увеличить указанную разницу напряженностей магнитных полей по «чисто теневым» линиям и по линии железа. Но согласно результатам исследования влияния эффекта блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения эту величину необходимо уменьшить в среднем примерно на 100 *гс*. Таким образом, можно заключить, что напряженности магнитных полей в тени пятен H, определенные по выбранным линиям ванадия, превосходят значения H, найденные по линии железа λ6302,5 Å в среднем на 200 *гс*.

В [20] нами были приведены некоторые доводы в пользу того, что линии нейтрального ванадия V I λ6285,2 и λ6296,5 Å образуются примерно на тех же глубинах в тени пятен, что и линия железа λ6302,5 Å. Как уже

было отмечено, линия V I λ6256,9 Å входит в тот же мультиплет, она имеет примерно такую же интенсивность в спектре тени пятна, что и две другие линии ванадия. Следовательно, можно предположить, что все указанные линии ванадия и железа образуются на очень близких глубинах в атмосфере тени пятен. Учитывая все изложенное, можно сделать следующий вывод: на одних и тех же глубинах в более темных узлах тени пятен напряженность магнитного поля в среднем примерно на 200 *гс* больше, чем в ее сплошном темном фоне.

Следует отметить, что по измерениям Адам [27] напряженность магнитного поля H в тени пятна, определенная по линии V I λ6256,9 Å, на 200—300 *гс* превышает значение H, найденное по линии Fe I λ6302,5 Å. Цван и Бурман [12] измерили напряженность магнитного поля в наиболее темном участке ($H \approx 3100$ *гс*) и в области с тонкой структурой ($H \approx \approx 2800$ *гс*) в тени одного пятна. Эти результаты тоже говорят о том, что в темных узлах тени магнитное поле имеет наибольшую напряженность.

Наконец, заметим один побочный результат, полученный при исследовании влияния эффекта блендирования σ- и центральной компонент линий поглощения на величину H при визуальных измерениях $\Delta\lambda_H$. Оказалось, что из-за эффекта блендирования по длине волны смещены не только центры тяжести σ-компоненты, но и центральных компонент, как и следовало ожидать. Причем смещение центральной компоненты обычно значительно больше, чем соответствующий сдвиг σ-компоненты, так как при малом рассеянном свете и малых значениях угла γ центральная компонента слабее. Следовательно, истинная величина эффекта «расщепления π-компоненты», впервые обнаруженного Северным [1], значительно больше, чем его значение при измерениях без учета эффекта блендирования σ- и центральной компонент магнитно-расщепленной линии.

Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность академику А. Б. Северному, Н. В. Стешенко и Н. Н. Степанян за критические замечания и ценные советы при обсуждении и оформлении статьи.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *А. Б. Северный.* Астрон. ж., 1959, **36**, вып. 2, 208.
2. *Н. В. Стешенко.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**, 21.
3. *J. M. Beckers, E. H. Schröter.* Solar Phys., 1968, **4**, N 2, 142.
4. *V. N. Obridko.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1968, **19**, N 4, 183.
5. *E. I. Mogilevsky, L. B. Demkina, B. A. Ioshpa, V. N. Obridko.* In: Structure and development of Solar active regions, K. O. Kiepenheuer (Ed.), IAU Sympos. N 35, 1968, p. 215.
6. *C. Zwaan.* Annual Rev. Astron. and Astrophys., 1968, **6**, 135.
7. *E. A. Mallia.* Solar Phys., 1970, **14**, N 1, 125.
8. *A. B. Severny.* Solar-Terrestr. Phys., Proc. Internat. Sympos. Leningrad, 1970. Dordrect, 1972, Pt 1, p. 38.
9. *В. А. Крат.* Вестник АН СССР, 1971, № 12, 28.
10. *H. Wöhl.* Solar Phys., 1971, **16**, N 2, 362.
11. *V. M. Grigoryev, J. M. Katz.* Solar Phys., 1972, **22**, N 1, 119.
12. *C. Zwaan, J. Buurman.* In: Solar magnetic fields, R. Howard (Ed.). IAU Sympos. N 43, 1971, p. 220.
13. *J. Harvey.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1971, **83**, N 495, 539.
14. *В. А. Крат, Л. М. Котляр.* Баллонная астрономия. Л., «Наука», 1972.
15. *E. A. Mallia, A. D. Petford.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1972, **157**, N 1, 73.
16. *Л. Б. Демкина, В. Н. Обридко.* Солнечные данные, 1972, № 5, 101.
17. *В. А. Котов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **46**, 115.
18. *F. Kneer.* Solar Phys., 1973, **28**, N 2, 361.
19. *J. Staude.* Solar Phys., 1973, **32**, N 2, 403.
20. *М. Дж. Гусейнов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **49**, 15.
21. *М. Дж. Гусейнов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, 168.
22. *C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast.* The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å. Washington, 1966.
23. *C. E. St. John, C. E. Moore* et al. Revision of Rowland's preliminary table. Carnegie Inst. Washington Publ., 1928, N 396.
24. *М. Е. Боярчук.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **44**, 18.
25. *W. Mattig.* Solar Phys., 1969, **8**, N 2, 291.
26. *C. E. Moore.* Atomic energy levels. Washington, v. I, 1949; v. II, 1952.
27. *M. G. Adam.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1969, **145**, 1.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВО ФЛОККУЛАХ И В ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКЕ

Э. А. Барановский

Определяется температура и плотность флоккула сравнением теоретических и наблюдаемых контуров линий H_α и K Ca II. Для вычисления теоретических контуров решаются уравнения ионизационного равновесия, стационарности и переноса в предположении некогерентного рассеяния. Получено, что плотность в области флоккула повышена по сравнению с невозмущенной хромосферой (до 10^{13} — 10^{14}), а над флоккулом понижена (до $\sim 10^{10}$). Температура в области уплотнения 6500—7500°. Имеется инверсия электронной плотности.

Показано, что возникновение хромосферной сетки может быть объяснено двухкомпонентной структурой хромосферы,— горячая компонента имеет более высокую температуру для высот $h > 1000$ *км*.

TO THE PROBLEM OF DETERMINING THE PHYSICAL CONDITIONS IN THE FLOCCULI AND THE CHROMOSPHERIC NET, by *E. A. Baranovsky.*— The temperature and the density are determined in the flocculus on the basis of comparison of the observed and calculated profiles of H_α and K Ca II lines. The theoretical profiles are calculated by means of solving the equations of ionization and statistical equilibrium and radiative transfer with the assumption of noncoherent scattering. It is found that the density in the flocculus (10^{13} — 10^{14}) is higher and in the region above flocculus ($\sim 10^{10}$) lower as compared to the undisturbed chromosphere. The temperature in the flocculus is found to be 6500—7500°. There is an inversion of electronic density.

It is shown that the appearance of the chromospheric net can be explained in terms of the two-component chromospheric model, the hot component having higher temperature for the heights $h > 1000$ km.

Изучению физических условий во флоккулах посвящено много работ, однако результаты разных авторов довольно противоречивы. Например, значения температуры флоккула по разным исследованиям колеблются от 6000° до 20 000°. Кроме того, практически не было попытки определения хода температуры и плотности с глубиной. При изучении контуров линий H_α и K Ca II теоретические контуры вычисляются обычно при некоторых предположениях относительно функции источников, чаще всего предполагается постоянство функции источников по глубине. Нужно иметь в виду, однако, что ход функции источников с глубиной $S(\tau)$ зависит совершенно определенно от хода температуры и плотности с глубиной, поскольку задание температуры и плотности по всей глубине ($0 \leqslant \tau < \infty$) определяет условия возбуждения и ионизации атомов во флоккуле. Другими словами, исходя из конкретных значений $n_H(h)$ и $T(h)$ (и данного механизма уширения, т. е. профиля коэффициента поглощения), можно вычислить ионизацию атомов и населенность уровней. Неправильный же выбор зависимости $S(\tau)$ может заметно исказить полученные результаты.

Здесь мы делаем попытку построения моделей флоккула и хромосферной сетки, удовлетворяющих наблюдениям двух линий — H_α и K Ca II. Модели задаются только значениями плотности n_H и температуры T. Для определения электронной плотности рассчитывается понизация водорода и металлов. Функция источников вычисляется посредством совместного решения уравнений переноса и стационарности (для выбранного механизма уширения линий — об этом подробнее ниже). Задание величин n_H и T для всех глубин ($0 \leqslant \tau < \infty$) однозначно определяет функцию источников также для всех глубин, так что влияние всех слоев хромосферы и фотосферы на образование контуров линий учитывается автоматически. Наблюдаемые контуры H_α и K Ca II для флоккулов получены нами на эшельном спектрографе МБСТ летом 1973 г. (дисперсия 0,52 Å/*мм* для H_α и 0,31 Å/*мм* для K Ca II).

Как известно, температура в области флоккула повышена не только в хромосфере, но и в верхних слоях фотосферы под флоккулом. Повышение температуры в фотосфере ($\Delta T \approx 350°$) оказывает влияние на непрерывный спектр и на далекие крылья сильных линий. Здесь мы будем рассматривать только повышение температуры в хромосфере, оказывающее влияние на центральные части сильных линий. Модель фотосферы мы берем из [1]. Наша задача заключается в том, чтобы определить, при какой температуре флоккула имеется лучшее соответствие наблюдаемых и вычисленных контуров линий H_α и K Ca II. Мы рассмотрим также влияние плотности флоккула на соответствие теоретических и наблюдаемых контуров.

Для вычисления ионизации водорода составляется уравнение ионизационного равновесия

$$n^+ n_e (\alpha_m + \bar{q}_1 n_e) = n_e (n_1 q_1 + n_2 q_2 + n_3 q_3) + n_1 \int_{\nu_1}^{\infty} \alpha_1 \varphi_{1\nu}\, d\nu \int_{\omega} I_{1\nu} \frac{d\omega}{h\nu} +$$

$$+ n_2 \int_{\nu_2}^{\infty} \alpha_2 \varphi_{2\nu}\, d\nu \int_{\omega} I_{2\nu} \frac{d\omega}{h\nu} + n_3 \int_{\nu_3}^{\infty} \alpha_3 \varphi_{3\nu}\, d\nu \int_{\omega} I_{3\nu} \frac{d\omega}{h\nu}, \qquad (1)$$

где n_1, n_2, n_3 — числа атомов водорода в первом, втором и третьем состояниях, n^+ — число ионизованных атомов водорода, $\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} + \alpha_{m3}$ — сумма вероятностей рекомбинаций на первый, второй и третий уровни, q_1, q_2, q_3 — вероятности ионизации электронным ударом, $\bar{q}_1$ — вероятность рекомбинации при тройных соударениях (столкновение второго рода), ω — телесный угол, α_1, α_2, α_3 — коэффициенты непрерывного поглощения за пределами серий Лаймана, Бальмера, Пашена, $\varphi_{1\nu} = \nu_1^3/\nu^3$, $\varphi_{2\nu} = \nu_2^3/\nu^3$, $\varphi_{3\nu} = \nu_3^3/\nu^3$, ν_1, ν_2, ν_3 — границы серий Лаймана, Бальмера, Пашена, $I_{1\nu}$, $I_{2\nu}$, $I_{3\nu}$ — интенсивность излучения в лайманоском, бальмеровском и пашеновском континуумах. Так как хромосфера прозрачна в частотах бальмеровского и пашеновского континуумов ($\tau < 1$ даже для вспышек [2]), то $I_{2\nu}$ и $I_{3\nu}$ можно считать известными и равными интенсивности излучения, идущего от фотосферы, т. е. для $I_{2\nu}$ и $I_{3\nu}$ справедливо

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT_{\text{эфф}}}}, \qquad (2)$$

где $T_{\text{эфф}} = 5700°$.

Для лаймановского континуума $I_{1\nu}$ выразим через n^+, n_e, n_1:

$$I_{1\nu}(\tau) = \int_{\tau'} \frac{n^+ n_e \alpha_{m1} h\nu \tilde{\varphi}_{1\nu}}{4\pi n_1 \alpha_1 \mu} e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu}\varphi_{1\nu}} d\tau', \qquad (3)$$

где $\tau = \tau'$ — оптическая глубина для $\nu = \nu_1$, $\mu = \cos\vartheta$, $\tilde{\varphi}_{1\nu}$ — профиль коэффициента непрерывного поглощения с нормировкой $\int_{\nu_1}^{\infty} \tilde{\varphi}_{1\nu}\, d\nu = 1$

($\bar{\varphi}_{1\nu} = 2\nu_1^2/\nu^3$). Подставляя (2) и (3) в (1) и обозначая $S = n^+n_e/n_1$, получаем после некоторых преобразований

$$S(\tau) = \frac{n_e(n_1q_1 + n_2q_2 + n_3q_3) + 5\cdot 10^8 f_2 S_{21} E_1\left(\frac{h\nu_2}{kT_{\text{эфф}}}\right)}{\alpha_m + \bar{q}_1 n_e} +$$

$$+ \frac{6\cdot 10^7 f_3 S_{31} E_1\left(\frac{h\nu_3}{kT_{\text{эфф}}}\right)}{\alpha_m + \bar{q}_1 n_e} + \frac{\alpha_{m1}}{\alpha_m + \bar{q}_1 n_e}\int_0^\infty S(\tau')\,L\,|\,\tau - \tau'\,|\,d\tau', \qquad (4)$$

где $S_{21} = n_2/n_1$, $S_{31} = n_3/n_1$, f_2, f_3 — силы осцилляторов для бальмеровского и пашеновского континуумов, а

$$L(t) = \frac{A}{2}\int_{\nu_1}^\infty \varphi_{1\nu}^2 E_1(t\bar{\varphi}_{1\nu})\,d\nu, \qquad A = 1\Big/\int_{\nu_1}^\infty \varphi_{1\nu}\,d\nu. \qquad (5)$$

Обозначая первое слагаемое в правой части (4) через $B(\tau)$ и учитывая, что для водорода $\alpha_{m1}/(\alpha_m + \bar{q}_1 n_e) = 0{,}58$ ($\bar{q}_1 n_e \ll \alpha_m$, а α_m, α_{m1} вычислены по [3]), для искомой функции $S(\tau)$ получаем

$$S(\tau) = B(\tau) + 0{,}58\int_0^\infty S(\tau')\,L\,|\,\tau - \tau'\,|\,d\tau'. \qquad (6)$$

Уравнение (6) — обычное интегральное уравнение для функции источников в теории образования линий. Ядро $L(t)$ вычисляется по (5). Решение уравнения (6) значительно облегчается тем обстоятельством, что (как выяснилось в процессе вычислений) имеет место

$$n_e(n_1q_1 + n_2q_2 + n_3q_3) \ll 5\cdot 10^8 f_2 S_{21} E_1\left(\frac{h\nu_2}{kT_{\text{эфф}}}\right) >$$

$$> 6\cdot 10^7 f_3 S_{31} E_1\left(\frac{h\nu_3}{kT_{\text{эфф}}}\right), \qquad \alpha_m \gg \bar{q}_1 n_e. \qquad (7)$$

Так как в выражение для $B(\tau)$ в (6) входит $S_{21} = n_2/n_1$, то для вычисления ионизации нужно знать эту величину. Однако при вычислении S_{21} должна быть уже известной электронная плотность n_e. Задача решается последовательными приближениями. Решая уравнение (6) обычным методом [4], находим величину $S(\tau) = n^+n_e/n_1$, откуда легко получить n_e и n^+. Оказалось, что в возмущенной хромосфере для $h > 500$ *км* электроны поставляются в основном ионизацией водорода, а для $h < 500$ *км* основной вклад дает ионизация металлов.

Для определения населенности уровней мы решает совместно уравнения переноса и стационарности. При этом предполагается полностью некогерентное рассеяние. Сечения ионизации и возбуждения вычислены по формулам из [5, 6]. Вероятности переходов и силы осцилляторов взяты из [7]. Использован метод решения, описанный в [4]. Составление уравнений и применение метода [4] описано нами подробнее в [8]. Здесь мы запишем только некоторые уравнения с учетом того, что в данной задаче мы учитываем рекомбинации на второй и третий уровни при нахождении населенности уровней. Уравнения стационарности для второго и третьего уровней:

$$n_2(A_{21} + n_e q_{21}) = n_1 n_e q_{12} + n_e^2\alpha_{m2} + n_1\int \alpha_{12}\varphi_\nu\,d\nu\int J_\nu\frac{d\omega}{h\nu}, \qquad (8)$$

$$n_3(A_{32} + n_e q_{32} + A_{31} + n_e q_{31}) = n_e(n_1q_{13} + n_2q_{23}) + n_e^2\alpha_{m3} +$$

$$+ n_1\int \alpha_{13}\varphi_\nu\,d\nu\int J_\nu\frac{d\omega}{h\nu} + n_2\int \alpha_{23}\varphi_\nu\,d\nu\int J_\nu\frac{d\omega}{h\nu}, \qquad (9)$$

где A_{ij} — вероятности спонтанных переходов, q_{ij} — сечение возбуждения и гашения электронным ударом. В (8) и (9) не записаны члены, учитывающие фотоионизацию со второго и третьего уровней, так как они малы по сравнению с n_2A_{21} и $n_3(A_{32}+A_{31})$. Как и в [8], здесь мы находим населенность второго уровня без учета влияния третьего уровня,— такое приближение оказывается достаточно точным. Член $n_e^2\alpha_{m2}$ в (8) оказалось необходимым учитывать только в области высокой ионизации. Уравнение (9) перепишем следующим образом:

$$S_{31}=\frac{n_e(q_{13}+S_{21}q_{23})+\frac{n_e^2\alpha_{m3}}{n_1}+S_{21}A_{32}\int\limits_0^\infty S_{32}(\tau_2')K_2|\tau_2-\tau_2'|d\tau_2'}{A_{32}+n_eq_{32}+A_{31}+n_eq_{31}}+$$

$$+\frac{A_{31}}{A_{32}+n_eq_{32}+A_{31}+n_eq_{31}}\int\limits_0^\infty S_{31}(\tau_3')K_2|\tau_3-\tau_3'|d\tau_3', \qquad (10)$$

где $S_{21}=n_2/n_1$, $S_{31}=n_3/n_1$, $K_2(t)=\frac{A}{2}\int\limits_0^\infty \varphi_\nu^2E_1(t\varphi_\nu)d\nu$, $A=1\Big/\int\limits_0^\infty \varphi_\nu\,d\nu$, φ_ν — профиль коэффициента поглощения в соответствующей линии ($\varphi_{\nu_0}=1$), τ_2, τ_3 — оптические глубины в линиях H_α и L_β.

При написании (10) учтены соотношения

$$J_\nu=\int\frac{n_3A_{32}h\nu\varphi_\nu'}{4\pi n_2\alpha_{23}}e^{-\frac{|\tau_2-\tau_2'|}{\mu}\varphi_\nu}\frac{d\tau_2'}{\mu} \qquad (11)$$

для интенсивности излучения в H_α и

$$J_\nu=\int\frac{n_3A_{31}h\nu\varphi_\nu'}{4\pi n_1\alpha_{13}}e^{-\frac{|\tau_3-\tau_3'|}{\mu}\varphi_\nu}\frac{d\tau_3'}{\mu} \qquad (12)$$

для интенсивности в L_β, $\varphi_\nu'=A\varphi_\nu$, α_{23}, α_{13} — коэффициенты поглощения в центре линий H_α, L_β.

Обозначая

$$\varepsilon_{31}=\frac{A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}}{A_{31}+A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}}, \qquad (13)$$

$$B_{31}=\frac{n_e(q_{13}+S_{21}q_{23})+\frac{n_e^2\alpha_{m3}}{n_1}+S_{21}A_{32}\int\limits_0^\infty S_{32}(\tau_2')K_2|\tau_2-\tau_2'|d\tau_2'}{A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}}, \qquad (14)$$

получаем

$$S_{31}(\tau_3)=\varepsilon_{31}B_{31}+(1-\varepsilon_{31})\int\limits_0^\infty S_{31}(\tau_3')K_2|\tau_3-\tau_3'|d\tau_3'. \qquad (15)$$

Из (14) и (15) можно найти S_{31} (или S_{32}) путем последовательных приближений (при этом S_{21} уже известно — вычислено из (8)). Первое приближение S_{32} подставляется в (14), вычисляется B_{31}, и из (15) получаем второе приближение. Мы получим уравнение для вычисления первого приближения на основании следующих соображений. В (15) $\varepsilon_{31}\approx 0{,}5$, но, как известно из теории образования линий [9], функция источников S очень мало отличается от величины B для $\tau>1/\varepsilon$, т. е. в нашем случае $S_{31}\approx B_{31}$ для $\tau_3>2$. Если в равенство $S_{31}=B_{31}$ подставить (14) и

разделить на S_{21}, то получим

$$S_{32}(\tau_2) = \frac{n_e q_{32} + n_e q_{31}}{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}} \frac{n_e (q_{13} + S_{21} q_{23}) + n_e^2 \alpha_{m3}/n_1}{S_{21}(n_e q_{32} + n_e q_{31})} + \\ + \frac{A_{32}}{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}} \int_0^\infty S_{32}(\tau_2') K_2 |\tau_2 - \tau_2'| d\tau_2'. \quad (16)$$

Обозначая

$$\varepsilon_{32} = \frac{n_e q_{32} + n_e q_{31}}{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}}, \quad B_{32} = \frac{q_{13} + S_{21} q_{23} + \frac{n_e}{n_1} \alpha_{m3}}{S_{21}(q_{32} + q_{31})}, \quad (17)$$

получим

$$S_{32}(\tau_2) = \varepsilon_{32} B_{32}(\tau_2) + (1 - \varepsilon_{32}) \int_0^\infty S_{32}(\tau_2') K_2 |\tau_2 - \tau_2'| d\tau_2'. \quad (18)$$

Уравнение (18) можно рассматривать, строго говоря, только как способ получить первое приближение для S_{32}. Однако в процессе вычислений выяснилось, что первое приближение, найденное из (18), является уже достаточно точным решением,— последующие приближения практически не отличаются от первого. Член $n_e \alpha_{m3}/n_1$ в (17) дает заметный вклад только в области высокой ионизации ($n_e \approx 10^{13}$).

Аналогичным образом составляются уравнения для K Ca II. Для атома водорода приняты три уровня и континуум, для атома Ca II — два уровня и континуум.

Вычислив населенности уровней, мы получаем функцию источников из

$$S_{ik} = \frac{j_\nu}{k_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i} \quad (19)$$

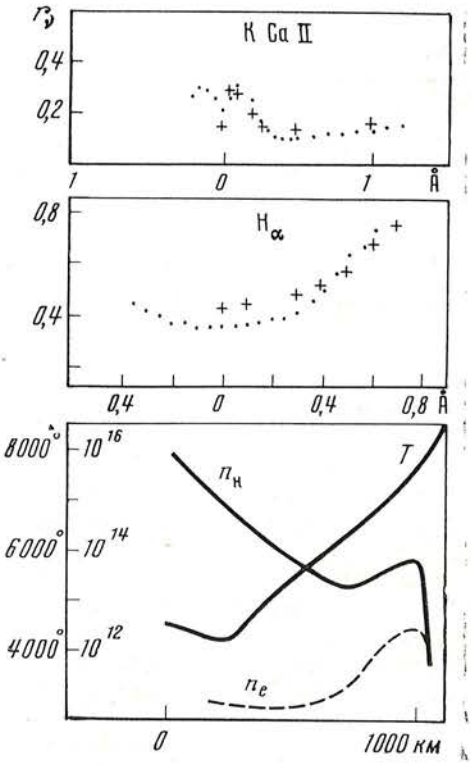
и выходящую интенсивность из

$$I_\nu^{\pm} = \int_0^\infty (S_{ik}\varphi_\nu + rB_{\text{н}}) e^{-\tau(\varphi_\nu + r)\frac{1}{\mu}} \frac{d\tau}{\mu}, \quad (20)$$

где j_ν, k_ν — коэффициенты излучения и поглощения, g_i, g_k, n_i, n_k — статистические веса и населенности уровней i и k, $B_{\text{н}}$ — функция источников для непрерывного излучения (мы полагаем ее равной функции Планка), $r = k_\nu/n_i\alpha_{ik}$ — отношение коэффициентов непрерывного и селективного поглощений, τ — оптическая глубина в центре линии.

Профиль коэффициента поглощения на один атом водорода был взят штарковский для крыльев [10—12] и допплеровский в ядре линии. Для кальция профиль коэффициента поглощения — фойгтовский, крылья расширены соударениями (профиль вычислен по [13]). Было принято значение турбулентной скорости $v_t = 2{,}5$ *км/сек*. При этом значении допплеровское расширение в крыльях еще не сказывается,— этим оправдано предположение о штарковском расширении крыльев H_α. Влияние повышенной турбулентной скорости и наличие поля скоростей мы здесь не рассматриваем. Следует заметить, что, как выяснилось в процессе вычислений, окончательные теоретические контуры H_α и K Ca II зависят не только от профиля коэффициента поглощения на один атом, но и от модели хромосферы, т. е. от вида зависимости $T(h)$ и $n_{\text{н}}(h)$ (h — высота над фотосферой).

Результаты вычислений — контуры линий H_α и K Ca II и соответствующие значения $T(h)$, $n_{\text{н}}(h)$, $n_e(h)$ — представлены на рис. 1, 2. Характерной особенностью полученных моделей является увеличение (по сравнению с невозмущенной хромосферой) плотности (до $\sim 10^{14}$) в области флоккула и резкое падение плотности (до $\sim 10^{10}$) выше области уплотнения.



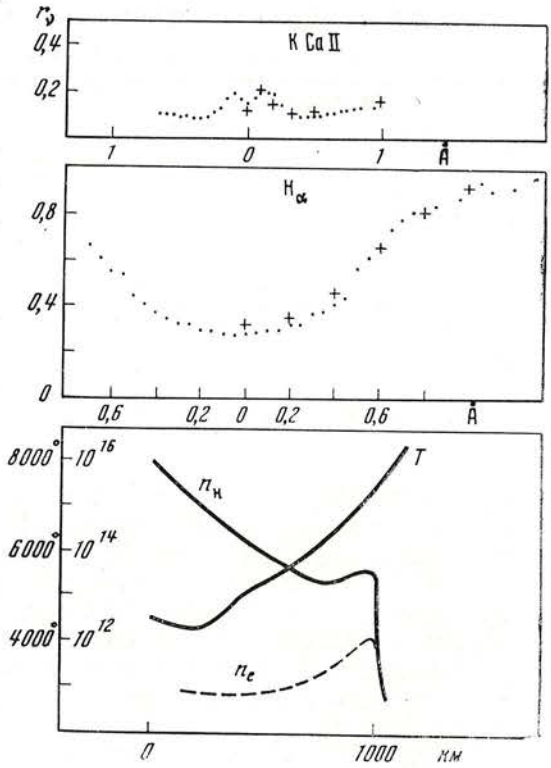


Рис. 1. Контуры линий H_α и K Ca II и модель для флоккула 1

Точки — наблюдения, крестики — теория

Рис. 2. Контуры линий H_α и K Ca II и модель для флоккула 2

Точки — наблюдения, крестики — теория

Вблизи границы плотной и разреженной сред имеется инверсия электронной плотности. Наличие области повышенной плотности и резкой границы между плотной и разреженной средами является весьма существенным фактором для согласования теоретических и наблюдаемых контуров. Повышение температуры в области флоккула без увеличения плотности приводит к тому, что интенсивность в центре H_α растет (с ростом температуры) быстрее, чем интенсивность в центре K Ca II, наблюдаемые же контуры показывают обратное соотношение. Постепенное падение плотности (отсутствие резкой границы) в хромосфере дает теоретические контуры с низкой центральной остаточной интенсивностью (слишком большой провал в K Ca II), что также не соответствует наблюдениям.

Наилучшее согласование теоретических и наблюдаемых контуров удается получить для плотности 10^{13}—10^{14} и температуры 6500—7500°. Теоретические контуры оказываются очень чувствительными к параметрам модели (к зависимости $T(h)$ и $n_H(h)$), и для одной отдельной линии (H_α или K Ca II) можно получить довольно точное соответствие теоретических и наблюдаемых контуров. Однако трудность заключается в получении одновременного согласия как для H_α, так и для K Ca II. Этим объясняются оставшиеся различия между теоретическими и наблюдаемыми контурами. Возможно, эти различия удастся устранить, если рассмотреть другие профили коэффициента поглощения, соответствующие некоторому полю скоростей или большей турбулентной скорости. Такие расчеты предполагается сделать в дальнейшем.

Перейдем к вопросу образования хромосферной сетки. В [14] было получено, что яркие места на спектрогелиограммах в центре линии K

Ca II соответствуют темным участкам на спектрогелиограммах в крыле H_α ($\pm$ 0,5 Å). На рис. 3 изображены теоретические контуры, рассчитанные для двухкомпонентной модели. Горячая компонента (точки) отличается от холодной (крестики) только температурой для высот $h > 1000$ *км*. На высоте $h = 2000$ *км* разность температур достигает 1000°. Плотность n_H в обеих компонентах равна плотности невозмущенной хромосферы. Мы видим, что для $\Delta\lambda > 0{,}5$ Å от центра H_α интенсивность в крыле меньше для горячей компоненты, в то время как в центре K Ca II интенсивность выше для горячей компоненты. Объясняется это тем, что увеличение температуры для $h > 1000$ *км* повышает число атомов водорода во втором состоянии, т. е. увеличивает плотность хромосферы в частотах H_α. В то же время функция источников для тех глубин, где образуется крыло $H_\alpha \pm 0{,}5$ Å, практически не изменяется. А так как здесь функция источников убывает наружу, то при большей плотности в H_α мы получим меньшую интенсивность в крыле.

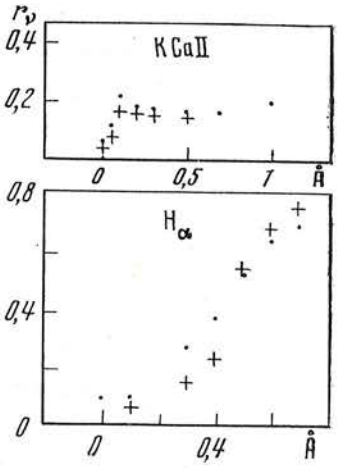


Рис. 3. Контуры линий H_α и K Ca II для двухкомпонентной модели хромосферы

Точки — горячая компонента, крестики — холодная

Основные выводы следующие.

1. В области флоккула плотность повышена по сравнению с невозмущенной хромосферой (до 10^{13}—10^{14}). Выше области уплотнения наблюдается резкий спад плотности до $\sim 10^{10}$, т. е. плотная и разреженная среды тесно соприкасаются. В области уплотнения имеется инверсия электронной плотности (n_e возрастает до $\sim 3 \cdot 10^{12}$), температура здесь 6500—7500°.

2. Появление хромосферной сетки может быть объяснено двухкомпонентной структурой хромосферы,— горячая компонента имеет более высокую температуру для $h > 1000$ *км*.

14 мая 1974 г.

Литература

1. *O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen.* Solar Phys., 1971, **18**, N 3, 347.
2. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **19**, 72.
3. *H. Zirin.* Astrophys. J., 1956, **124**, N 2, 451.
4. *E. H. Avrett, R. Loeser.* Smithsonian Inst. Astrophys. Obs. Spec. Rept, 1966, N 201.
5. *M. J. Seaton.* Planet. Space Sci., 1964, **12**, 55.
6. *J. L. Linsky.* Smithsonian Inst. Astrophys. Obs. Spec. Rept, 1968, N 274.
7. *Ч. Корлисс, У. Бозман.* Вероятности переходов и силы осцилляторов. М., «Мир», 1968.
8. *Э. А. Барановский.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **49**, 25.
9. *E. H. Avrett, D. G. Hummer.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1965, **130**, N 4, 295.
10. *Л. Курочка.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **38**, 96.
11. *В. В. Соболев.* Курс теоретической астрофизики. М., «Наука», 1967, стр. 101.
12. *Н. Ф. Войханская.* Уч. зап. ЛГУ, 1967, № 334, вып. 41, 73.
13. *Л. Х. Аллер.* Астрофизика, 1955, **1**, 281.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗВИВАЮЩИХСЯ ГРУПП ПЯТЕН

М. Б. Огирь

Рассматривается развитие групп пятен, возникших на видимом диске Солнца. Фотометрическое изучение флоккулов показало, что процесс возникновения и развития новых групп сопровождается заметными пульсациями яркости флоккулов, которые в этот период имеют вид узелков размерами 3″,5—10″. На стадии появления нескольких пор на общем низком уровне яркости флоккулов иногда происходят кратковременные (от 5 до 15 *мин*) сильные пульсации, во время которых яркость может в 2,5—3 раза превосходить яркость соседней невозмущенной хромосферы.

При возникновении большого числа пятен наряду с кратковременными наблюдаются также и довольно продолжительные (30—60 *мин*) сильные пульсации, во время которых относительные яркости достигают значений 3—4. Они могут происходить группами с интервалом между отдельными пульсациями 1—1,5 *час*. На фоне продолжительных пульсаций выделяются более кратковременные всплески. В уже сформировавшихся группах пятен яркие флоккульные узелки исчезают, флоккулы становятся протяженными и неяркими.

Рассмотрение карт магнитного поля показало, что растущие группы пятен могут располагаться как в изолированных областях магнитного поля, так и в магнитных комплексах. В группах, принадлежащих к магнитным комплексам, повышение яркости флоккулов и вспышки часто связаны с активизацией других областей данного комплекса. В этих группах наблюдается постоянство угла наклона большой оси к параллели. При эволюции групп, находящихся в изолированных областях магнитного поля, угол наклона заметно изменяется.

SOME CHARACTERISTICS OF THE DEVELOPING SPOT GROUPS, by *M. B. Ogir.* — The development of the spot groups occured on the visible solar disk is discussed. The photometric study of H_α- plages had shown that appearance and development of the new spots were accompanied by the noticeable changes in the plage brightness. At this time the plages look like the knots with dimensions 3″,5—10″. In time of some pore appearance the short (from 5 to 15 min.) strong pulsations of brightness occure on weak plage background. At this period plages can be 2,5—3 times brighter than neighbour chromosphere.

During the appearance of great number of little spots the lasting strong pulsations are also occured side by side with the short ones. The relative brightness can be so high as 3—4. The series of some strong pulsations can be observed with interval between the individual lasting pulsations of approximately 1—1,5 of an hour. The short pulsations take place on the background of the lasting ones.

The magnetic field maps had shown that the increasing spot groups could be situated as in isolated magnetic regions, so in the magnetic complexes. In spot groups, belonged to magnetic complexes, the plage brightenings and flares were often connected with activisation of the other regions of this complex. The constancy of the great axe inclination to the parallel is observed in these spot groups. On the other hand, the inclination angle is noticeable changed in groups, situated in isolated magnetic regions.

По материалам наблюдений магнитных полей солнечных пятен, опубликованным в приложении к бюллетеню «Солнечные данные» за период с 1969 по 1973 г., было найдено большое число групп пятен, возникших на видимом диске Солнца. Для изучения отобрано 50 групп, которые можно проследить в течение нескольких дней их жизни. Строение магнитного поля в тех областях Солнца, где возникали эти группы, рассматривалось по картам магнитных полей, которые получаются сразу для всего Солнца на обсерватории Маунт-Вилсон и публикуются в сборниках «Solar-Geophysical Data».

Оказалось, что примерно половина всех отобранных групп возникала на фоне чрезвычайно слабого магнитного поля в виде небольших биполярных областей, совершенно не связанных с другими активными областями. Размеры этих изолированных участков магнитного поля в среднем были такими: $\Delta\varphi \approx 8°$, $\Delta\lambda \approx 10°$. Далее они будут называться областями типа I.

Другие группы пятен возникали в непосредственной близости от уже существующих активных областей, как бы пристраиваясь к ним. Вместе они создавали довольно крупный магнитный комплекс. Такие области далее будут называться областями типа II.

Для 13 групп, возникших на диске как в областях I, так и в областях II, имелись кинофильмы, полученные на коронографе Крымской обсерватории. Съемка осуществлялась в свете линии H_α с помощью интерференционно-поляризационного фильтра Halle с полосой пропускания 0,5 Å. Частота съемки обычно была 4, реже — 8 кадров в минуту.

Как было замечено Батлером в 1924 г. [1], развитие новой флоккульной области начинается с появления маленького, практически круглого флоккула на месте, где раньше не наблюдалось никакой активности. Бруцек [2] установил, что развитие новой группы пятен всегда сопровождается возникновением в области флоккула системы активных темных волоконец (AFS). По этим признакам нами устанавливалось начало развития новой группы пятен, когда самих пятен еще не было.

Изучение новых флоккульных областей, где позднее возникали пятна, показало, что уже к концу первого дня их существования или на следующий день в них появлялись небольшие яркие узелки. Такой вид флоккульной области отмечали также Бруцек [2] и Коробова [3]. При развитии малых групп пятен число ярких узелков невелико — 2—3, а при развитии больших групп их может быть больше десяти. Линейные размеры этих узелков были заключены в пределах от 3″,5 до 10″. Когда прекращается процесс появления в группе новых пятен, яркие узелки и дуговые волоконца исчезают, флоккулы становятся протяженными и неяркими.

Фотометрической обработке были подвергнуты почти все яркие узелки в 13 флоккульных областях, в пяти из которых затем развились большие группы пятен, а в восьми — малые. Зарисовки этих групп, взятые из приложений к бюллетеню «Солнечные данные», изображены на рис. 1. В таблице приведены некоторые сведения об этих группах. Для фотометрии выбирались кадры с наилучшими изображениями, но изменение качества изображения во время наблюдений, конечно, внесло искажения в полученные результаты. В периоды быстрых изменений яркости флоккулов измерения проводились через 0,5 *мин*, а в периоды спокойного развития — через 1—2 *мин*. Щель фотометра вырезала на поверхности Солнца площадку размерами 2″ × 2″. Интенсивность измерялась по отношению к соседней невозмущенной хромосфере. В результате фотометрической обработки был построен ряд графиков относительного изменения яркости флоккульных узелков. Некоторые из этих графиков представлены на рис. 2 и 3 (время всюду московское).

При развитии больших групп пятен был замечен ряд общих, характерных черт в изменении яркости флоккулов. В период появления не-

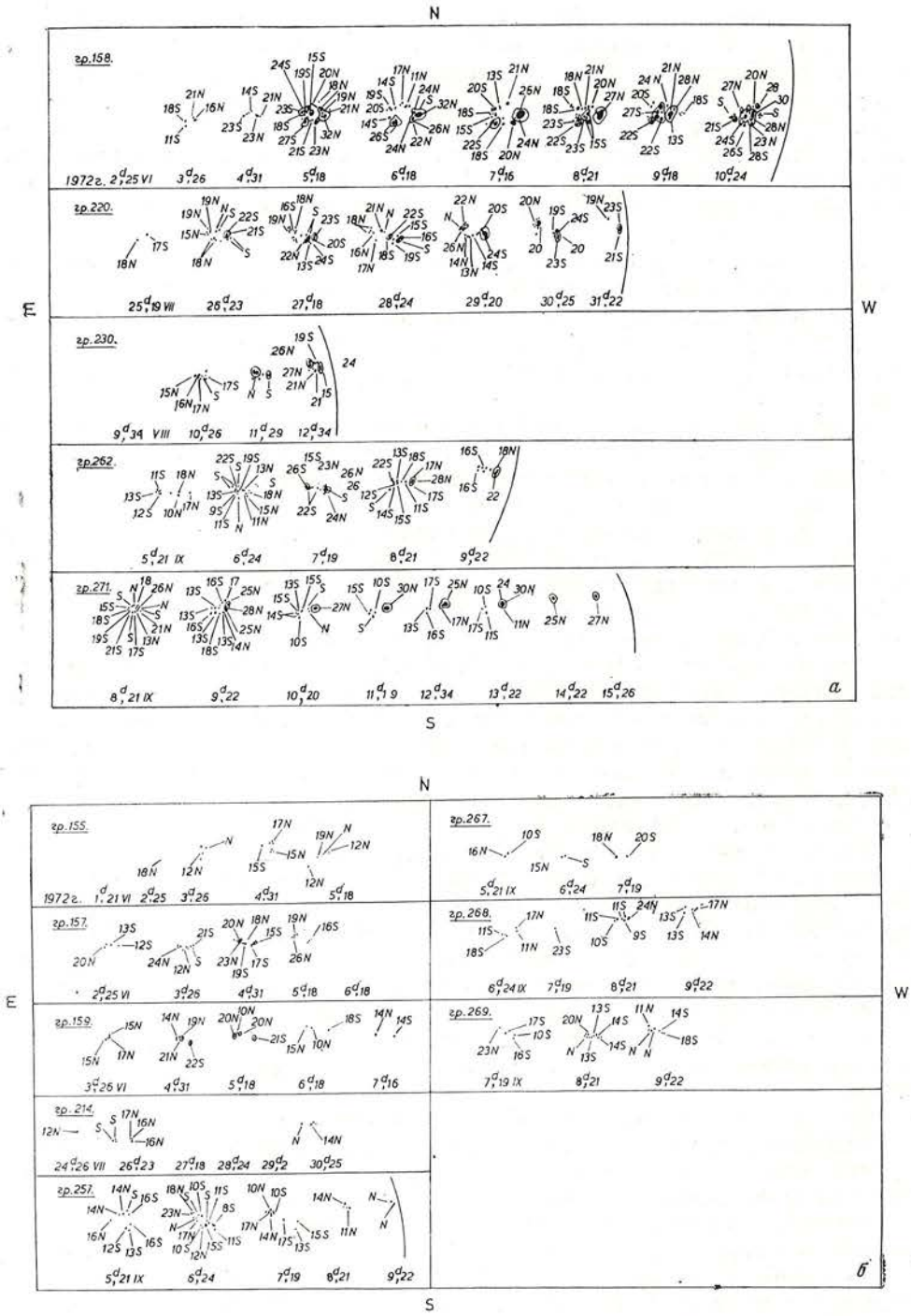


Рис. 1. Зарисовки развития групп пятен

а — большие группы; *б* — малые группы

скольких небольших пятен в растущей или в уже сформировавшейся группе наблюдается низкий уровень яркости — в среднем 1,3—1,4 относительно соседней невозмущенной хромосферы. На этом фоне иногда происходят кратковременные (5—15 *мин*) сильные (2,6—3) всплески яркости (см., например, рис. 2, *а*, 3 и 7.VI 1972 г.).

Месяц, 1972 г.	Номер группы по «Солнечным данным»	Номер группы по обс. Мак-Мас	Дата прохождения через центральный меридиан и координаты	Макс. число пятен	Макс. площадь в м.д.п.	Характер магнитной области
			Большие группы			
Июнь	158	11 911 C	VI—6,3; S8°5 77°5	48	>2000	II
Июль	220	11 972	VII—26,1; S8,5 137,5	40	550	II
Август	230	11 987	VIII—6,7; N16,0 344,0	14	>1600	I
Сентябрь	262	12 016	IX—4,8; S9,0 320,0	18	600	I
	271	12 021	IX—10,8; N14 240,5	11	330	I
			Малые группы			
Июнь	155	11 911 B	VI—5,6; S8,0 86,5	7	30	II
	157	11 906	VI—4,6 N8,5 100,0	18	100	I
	159	11 912	VI—7,7; N7,5 58,0	9	150	I
Июль	214	11 968 B	VII—28,7; S3,0 104,0	7	20	II
Сентябрь	257	12 011 C	IX—4,2; N15 327,5	12	60	II
	267	12 023	IX—5,7; N4,5 308,0	2	10	I
	268	12 024	IX—6,1; S6,5 302,5	7	40	II
	269	12 026	IX—9,5; N16 258,0	11	40	I

При возникновении большого числа мелких пятен средний уровень яркости возвышается до значений 1,8—2,2. Однако наряду с яркими узелками существуют и такие узлы, яркость которых мала (см., например, рис. 2, *а*, 4.VI 1972 г.). Они находятся в тех местах, где в данный период пятна не возникают. Эти результаты согласуются с наблюдениями Крисенко [4] и Коробовой [5].

В период бурного развития группы пятен происходят как кратковременные (5—15 *мин*), так и более продолжительные (30—60 *мин*) сильные пульсации (см. рис. 2, *а*, 4, 8 и 9.VI; рис. 2, *б*, *в*). На фоне длительных пульсаций часто выделяются более кратковременные всплески яркости. Здесь следует отметить, что колебания яркости продолжительностью порядка одного часа были замечены также Коробовой [6] при фотометрии неустойчивых ярких флоккульных волоконец.

Продолжительные непрерывные наблюдения показывают, что длительные всплески не одиночны. Они могут идти один за другим с интервалом примерно 1—1,5 *час* (см. рис. 2, *б*, *в*). К сожалению, наши наблюдения не позволяют установить, как долго длится этот процесс, но, по всей вероятности, он не непрерывен. Так, в группе № 220 27.VII (рис. 2, *б*) после нескольких часов сохранения высокого уровня яркости наступил спад до значений 1,4, который не был связан с окончанием развития группы. На следующий день уровень яркости вновь был повышенным.

Как видно из приведенных графиков, флоккулы могут быть в 3—4 раза (а иногда и больше) ярче соседней невозмущенной хромосферы. Такие интенсивности обычно наблюдаются в сильных хромосферных вспышках. Однако описываемые пульсации обычно считаются субвспышками из-за очень малой площади тех узелков, где они происходят.

Имеют место как синхронные, так и несинхронные колебания яркости в разных узлах данной флоккульной области.

Когда в группе новые пятна больше не возникают, яркость флоккулов понижается (что согласуется с результатами Коробовой [3] и [5]) до значения примерно 1,5 и сильных всплесков больше не наблюдается. В уже развившихся группах могут происходить вспышки, занимающие большую площадь. Такие вспышки, например, наблюдались 10 и 11.IX 1972 г. в группе № 271 (область типа I). В эти дни, судя по картам магнитных полей, полученным на обсерватории Маунт-Вилсон, область утратила

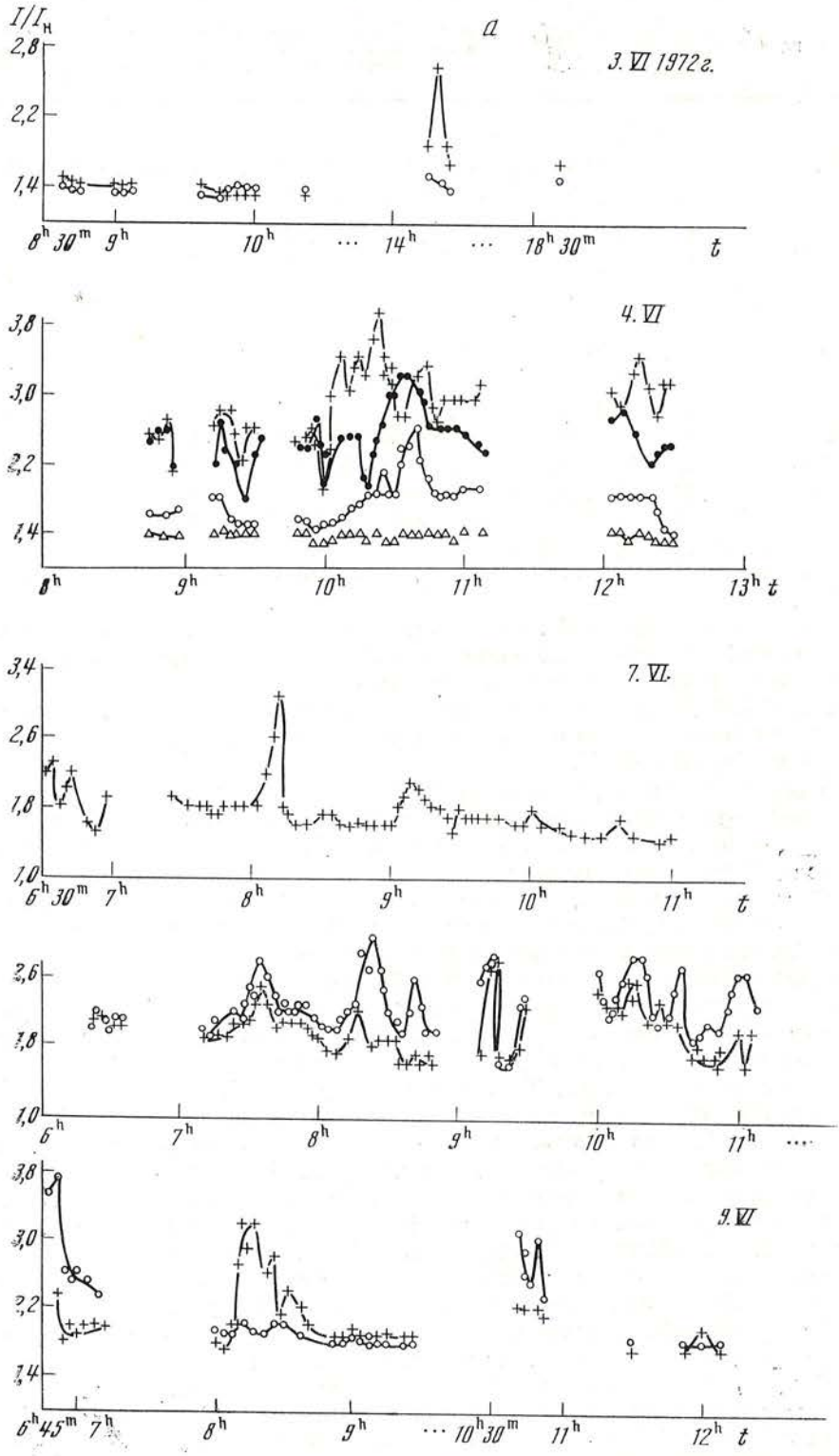


Рис. 2. Относительное изменение интенсивности некоторых флоккульных узелков

а — для группы № 158; *б* — для группы № 220; *в* — для группы № 262. Кружки и треугольники—значения I/I_n в узелках лидерной области, крестики и точки — значения I/I_n в узелка хвостовой области

биполярную структуру и среди поля отрицательного знака возникло вкрапление положительного поля.

Опишем теперь те изменения яркостей флоккулов, которые наблюдались при развитии малых групп. Средний уровень яркости лидерного и хвостового узелков в течение всех дней жизни группы низок — примерно 1,4. В тот период, когда в группе появляется 2—4 небольших пятна, иногда наблюдаются кратковременные колебания яркости (от 4 до 10 *мин*). Эти колебания малы и лежат в пределах ошибок измерения. Иногда возникают и довольно сильные всплески длительностью 15—20 *мин* (например, 24 и 25.VII 1972 г. в группе № 214, рис. 3, *б*) и с относительной яркостью 2—3.

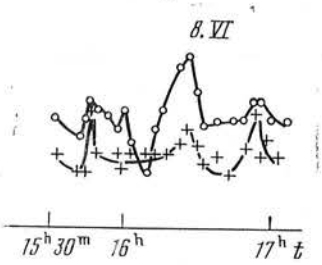
В период максимального развития малой группы, когда в ней появляется 10 и более мелких пятен, наблюдаются, как и в случае больших групп, сильные всплески яркости длительностью до часа, например 4.VI 1972 г. в группе № 155 (рис. 3, *а*) и 6.IX 1972 г. в группе № 257 (рис. 3, *в*). На их фоне также выделяются более кратковременные пульсации. Но, в отличие от больших групп, яркость флоккульных узелков между пульсациями опускается до низкого уровня (1,4).

В период разрушения и исчезновения малых групп в них могут происходить сильные всплески яркости. Обычно это бывает в тех случаях, когда группы располагаются в областях типа II. Так, в группе № 155, находившейся между группами № 158 и № 153 4.VI и особенно 7 и 9.VI (рис. 3, *а*), наблюдались сильные всплески, имевшие вид двухленточных вспышек. В это же время усилилась яркость флоккулов и в группе № 158. В группе № 214, находившейся в одном комплексе с мощной группой № 216, 27.VII произошла небольшая по площади, но очень яркая двухленточная вспышка (рис. 3, *б*). Она возникла примерно через час после вспышки в группе № 216.

Итак, общие характерные черты флоккулов в период возникновения в них пятен таковы.

1. Флоккулы имеют вид узелков с линейными размерами от 3″,5 до 10″.

2. На стадии появления нескольких небольших пятен наблюдается низкий уровень яркости флоккулов (1,3—1,4) относительно соседней невозмущенной хромосферы. На этом фоне иногда происходят кратковременные (5—15 *мин*) сильные всплески.



3. Во время возникновения большого числа мелких пятен наряду с кратковременными происходят и длительные (30—60 *мин*) пульсации яркости. Они могут идти группами с интервалом между отдельными пульсациями примерно 1—1,5 *час*.

4. Относительные яркости в сильных пульсациях в основном достигают значений 3—4.

5. Пульсации яркости в разных узлах могут быть как синхронными, так и несинхронными.

6. В уже сформировавшихся группах, где новые пятна больше не образуются, яркие узелки исчезают. Флоккулы становятся протяженными и слабыми. В этот период, а также во время разрушения групп могут происходить вспышки. В областях типа I они являются следствием того, что группа утрачивает биполярную структуру и в области поля одного знака появляется поле противоположного знака. В областях типа II вспышки в данной группе могут быть вызваны повышением активности в соседних группах. Это так называемые симпатические вспышки, замеченные еще Ричардсоном [7, 8]; они являются следствием физического взаимодействия активных областей. Из всего сказанного следует, что по характеру изменения яркости флоккулов в период раз-

вития новых групп пятен нет различия между группами, возникшими в областях I и II. Было только замечено, что некоторые всплески яркости и вспышки в группах типа II могут быть следствием активизации других групп данного комплекса. Для дальнейшего сравнения этих областей рассмотрено 50 развивающихся групп пятен, расположенных в областях обоих типов.

По материалам, опубликованным в бюллетене «Солнечные данные», были рассмотрены изменения их площадей, измеренных в миллионных долях полусферы (S_p), раздвижение пятен по долготе (l) и изменение угла наклона большой оси группы к параллели (α). Некоторые из построенных графиков приведены на рис. 4 отдельно для областей I и II.

Прежде всего, обращает внимание то обстоятельство, что поведение угла α весьма различно для областей I и II. Известно, что еще в 1930 г. Бруннер [9] заметил тенденцию уменьшения угла наклона большой оси группы пятен к параллели при эволюции группы. Но, как видно из рис. 4, *а*, существуют значительные отклонения от этой закономерности. Во-первых, заметные изменения угла α наблюдались нами только у тех групп, которые находились в областях типа I. Во-вторых, далеко не всегда угол α уменьшается — отмечено много случаев увеличения угла наклона к параллели. В-третьих, у всех групп, находившихся в областях типа II, наблюдалось практически неизменное значение угла α. В некоторых случаях α у них как будто изменялось, но эти изменения всегда были малы и находились в пределах ошибок измерения (10°). Было рассмотрено несколько случаев окончания развития мощных групп пятен. В случае областей I здесь были ясно видны сильные изменения угла α.

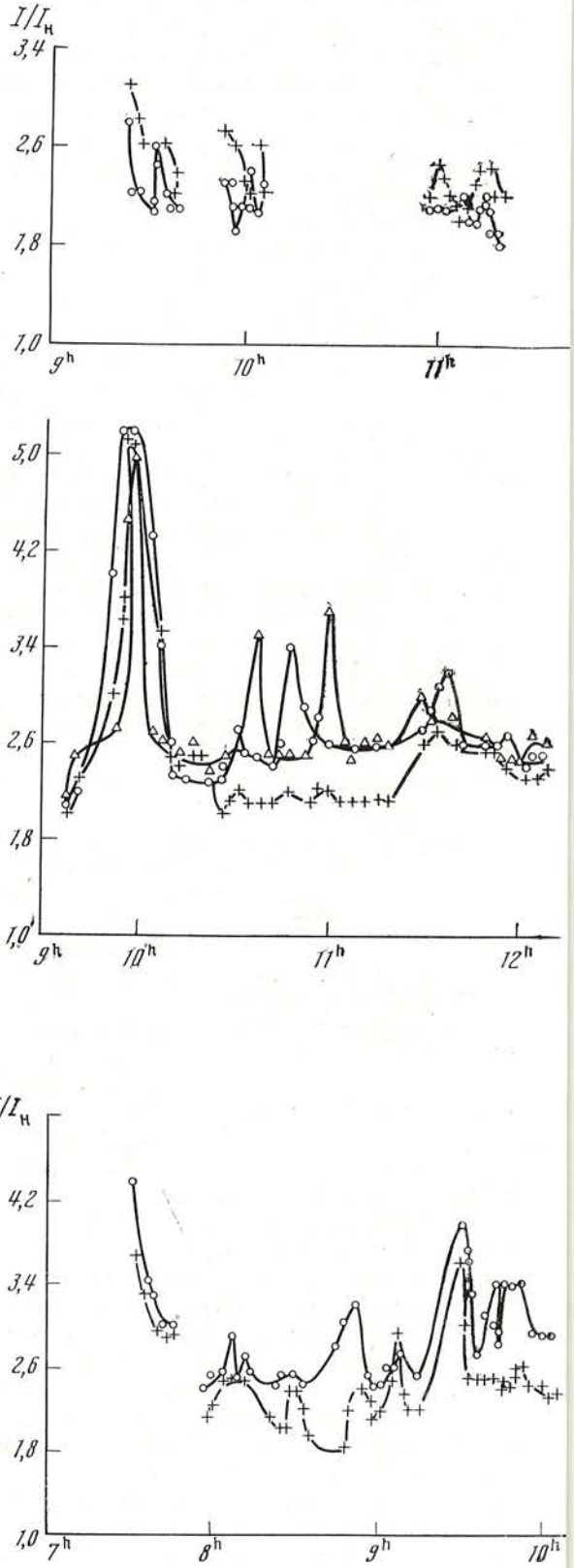
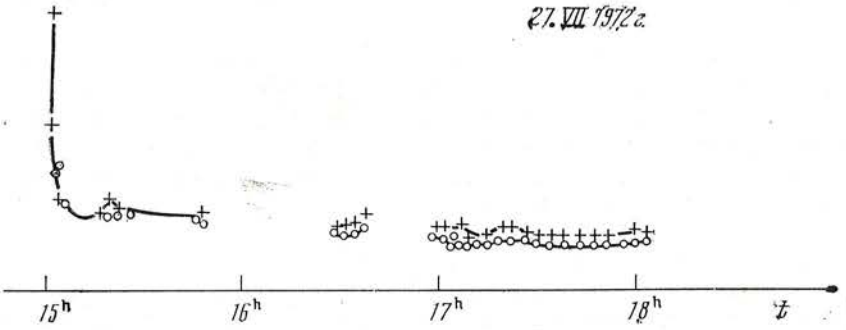


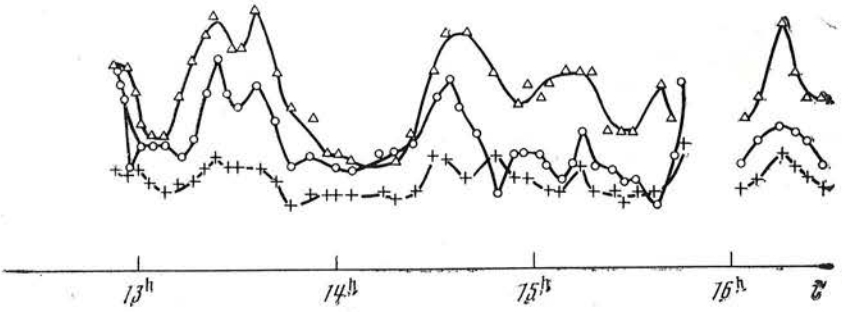
Рис. 2 (окончание)

б

27. VII 1972 г.

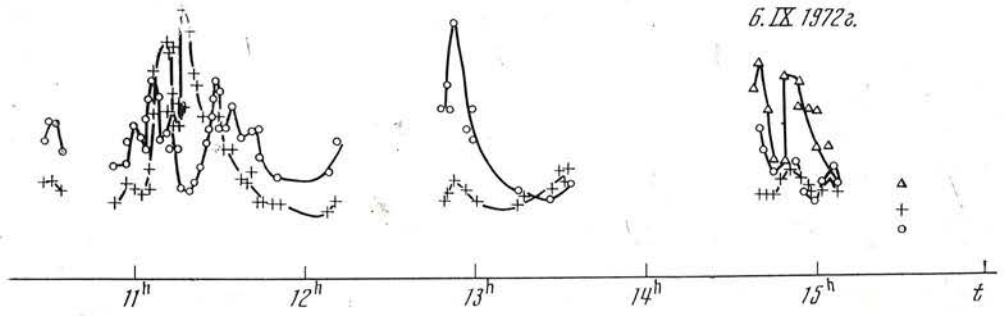


28. VII



в

6. IX 1972 г.



Так, в течение 10 дней наблюдения группы № 100 (март 1971 г.) угол α увеличился на 80°. Это очень похоже на замеченное Гневышевой [10] явление вращения нескольких групп пятен как одного целого вокруг некоторого центра.

Явление раздвижения пятен по долготе было замечено Бруннером в 1913 г. [11]. Как видно из рис. 4, у разных групп процесс раздвижения проходит по-разному: одни группы вытягиваются непрерывно в течение всего времени жизни, а другие — практически несколько первых дней. Характер изменения площадей и их величины у разных групп могут быть различными. И по обоим этим параметрам (S и l) различий между областями I и II не замечено.

В заключение отметим следующие основные результаты.

1. Процесс возникновения и развития новых групп пятен сопровождается заметными изменениями яркости флоккулов. Эти изменения на

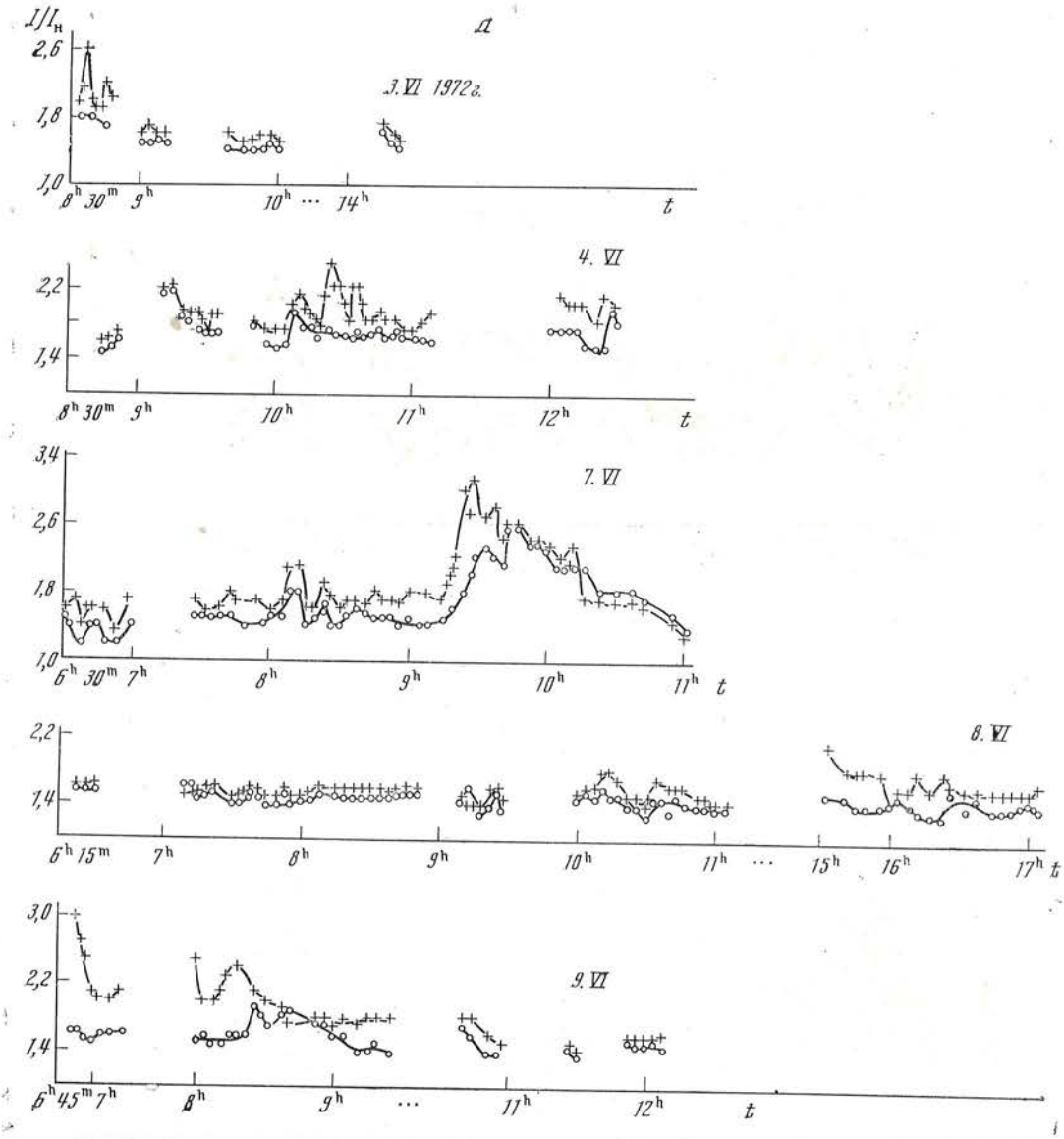
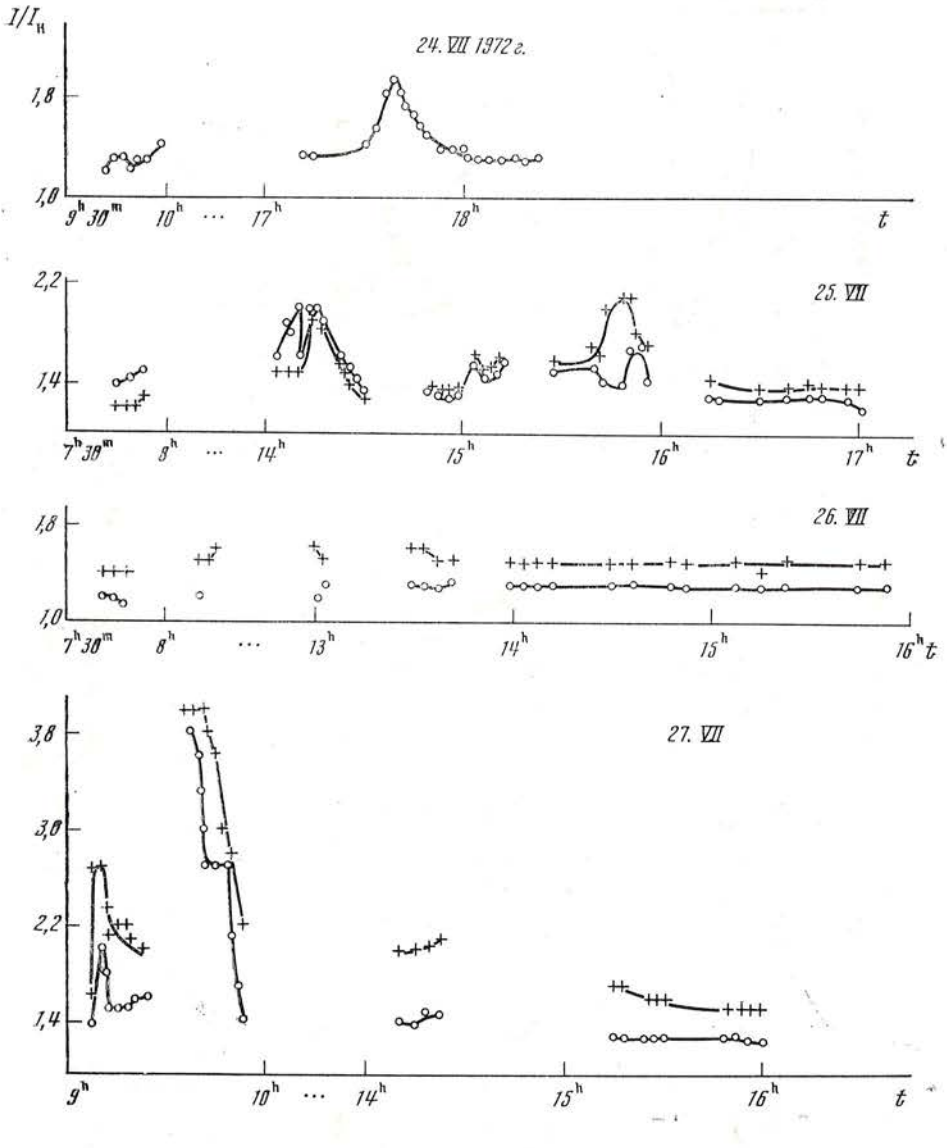


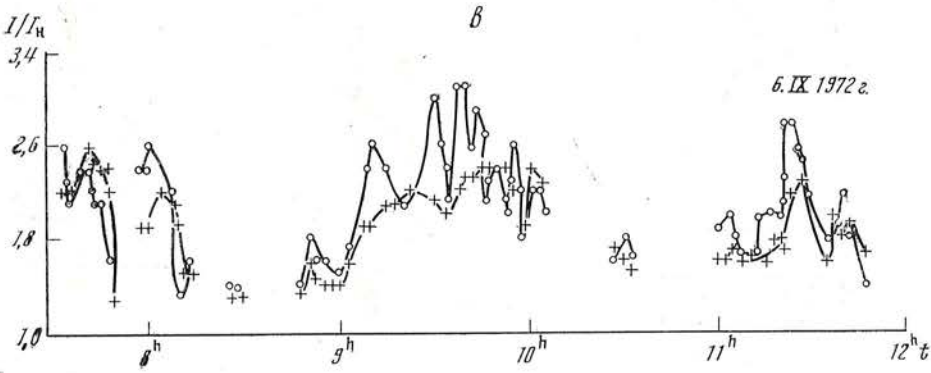
Рис. 3. Относительное изменение интенсивности флоккульных узелков

а — для группы № 155; *б* — для группы № 214; *в* — для группы № 257. Обозначения те же, что и на рис. 2

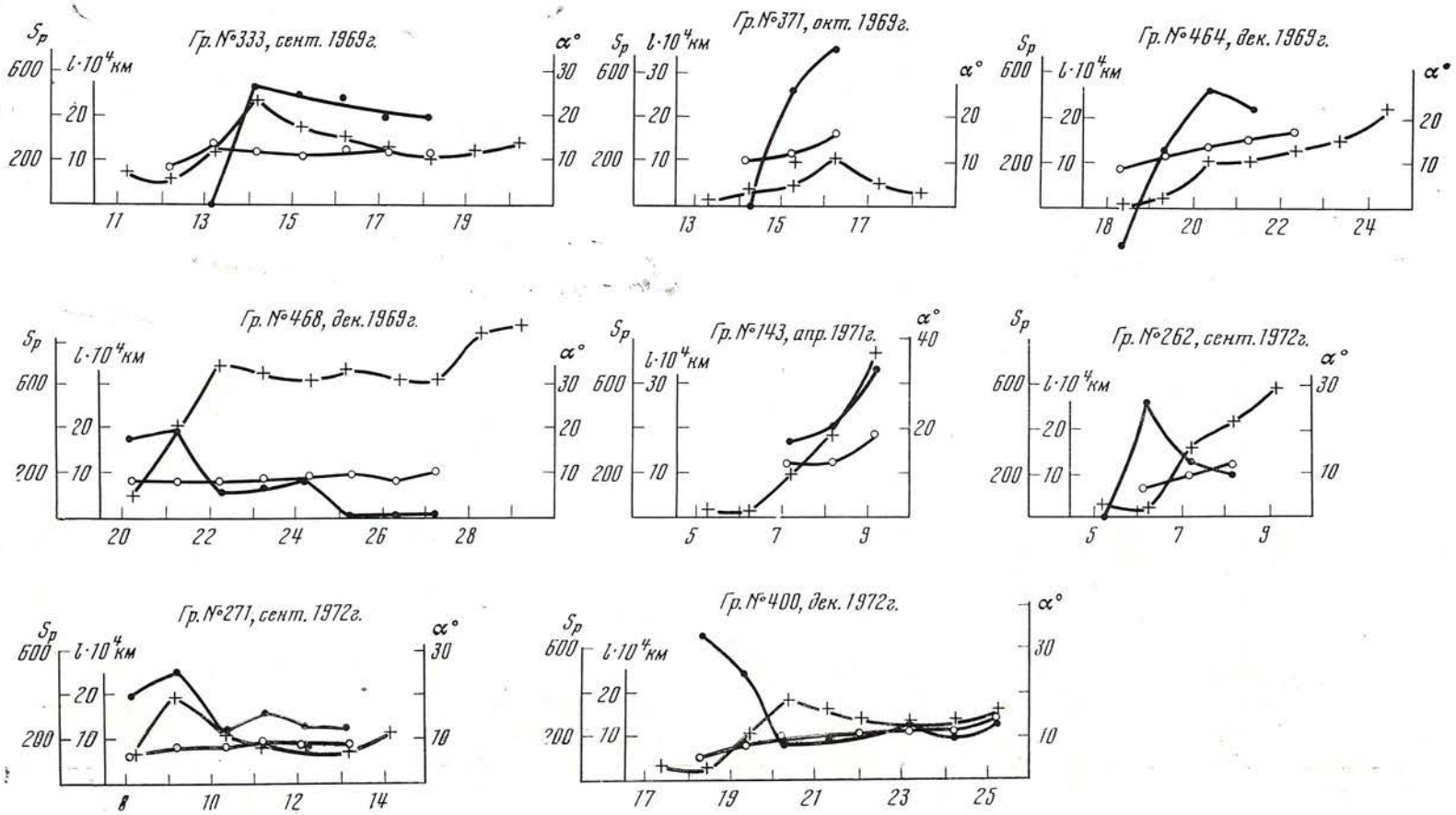
б


I/Iн
24. VII 1972 г.
1,8
1,0
9h 30m
10h
17h
18h
t
2,2
25. VII
1,4
7h 30m
8h
14h
15h
16h
17h
t
1,8
26. VII
1,0
7h 30m
8h
13h
14h
15h
16h
t
3,8
27. VII
3,0
2,2
1,4
9h
10h
14h
15h
16h
t

в


I/Iн
3,4
6. IX 1972 г.
2,6
1,8
1,0
8h
9h
10h
11h
12h
t

а


Гр. №333, сент. 1969г.
Гр. №371, окт. 1969г.
Гр. №464, дек. 1969г.
Гр. №468, дек. 1969г.
Гр. №143, апр. 1971г.
Гр. №262, сент. 1972г.
Гр. №271, сент. 1972г.
Гр. №400, дек. 1972г.
S_p
$l \cdot 10^4$ км
$\alpha°$

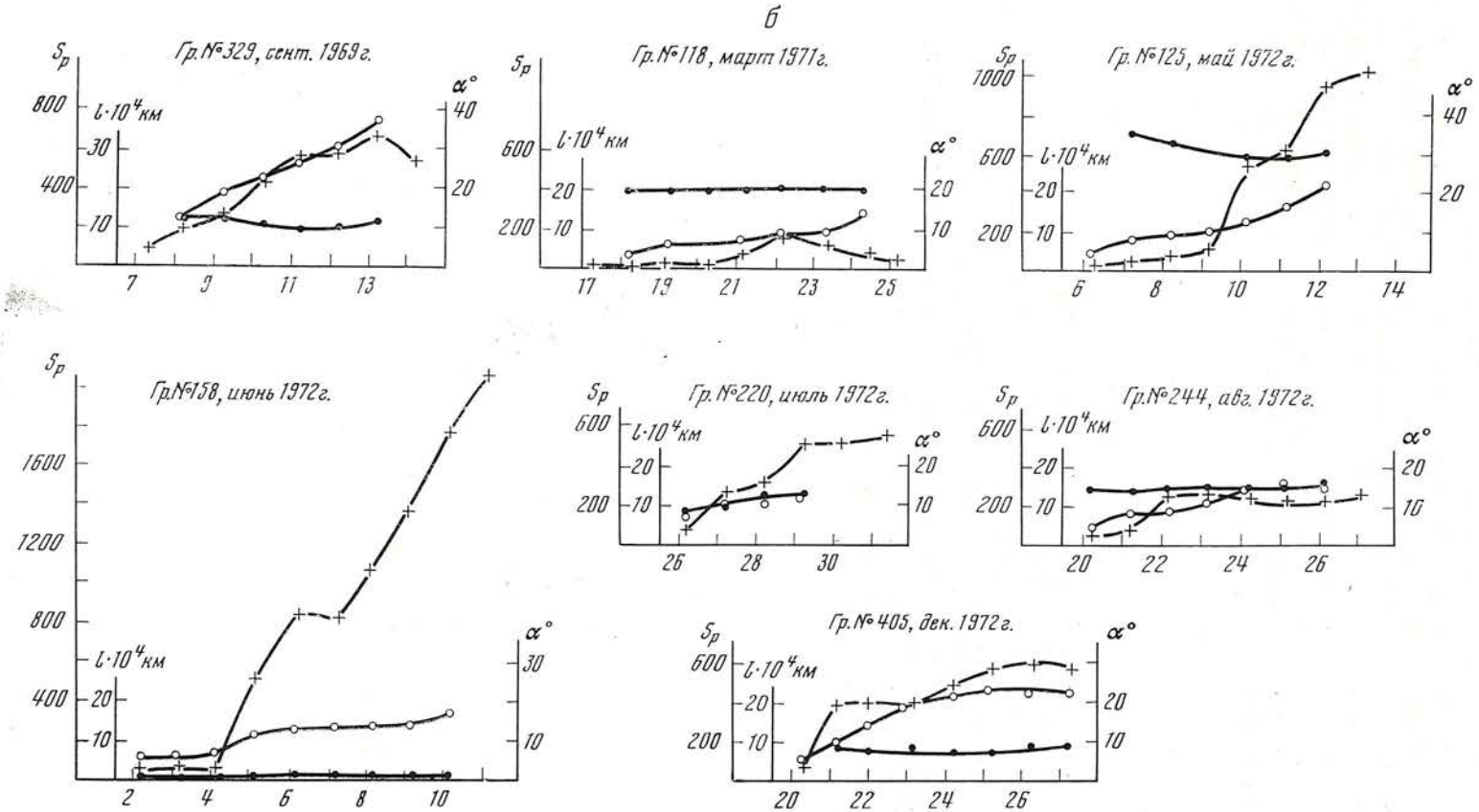


Рис. 4. Изменения площадей групп пятен S_p, длины большой оси группы l и угла наклона большой оси к параллели α

а — для областей типа I; *б* — для областей типа II. Крестики — площадь, кружки — длина большой оси, точки — угол наклона

ранней стадии развития группы имеют характер кратковременных пульсаций яркости. В период бурного развития группы наряду с кратковременными наблюдаются также и длительные пульсации.

2. Развивающиеся группы пятен могут располагаться как в изолированных областях магнитного поля, так и в магнитных комплексах.

В группах, принадлежащих к магнитным комплексам, повышение яркости флоккулов и вспышки часто связаны с активизацией других областей данного комплекса. В этих группах наблюдается также постоянство угла наклона большой оси к параллели. При эволюции групп, находящихся в изолированных областях магнитного поля, угол наклона заметно изменяется.

Май 1974 г.

Литература

1. *C. P. Butler.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1924, 84, 134.
2. *A. Bruzek.* Solar Phys., 1967, 2, N 4, 451.
3. *З. Б. Коробова.* Бюлл. «Солнечные данные», 1965, № 2, 42.
4. *Л. И. Крисенко.* Бюлл. КИСО, 1953, № 8-9.
5. *З. Б. Коробова.* Бюлл. «Солнечные данные», 1964, № 8, 49.
6. *З. Б. Коробова.* Бюлл. «Солнечные данные», 1966, № 10, 61.
7. *R. S. Richardson.* Annual Report of the Director, Mt. Wilson Obs., 1936, N 35, 871.
8. *R. S. Richardson.* Astrophys. J., 1939, 90, 368.
9. *W. Brunner.* Publ. Zurich Obs., 1913, 5, 1.
10. *Р. С. Гневышева.* Астрон. ж., 1941, 18, 27.
11. *W. Brunner.* Astron. Mitt. Zurich, 1930, N 124, 67.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ХРОМОСФЕРЫ

Т. Т. Цап

Изучается тонкая структура хромосферы Солнца по спектрогелиограммам, полученным на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории в линиях H_α, H_β, H_γ, H_δ и K Ca II. В линии H_α спектрогелиограммы снимались как в ядре, так и в крыльях на различных расстояниях от центра линии. В большинстве случаев в активных и невозмущенных областях на Солнце темные и светлые детали тонкой структуры хромосферы, наблюдаемые в указанных линиях, совпадают по положению. Сопоставление карт яркостей в линиях H_α и K Ca II с картами продольных магнитных полей показало, что в активных областях в 69% случаев максимальная яркость во флоккулах наблюдается в области хвостовой полярности магнитного поля.

SOME FEATURES OF THE CHROMOSPHERIC STRUCTURE, by *T. T. Tsap.*— The fine chromospheric structure in the H_α, H_β, H_γ, H_δ and K Ca II lines is studied. The observations were made with the double spectroheliograph of the Crimean astrophysical observatory. In the H_α line the spectroheliograms were taken at different parts of the line. It is found that there is a good accordance between position of the dark and bright details of the chromospheric fine structure in active and quiet regions. The flocculi brightness maximum was observed in the region of the following polarity in 69% of the cases.

Изучение хромосферы по спектрогелиограммам проводилось рядом авторов [1—5]. Наиболее обширные исследования приведены в [1, 3]. Однако пространственное разрешение спектрогелиограмм, использованных в [1, 3] было сравнительно небольшим (4″—5″), что позволило лишь изучить относительно крупномасштабные детали хромосферы. Кроме того, фотографирование Солнца в разных линиях в [1, 3] проводилось последовательно, что не позволяло при сопоставлении спектрогелиограмм учитывать возможные изменения со временем в самих деталях хромосферы.

Здесь мы приводим результаты изучения структуры хромосферы Солнца по спектрогелиограммам, снятым в разных спектральных линиях, а также результаты сопоставления яркости флоккулов с магнитным полем.

В течение ряда лет при хороших изображениях на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории [6] снята большая коллекция спектрогелиограмм. Входная щель спектрогелиографа бралась равной 0,06 *мм*, а диаметр изображения Солнца составлял 110 *мм*. Спектрогелиограммы получались в следующих линиях: H_α, H_β, H_γ, H_δ, K Ca II. Обычно на одну из выходных щелей спектрогелиографа устанавливалась линия H_α, а на другую — одна из указанных выше. В линии H_α спектрогелиограммы получались как в центральной ее части, так и на различных расстояниях от центра линии. Ширины выходных щелей для водородных линий составляли обычно 0,20 Å, а для линии K Ca II — 0,30 Å. Часть спектрогелиограмм была получена при ширине выходной щели спектрогелиографа, равной 0,22 Å для K-линии и 0,15 Å для линий водорода.

При съемке спектрогелиограмм мы часто поперек входной щели устанавливали одну или две тонкие нити, изображение которых использовали

в качестве одного из реперов при их сопоставлении. Спектрогелиограммы снимались при хороших изображениях, пространственное разрешение на лучших из них не хуже 1″. Изучение их проводилось в основном на блинк-компараторе.

Мы использовали записи магнитных полей и яркостей, проведенных в период с 1965 по 1969 г. на двойном магнитографе обсерватории [7]. Магнитные поля регистрировались одновременно с яркостями в линиях Fe I λ5250, Ca I λ6103, H_α, K_3. Записи магнитного поля в линии K_3 мы не использовали, так как они содержат значительные ошибки из-за подавляющего влияния величины $dI_\lambda/d\lambda$ на сигнал магнитного поля. При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами разрезов 6″,7. Ширина и высота входной щели спектрографа обычно составляла 0,3 × 1 *мм* соответственно при диаметре изображения Солнца, равном 200 *мм*. По данным измерений были построены карты магнитных полей и яркостей.

1. Невозмущенные области

Изучение спектрогелиограмм, снятых в разных частях контура линии H_α, показало, что наблюдаемая на них структура хромосферы в общем сходна со структурой, описанной в [1, 3, 8—11], однако в отдельных деталях имеются заметные различия.

На рис. 1 приведены спектрогелиограммы, полученные в разных частях контура линии H_α, показывающие изменение структуры хромосферы по мере перехода от центра линии к разным местам красного крыла. Из рис. 1, *а* видно, что на спектрогелиограммах, снятых в центральной части линии H_α вне активных областей, наблюдаются светлые и темные узелки, а также светлые и темные волоконца. Средняя ширина волоконец составляет 2″, а длина 4″. Очевидно, что из-за влияния рассеянного света и дрожаний изображения истинные размеры деталей могут быть меньше измеренных. Однако, вероятно, различия между истинными и измеренными величинами размеров не очень велики, так как наблюдения хромосферы в линии H_α со стратоскопа [12] показали, что детали структуры хромосферы в несколько раз больше, чем в фотосфере. На спектрогелиограммах, снятых на расстоянии +0,45 Å от центра линии (рис. 1, *б*), видны светлые и темные узелки, а также светлые и темные волоконца. Таким образом, как видно из рис. 1, *б*, на наших спектрогелиограммах, в отличие от [11], темные узелки округлой формы видны не только в синем крыле линии H_α, но и красном.

Темные волоконца, располагаясь по границам ячеек хромосферной сетки, образуют так называемые кусты, на которые впервые было обращено внимание в [11]. Согласно [11], кусты представляют собой спикулы, наблюдаемые на диске Солнца. Просмотр большого числа спектрогелиограмм показал, что образования типа кустов наиболее четко видны в местах с повышенной яркостью узлов хромосферной сетки, наблюдаемой в центральных частях линий K Ca II и H_α. С другой стороны, известно [13—17], что именно яркие узелки в линиях кальция хорошо совпадают с холмами магнитного поля. По записям, которые мы провели на двойном магнитографе вблизи центра диска Солнца, зависимость между яркостью узелков хромосферной сетки в K_3 и напряженностью продольного магнитного поля, измеренного по линии λ6102,7 Ca I можно представить выражением

$$I_y = 7{,}42 \cdot 10^{-3} H_\parallel + 1{,}00, \qquad (1)$$

где $H_\parallel$ — в гауссах, а I_y выражена в единицах яркости ближайшей к узелку невозмущенной хромосферы.

Таким образом, структура типа кустов лучше видна в тех местах, где выше напряженность магнитного поля.

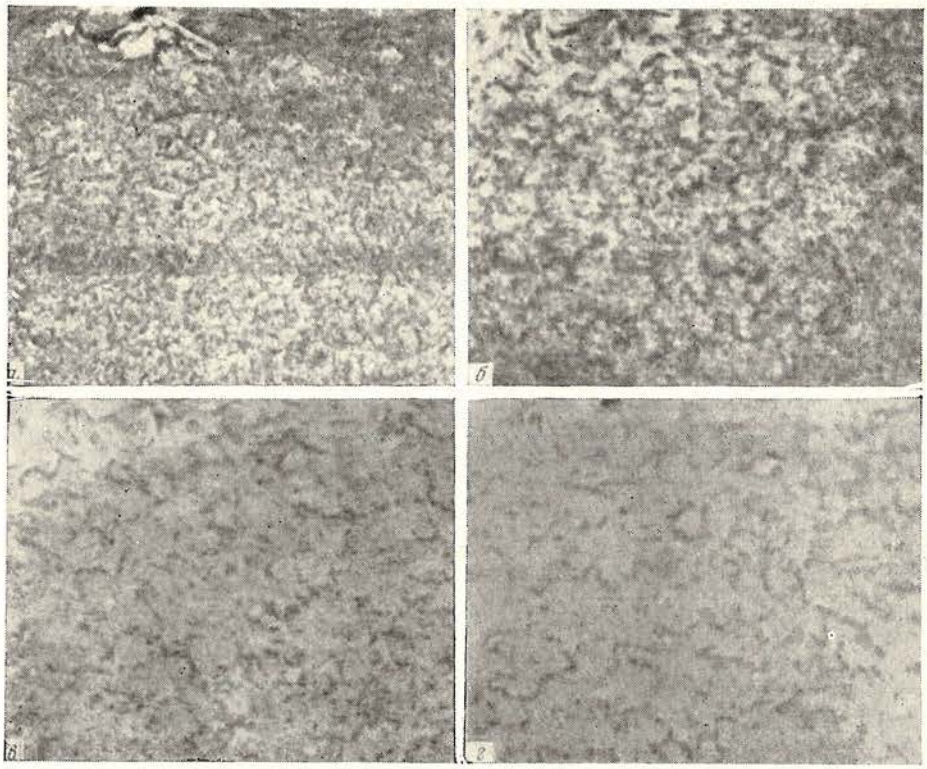


Рис. 1. Спектрогелиограммы, снятые в разных частях контура линии H_α (диаметр изображения Солнца 33 *см*)

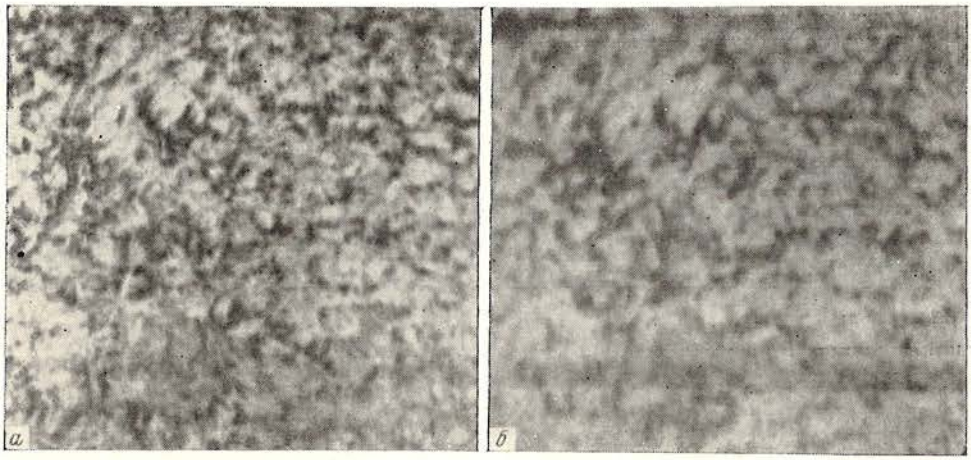


Рис. 2. Спектрогелиограммы, полученные в крыльях H_α на расстоянии 0,5 Å от центра линии (диаметр изображения Солнца 33 *см*)

а — в красном крыле; *б* — в синем крыле

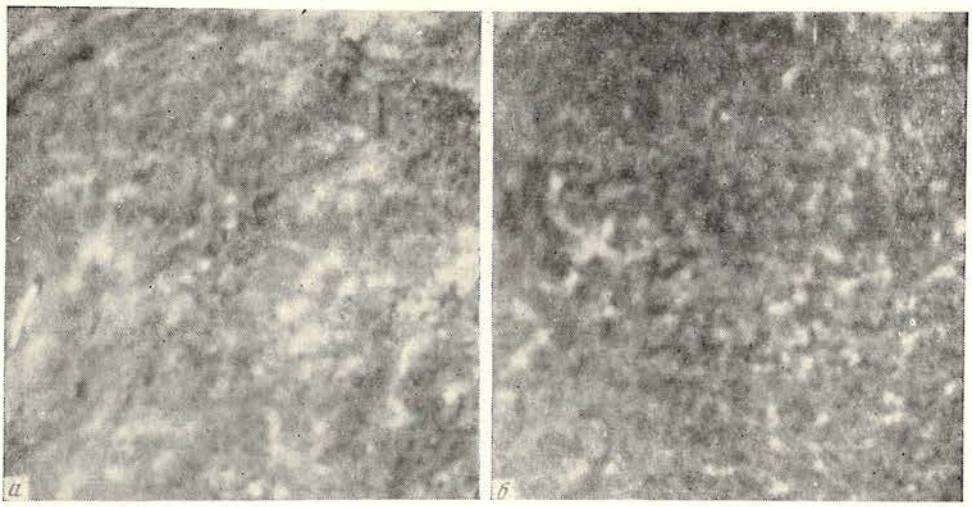


Рис. 3. Спектрогелиограммы, снятые в центре линии H_α (слева) и K_{232} (диаметр изображения Солнца 33 *см*)

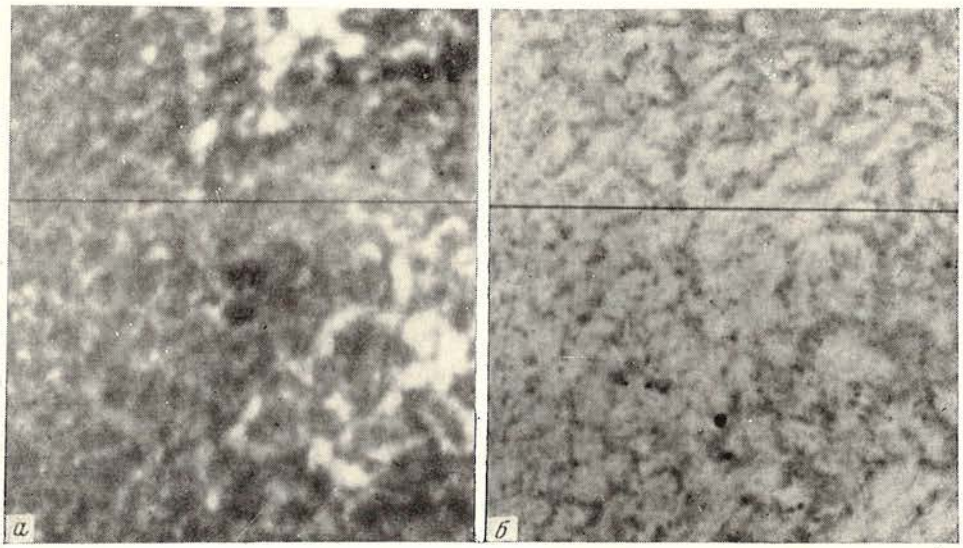


Рис. 4. Спектрогелиограммы, полученные в линии K_{232} (слева) и в красном крыле линии H_α (справа) на расстоянии 0,5 Å от центра (диаметр изображения Солнца 33 *см*)

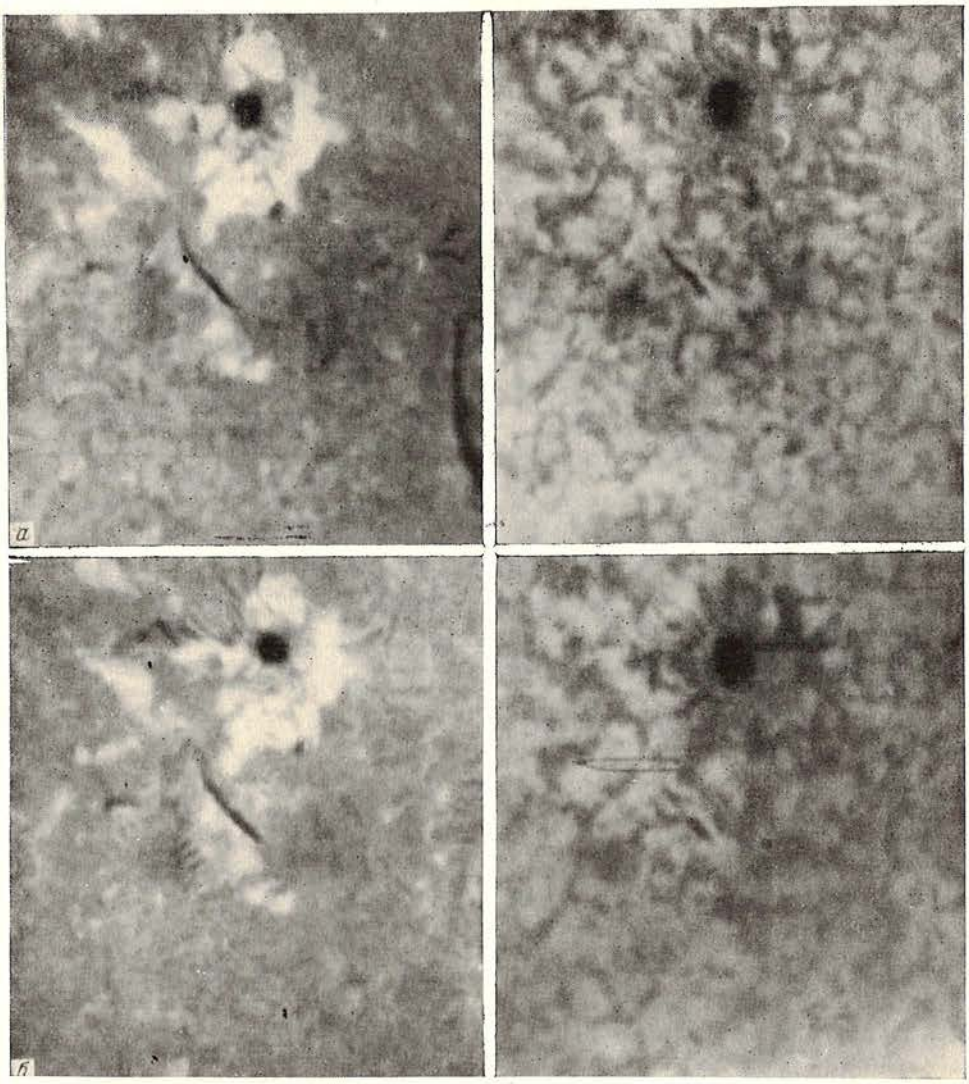


Рис. 5. Спектрогелиограммы, полученные одновременно в центральных частях линий $H_\alpha - H_\beta$ (*а*), $H_\alpha - H_\gamma$ (*б*) (диаметр изображения Солнца 33 *см*)

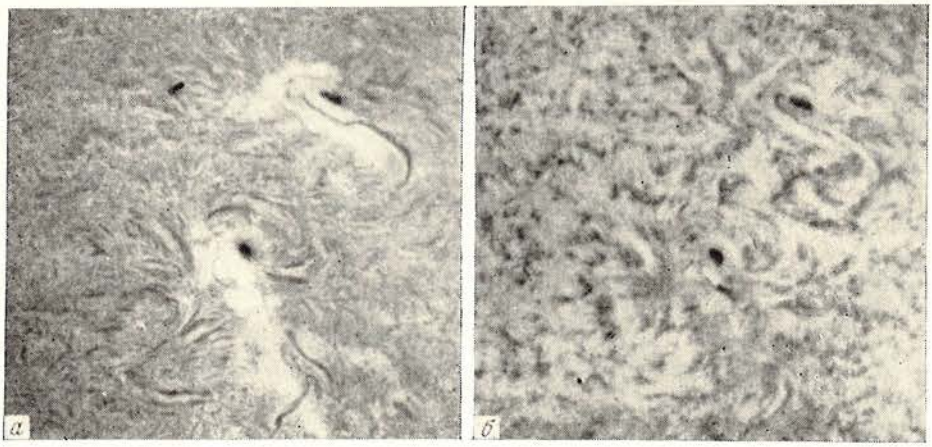


Рис. 6. Снимок активной области в центре линии H_α (*а*) и в красном крыле (*б*) ($\Delta\lambda = +0{,}5$ Å) (диаметр изображения Солнца 33 *см*)

Далее, из рис. 1, *в*, *г* видно, что при переходе к более далеким крыльям линии H_α (+ 0,59, + 0,74 Å) яркие волоконца и узлы видны хуже, чем на расстоянии + 0,45 Å, темные узлы и кусты прослеживаются хорошо. Однако яркие и темные детали наблюдаются на наших спектрогелиограммах до расстояний 1 Å от центра H_α. Отдельные высокого качества фильтрограммы показывают, что яркие узелки и темные детали видны даже на расстоянии 2 Å от центра линии H_α [18]. Отметим также, что темные волоконца часто состоят из двух очень близко расположенных деталей (рис. 1, *в*, *г*). Измерения средних размеров светлых и темных деталей, видимых в крыле H_α на расстоянии + 0,74 Å, показали, что они практически такие же, как на расстоянии + 0,45 Å.

На спектрогелиограммах, снятых вблизи края диска Солнца, отчетливо видно, что волоконца, пересекая лимб, соединяются с темными узелками на диске Солнца. Аналогичные результаты получены ранее [19, 20] и, по мнению их авторов, свидетельствуют о том, что видимые на диске темные волоконца — это яркие спикулы, наблюдаемые у лимба.

Из сопоставления спектрогелиограмм, снятых через небольшой промежуток времени последовательно в красном и фиолетовом крыльях H_α, видно, что многие светлые и темные детали хромосферы наблюдаются одновременно в обоих крыльях (рис. 2). Однако нередко детали структуры хромосферы видны лишь в одном из крыльев, что согласуется с [1, 3, 9, 11]. Вероятность наблюдать детали структуры одновременно в двух крыльях меньше для более мелких структур. Факт одновременой видимости деталей структуры хромосферы в обоих крыльях на значительных расстояниях от центра линии H_α указывает, что контуры линий в этих образованиях довольно широкие.

Интересные особенности тонкой структуры хромосферы следуют из сопоставления отдельных деталей, наблюдаемых в разных частях контура H_α (см. рис. 1). Оказалось, что в большинстве случаев светлые и темные детали, наблюдаемые в центре H_α и в крыльях, располагаются над одними и теми же местами атмосферы Солнца. В отдельных местах этого соответствия нет и темные детали могут по положению совпадать со светлыми, и наоборот.

Как сказано выше, при переходе от центра линии H_α в крылья обычно значительно увеличивается контраст темных деталей и убывает контраст ярких деталей. Поскольку светлые и темные образования располагаются рядом или переплетаются, то при наблюдениях с низким разрешением создается впечатление, что места на Солнце, в которых в ядре H_α видны яркие образования, выглядят в крыльях темными. Несовпадение по положению в некоторых местах хромосферы ярких деталей с яркими и темных с темными в разных частях контура H_α, по-видимому, может быть связано с тем, что градиенты вертикальных скоростей меняются от места к месту.

Все только что изложенное хорошо подтверждается сопоставлением спектрогелиограмм, снятых одновременно в разных линиях.

Оказалось, что на спектрогелиограммах, снятых одновременно в линиях H_α, и K Ca II, яркие узелки, как правило, располагаются над одними и теми же местами атмосферы Солнца. Это хорошо видно из рис. 3, где приведены спектрогелиограммы в ядрах линии H_α и K_{232}. Заметим также, что на спектрогелиограммах в K_3, снятых при хороших атмосферных условиях, можно заметить, что и здесь, хотя и с очень малым контрастом, прослеживаются темные продолговатые волоконца, совпадающие по положению с волоконцами в H_α.

Сравнение большого количества спектрогелиограмм в K_{232} и в крыле линии H_α (на расстоянии 0,5 Å от центра) отчетливо показало, что в большинстве случаев темные детали в крыле H_α совпадают по положению с темными деталями в K_{232}. Яркие узлы хромосферной сетки в H_α и K служат как бы основаниями, из которых вытягиваются волоконца, образующие кусты. Для иллюстрации сказанного на рис. 4 приведены спектро-

гелиограммы, снятые одновременно в K_{232} и в красном крыле H_α на расстоянии 0,5 Å от центра. Таким образом, если волоконца, расположенные на границах ячеек хромосферной сетки, принять за спикулы, наблюдаемые на диске Солнца, то они в линии K_{232}, как и в H_α, являются темными образованиями.

С учетом только что сказанного возникает вопрос о связи магнитного поля на Солнце и спикул, если их отождествить с темными волоконцами в образованиях типа кустов, ибо, как ранее отмечалось, с местами локализации холмов магнитного поля совпадают яркие узелки. Для решения этого вопроса необходимы непосредственные измерения магнитных полей в спикулах на лимбе и в волоконцах на диске Солнца.

Изучение спектрогелиограмм в линиях H_β, H_γ, H_δ показало, что на них видны такие же элементы структуры хромосферы, как в крыльях линии H_α, т. е. яркие и темные волоконца, яркие и темные узелки. Средние размеры указанных деталей структуры хромосферы близки к размерам соответствующих деталей в линии H_α. На рис. 5 приведены спектрогелиограммы одной и той же области на Солнце, снятые одновременно в центральных частях линий $H_\alpha - H_\beta$ и $H_\alpha - H_\gamma$. Из рис. 5 видим, что в большинстве случаев светлые детали в линии H_α совпадают по положению со светлыми деталями в H_β и H_γ, а темные детали в H_α — с соответствующими темными деталями в H_β и H_γ и отличаются в основном между собой величиной контраста. Однако, как видно из рис. 5 в отдельных местах этого соответствия нет. Таким образом, величина бальмеровского декремента может быть различной в разных местах хромосферы Солнца.

Сравнение спектрогелиограмм в линиях H_β, H_γ, H_δ показало, что распределения яркостей в них очень близки. Практически всегда яркой или темной детали в одной из линий соответствует аналогичная деталь в других линиях, хотя и здесь в редких случаях имеются отклонения.

Учитывая все сказанное и тот факт, что центральные части линий H_α, H_β, H_γ, H_δ, K_3, а также различные части контура линий H_α возникают на разных глубинах в атмосфере Солнца, приходим к заключению, что в большинстве случаев яркие и темные детали на разных уровнях в атмосфере Солнца совпадают по положению.

2. Активные области

Аналогичное изучение спектрогелиограмм мы провели частично для активных областей, так как подробные исследования структуры хромосферы в линиях H_α и K были выполнены ранее [21], где была найдена тесная связь между распределением яркостей в ядре H_α и K_3.

На рис. 6 приведены спектрогелиограммы в ядре линий H_α и в красном крыле ($\Delta\lambda = 0{,}5$ Å), на которых снята одна и та же активная область. Из сопоставления спектрогелиограмм видим, что в активных областях, как и в невозмущенных, в большинстве случаев яркие и темные детали совпадают по положению. Сравнение спектрогелиограмм в линиях H_α, H_β, H_γ, H_δ также показало, что в большинстве случаев светлые и темные места хорошо совпадают по положению. Однако в отдельных местах явно наблюдается совпадение темных деталей со светлыми и наоборот.

Таким образом, и в активных, и в невозмущенных областях темные и светлые детали, наблюдаемые на разных глубинах, совпадают по положению.

Разумеется, указанные выводы следует проверить на новом материале с проведением его фотометрии.

3. Магнитные поля и яркость в активных областях

Известно, что распределение яркости в линиях K Ca II и H_α близко следует распределению магнитного поля [13, 14, 22, 23]. Используя записи на двойном магнитографе, мы проводим дальнейшее изучение связи яркости с магнитным полем в активных областях.

На рис. 7 приведены примеры зависимости яркости в K_3 от напряженности продольного и поперечного магнитных полей, измеренных в линии λ5250 Å. Яркость в K_3 регистрировалась одновременно с продольной и поперечной компонентами магнитного поля. Перевод сигналов магнитографа в напряженности проведен с помощью эмпирической калибровочной кривой [24]. Яркость в каждой точке флоккула выражалась в единицах яркости соседней невозмущенной хромосферы. Как видим из рис. 7, существует статистическая связь между яркостью флоккулов и напряженностями поперечного и продольного магнитных полей. На рис. 7 указаны значения коэффициентов корреляции между яркостью и напряженностями. Величина коэффициента корреляции между яркостью и продольным магнитным полем несколько выше, чем между яркостью и поперечным полем. Такие же результаты мы получили по сопоставлению яркости в ядре линии λ5250 и напряженностью поперечной и продольной компонент магнитного поля, измеренных в этой же линии. Наши данные, в отличие от [25], не показали наличия более тесной связи с поперечными полями, чем с продольными.

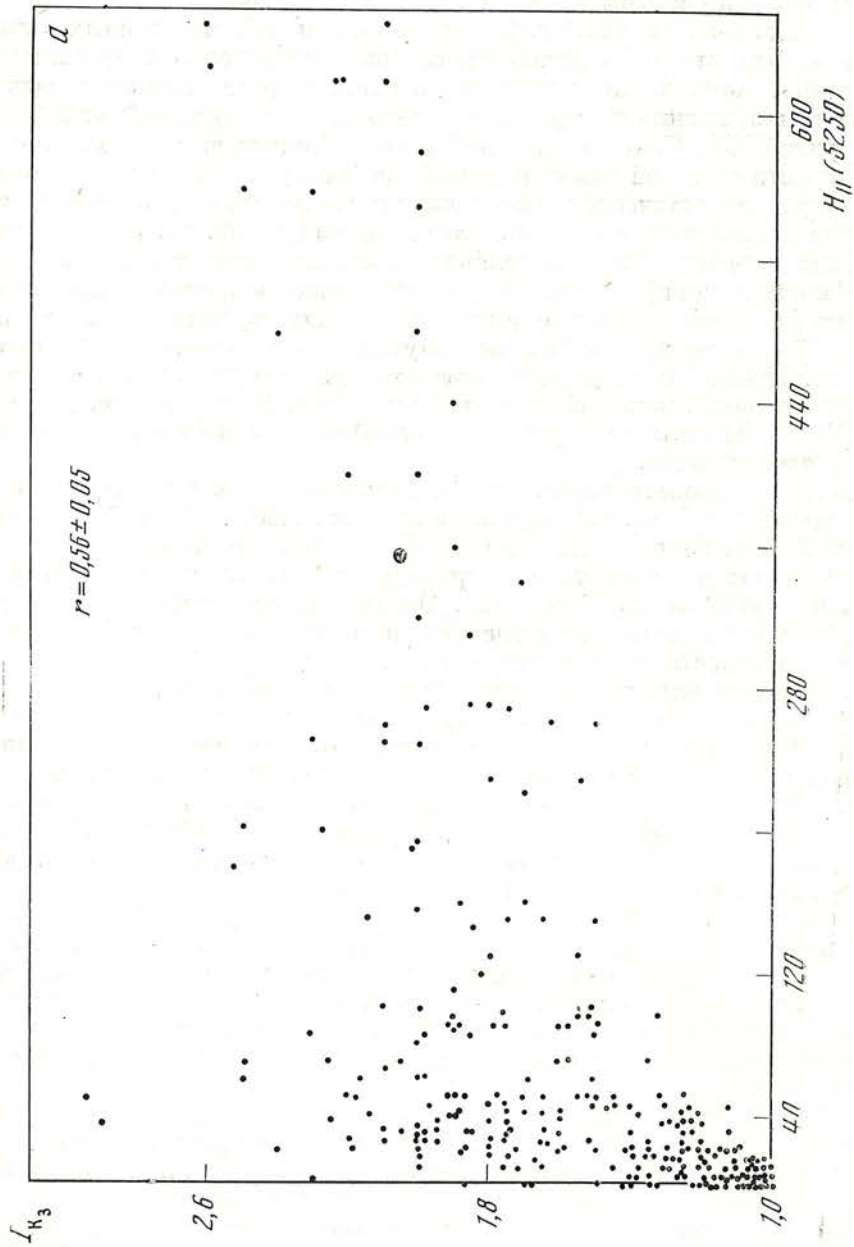
Далее мы провели сопоставление большого количества карт продольного магнитного поля, измеренного в линиях λ5250, λ6103 и H_α, с картами яркостей, записанных в ядре линии H_α и в K_3, для выяснения, в каких именно местах по отношению к структуре магнитного поля локализуются наиболее яркие места флоккулов. Оказалось, что наиболее яркие узлы во флоккулах показывают тенденцию располагаться в местах со следующими особенностями магнитного поля:

1. В случае вкраплений магнитного поля одной полярности в другую (иногда такие вкрапления поля противоположного знака называют «паразитной полярностью») наиболее яркие узлы в данной активной области располагаются в местах локализации указанных полей. Известно, что вкрапления магнитных полей другого знака обычно быстро изменяются и в местах их расположения нередко возникают вспышки [26, 27]. Сопоставление карт магнитных полей с H_α-кинофильмами показало, что в этих местах часто наблюдаются выбросы.

2. При отсутствии вкраплений магнитного поля одной полярности в поле противоположной полярности наиболее яркие узлы флоккулов совпадают с местами больших градиентов магнитного поля. Эти места часто находятся внутри полутени пятен или вблизи ее внешней границы.

3. В других активных областях наиболее яркие узлы наблюдаются непосредственно над нулевой линией продольного магнитного поля или вблизи нее.

Таким образом, видно, что в двух последних случаях, наиболее яркие узлы флоккулов в активных областях имеют тенденцию также локализоваться в тех же местах, что и солнечные вспышки [26, 27]. Тот факт, что наиболее яркие узлы флоккулов наблюдаются в местах с быстрым изменением магнитного потока или в местах с большими градиентами магнитного поля, согласно уравнениям Максвелла указывает на то, что там могут протекать значительные электрические токи. По-видимому, это можно рассматривать как свидетельство того, что увеличение потока излучения в атмосфере Солнца связано с джоулевой диссипацией. Вычисления показали, что при скорости диффузии ионов относительно нейтральных частиц порядка $2 \cdot 10^4$ *см/сек* вследствие трения выделяется достаточное для нагрева флоккулов количество тепла [28].


а
r=0,56±0,05
2,6
1,8
1,0
I_{H_3}
40
120
280
440
600
H_{II} (5250)

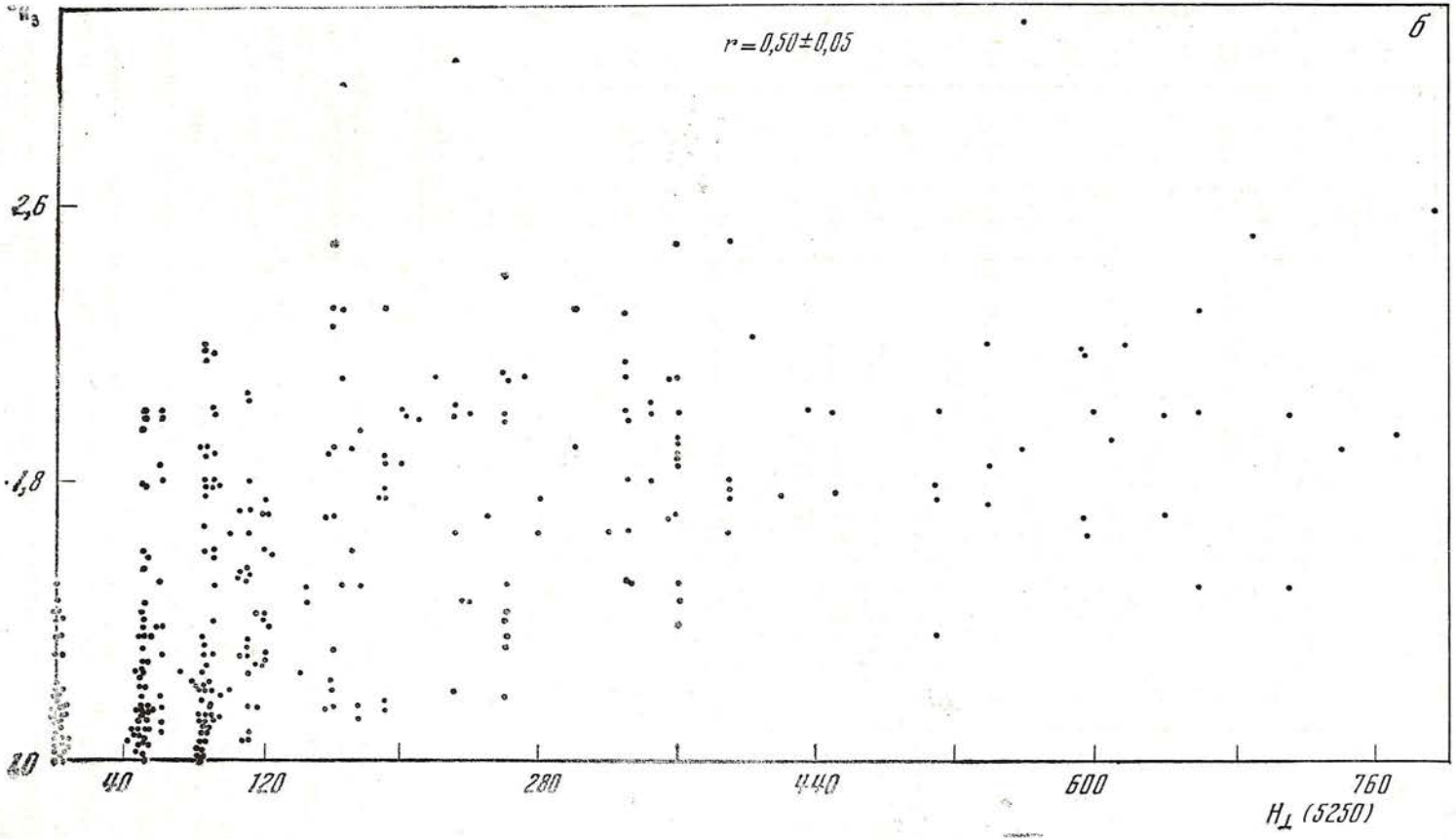


Рис. 7. Зависимость между яркостью флоккулов в K_3 и величиной напряженности продольного и поперечного магнитных полей

Дата	Линия	Квадрат	$\frac{I_N}{I_S}$	Дата	Линия	Квадрат	$\frac{I_N}{I_S}$
5.IX 1965 г.	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,17	17.VII 1968 г.	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,22
6.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,01	18.VII	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,28
7.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,06	9.X	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SE	0,92
10.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	0,93	11.XI	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	0,74
27.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,40	5.VII 1969 г.	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SE	0,98
1.X	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,02	6.VII	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SE	0,95
2.X	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,02				
4.X	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	1,00	29.VI 1966 г.	$H_{6103} - I_{K_3}$	NE	1,75
28.IX 1966 г.	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,04	30.VI	$H_{6103} - I_{K_3}$	NE	0,91
30.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	0,99	4.VII	$H_{6103} - I_{K_3}$	NW	0,81
5.X	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,10	14.VIII 1967 г.	$H_{6103} - I_{K_3}$	SW	1,11
7.X	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NE	1,13	19.VIII	$H_{6103} - I_{K_3}$	SW	0,67
10.VIII 1967 г.	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	1,17	24.VIII	$H_{6103} - I_{K_3}$	NE	0,86
12.VIII	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	1,04	2.IX	$H_{6103} - I_{K_3}$	NE	1,11
13.VIII	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	1,03	3.IX	$H_{6103} - I_{K_3}$	NE	1,20
14.VIII	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	1,11	4.IX	$H_{6103} - I_{K_3}$	NE	1,04
7.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	0,85				
9.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	1,04	27.IX 1966 г.	$H_{H_\alpha} - I_{K_3}$	NE	1,30
9.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SE	0,96	28.IX	$H_{H_\alpha} - I_{K_3}$	NE	1,10
10.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	0,83	7.X	$H_{H_\alpha} - I_{K_3}$	NE	1,06
10.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	SW	0,84	13.VIII 1967 г.	$H_{H_\alpha} - I_{K_3}$	SW	1,12
15.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	1,26				
16.IX	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	1,24	27.IX 1966 г.	$H_{5250} - I_{K_3}$	NE	1,22
10.VI 1968 г.	$H_{H_\alpha} - I_{H_\alpha}$	NW	0,91	28.IX	$H_{5250} - I_{K_3}$	NE	1,07
				7.X	$H_{5250} - I_{K_3}$	NE	1,01

Мы также рассмотрели, нет ли зависимости яркости во флоккулах от знака полярности магнитного поля. В качестве характеристики яркости флоккула принималась наибольшая яркость во флоккуле в области, занятой полем северной или южной полярности. Это оправдано тем, что имеется тесная зависимость между средней по площади и максимальной яркостью во флоккулах [15].

Значения отношений максимальных яркостей в областях южной и северной полярностей магнитного поля для ряда активных областей приведены в таблице.

В первом столбце дана дата, во втором указаны линии, в которых записывалось продольное магнитное поле и яркость, в третьем — положение активной области на диске Солнца и в четвертом — отношение максимальных яркостей. Из таблицы видно, что в большинстве случаев максимальные яркости в областях северной и южной полярностей близки между собой. Максимальная яркость флоккулов в 69% случаев больше в области магнитного поля хвостовой полярности (в настоящем цикле веду-

щая полярность в северном полушарии южная, а в южном полушарии — северная). Отметим, что отклонение от этой закономерности наблюдается тем чаще, чем сложнее магнитная конфигурация активной области.

В заключение автор приносит глубокую благодарность академику А. Б. Северному за ценные замечания.

Май 1974 г.

Литература

1. *D. Azambuja.* Ann. Obs. Paris Meudon, 1930, **8**, 11.
2. *Э. Р. Мустель.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1951, **7**, 3.
3. *C. de Jager.* Bull. Astron. Netherl., 1957, **13**, 133.
4. *Э. Е. Дубов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 279.
5. *J. H. Harvey, W. Livingston.* Solar Phys., 1969, **10**, N 2, 283.
6. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, **15**, 31.
7. *А. Б. Северный.* Астрон. ж., 1966, **43**, № 3, 465.
8. *K. O. Kiepenheuer.* Z. Astrophys., 1957, **42**, 209.
9. *Э. Е. Дубов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **24**, 301.
10. *R. G. Giovanelli, J. T. Jefferies.* Austral. J. Phys., 1961, **14**, 212.
11. *J. M. Beckers.* Astrophys. J., 1963, **138**, N 3, 648.
12. *V. A. Krat.* Solar Phys., 1972, **27**, N 1, 39.
13. *R. Howard.* Astrophys. J., 1959, **130**, 193.
14. *R. B. Leighton.* Astrophys. J., 1959, **130**, 66.
15. *Т. Т. Цап.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 161.
16. *Д. А. Кузнецов, В. Е. Степанов.* Сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС», вып. 4. М., «Наука», 1967, стр. 82.
17. *E. V. Frazier.* Solar Phys., 1970, **14**, 89.
18. *R. B. Dunn, J. B. Zirker.* Solar Phys., 1973, **33**, 281.
19. *R. E. Loughhed, E. J. Tappec.* Solar Phys., 1971, **19**, 44.
20. *S. Koutchmy, C. Macris.* Solar Phys., 1971, **20**, N 2, 295.
21. *Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **17**, 162.
22. *В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 152.
23. *Т. Т. Цап.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **24**, 296.
24. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 22.
25. *В. М. Григорьев, В. Е. Степанов.* Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца», вып. 2. Восточно-Сибирское кн. изд-во, 1971, стр. 77.
26. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 22.
27. *M. G. Martres, R. Michard, J. Soru-Iscovici, T. T. Tsap.* Solar Phys., 1968, 5, 187.
28. *С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **44**, 101.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ И БЕССИЛОВЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ. II

С. И. Гопасюк

Изучалось влияние пространственной неоднородности проводимости плазмы на структуру и устойчивость бессилового магнитного поля. Показано, что в плазме с неоднородной проводимостью энергии тороидальной и полоидальной составляющих бессилового магнитного поля не одинаковы. Такое бессиловое магнитное поле неустойчиво по отношению к возмущениям. Для некоторых конфигураций конвективная неустойчивость, связанная с перестановкой трубок магнитного поля, не запрещена.

NON-UNIFORM CONDUCTIVITY AND FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS. II, by *S. I. Gopasyuk.*— The influence of non-uniform plasma conductivity on the structure and instability of a force-free magnetic field is examined. It is shown that for non-uniform plasma conductivity the contribution to the magnetic energy from the toroidal and the poloidal parts of a force-free magnetic field are not equal. Such a force-free magnetic field is not stable against perturbations. The interchange instability accurs for some configurations.

Для бессилового магнитного поля сила Ампера равна нулю. В общем случае это возможно, когда ток течет вдоль силовых линий магнитного поля. Условие параллельности плотности тока магнитному полю обычно записывается в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \alpha \mathbf{H}, \tag{1}$$

где в общем случае α — скалярная функция координат. Она удовлетворяет условию

$$(\nabla\alpha \cdot \mathbf{H}) = 0. \tag{2}$$

Из выражения (1) следует уравнение

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{H} - \frac{1}{\alpha}[\nabla\alpha \times \operatorname{rot}\mathbf{H}] = \alpha^2\mathbf{H}, \tag{3}$$

которое обычно используется для описания структуры бессилового магнитного поля.

Нами [1] было показано, что из уравнений Максвелла и обобщенного закона Ома для полностью ионизованной плазмы следует уравнение вида (3), в котором вместо α стоит функция проводимости плазмы σ. Сама функция проводимости удовлетворяет условию (2). На этом основании мы заключаем, что между функцией α и функцией проводимости плазмы σ имеется полная аналогия. Как частные, так и общие решения уравнения (1) или (3) были получены только при $\alpha = \text{const}$ [1—4], а это равносильно тому, что проводимость плазмы однородная ($\operatorname{grad}\sigma = 0$). Основным свойством бессиловых магнитных полей при $\alpha = \text{const}$ или при однородной проводимости плазмы является равенство энергий полоидальной и тороидальной составляющих магнитного поля [3].

Практически во всех космических объектах, в том числе и на Солнце, плотность и температура плазмы не однородны, а следовательно, неоднородна и ее проводимость. В связи с этим мы изучаем здесь влияние пространственной неоднородности проводимости на структуру и устойчивость бессилового магнитного поля.

Рассмотрим случай с азимутальной симметрией. Напряженность магнитного поля, ни одна из компонент которого не зависит от азимута, может быть всегда представлена как сумма тороидальной и полоидальной составляющих поля и в цилиндрических координатах имеет вид [3]

$$\mathbf{H} = rT\mathbf{i}_\varphi + \operatorname{rot}(rP\mathbf{i}_\varphi), \tag{4}$$

где T и P функции координат r и z; $\mathbf{i}_\varphi$ — единичный вектор, направленный вдоль оси φ. Напряженность магнитного поля, представленная выражением (4), удовлетворяет условию $\operatorname{div}\mathbf{H} = 0$, так как $\partial H_\varphi/\partial\varphi = 0$. После подстановки выражения (4) в уравнение (1) мы имеем

$$[\operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi) - \alpha\operatorname{rot}(rP\mathbf{i}_\varphi)] + [\operatorname{rot}\operatorname{rot}(rP\mathbf{i}_\varphi) - \alpha rT\mathbf{i}_\varphi] = 0. \tag{5}$$

Выражение (5) показывает, что сумма двух взаимно-ортогональных векторов равна нулю. Очевидно, что это возможно, когда каждый из векторов равен нулю. Отсюда мы получаем два уравнения:

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}(rP\mathbf{i}_\varphi) = \alpha rT\mathbf{i}_\varphi; \tag{6}$$

$$\operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi) = \alpha\operatorname{rot}(rP\mathbf{i}_\varphi). \tag{7}$$

Уравнение (7) с использованием (6) можно записать:

$$\operatorname{rot}\left\{\frac{1}{\alpha}\operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)\right\} = \alpha rT\mathbf{i}_\varphi. \tag{8}$$

Энергия тороидальной составляющей магнитного поля на основании выражения (4) равна

$$E_T = \frac{1}{8\pi}\int (rT)^2\,dV, \tag{9}$$

а полоидальной составляющей поля

$$E_P = \frac{1}{8\pi}\int [\operatorname{rot}(rP\mathbf{i}_\varphi)]^2\,dV. \tag{10}$$

С учетом равенств (7) и (8) выражение (10) преобразовывается к виду

$$E_P = \frac{1}{8\pi}\int\left\{(rT)^2 + \frac{1}{\alpha^3}\left(\nabla\alpha\,[rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)]\right) + \right.$$
$$\left. + \operatorname{div}\left[\frac{1}{\alpha^2}\,rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)\right]\right\}dV. \tag{11}$$

Интеграл по объему от последнего члена в выражении (11) преобразовывается в интеграл по поверхности, который обращается в нуль, так как поверхность ограничивает всю область с магнитным полем. Тогда

$$E_P = \frac{1}{8\pi}\int\left\{(rT)^2 + \frac{1}{\alpha^3}\left(\nabla\alpha\,[rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)]\right)\right\}dV. \tag{12}$$

Из выражений (9) и (12) находим

$$E_P - E_T = \frac{1}{8\pi}\int\frac{1}{\alpha^3}\left(\nabla\alpha\cdot[rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)]\right)dV. \tag{13}$$

Покажем, что выражение $(\nabla\alpha\cdot[rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)])$ не равно нулю. Для этого сначала возьмем div от обеих частей выражений (6) и (7) и найдем условия для функции α:

$$(rT\mathbf{i}_\varphi\cdot\nabla\alpha) = 0, \qquad (\nabla\alpha\cdot\operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)) = 0. \tag{14}$$

С учетом этих условий мы видим, что вектор

$$[\nabla\alpha \times [rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)]] = 0.$$

Это означает, что векторы $\nabla\alpha = \operatorname{grad}\alpha$ и $[rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)]$ параллельны друг другу. Не равен нулю и вектор

$$[rT\mathbf{i}_\varphi \times \operatorname{rot}(rT\mathbf{i}_\varphi)].$$

Следовательно, подынтегральное выражение в (13) не равно нулю, если только $\nabla\alpha \neq 0$. Поэтому энергии полоидальной и тороидальной составляющих магнитного поля не одинаковы. Разность может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от знака $\nabla\alpha$. И только при $\nabla\alpha = 0$, т. е. при $\alpha = \text{const}$, выполняется равенство энергий обеих составляющих поля. Так как полная энергия бессилового магнитного поля зависит от $\operatorname{grad}\alpha$, то на основании энергетического принципа можно заключить, что при α, являющемся функцией координат, бессиловое магнитное поле неустойчиво по отношению к возмущениям. Поскольку между функцией α и функцией проводимости плазмы α имеется полная аналогия [1], то бессиловое магнитное поле в плазме с неоднородной проводимостью неустойчиво по отношению к возмущениям. Точнее, это имеет место по крайней мере в тех случаях, когда градиент проводимости плазмы перпендикулярен магнитному полю. Поэтому бессиловые магнитные поля при неоднородной проводимости плазмы должны быть неустойчивыми.

На частном примере покажем, какой вид неустойчивости здесь может быть важным. Ради простоты ограничимся конфигурацией с цилиндрической симметрией. В этом случае уравнение (8) имеет вид

$$-\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{1}{\alpha r}\frac{\partial}{\partial r}(r^2T)\right\} = \alpha r T. \tag{15}$$

Простое решение уравнения (15) получается, если взять

$$\alpha = \alpha_0 (1 + c_0^2 r^2)^{-1}. \tag{16}$$

Введем новую независимую переменную $t = (1 + c_0^2 r^2)^{-1}$ и обозначим $r^2 T = F$, тогда уравнение (15) преобразуется к частному случаю гипергеометрического уравнения

$$t(1-t)\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + (1-t)\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\alpha_0^2}{4c_0^2}F = 0. \tag{17}$$

Частное решение уравнения (17) выражается через гипергеометрическую функцию

$$F = AF\left(\mp\frac{\alpha_0}{2c_0};\quad \pm\frac{\alpha_0}{2c_0};\quad 1;\quad \frac{1}{1+c_0^2r^2}\right). \tag{18}$$

Азимутальная составляющая магнитного поля равна

$$H_\varphi = rT = \frac{A_1}{c_0 r}F\left(\mp\frac{\alpha_0}{2c_0};\quad \pm\frac{\alpha_0}{2c_0};\quad 1;\quad \frac{1}{1+c_0^2r^2}\right)$$

или на основании свойств гипергеометрических функций [5]

$$H_\varphi = A_1\frac{c_0 r}{1+c_0^2r^2}F_1\left(1\pm\frac{\alpha_0}{2c_0};\quad 1\mp\frac{\alpha_0}{2c_0};\quad 1;\quad \frac{1}{1+c_0^2r^2}\right). \tag{19}$$

Составляющая поля вдоль оси цилиндра согласно выражениям (4) и (7) равна

$$H_z = \operatorname{rot}_z(rP\mathbf{i}_\varphi) = \frac{1}{\alpha}\operatorname{rot}_z(rT\mathbf{i}_\varphi),$$

т. е.

$$H_z = \frac{A}{\alpha_0 r}(1 + c_0^2 r^2)\frac{\partial F}{\partial r}$$

или

$$H_z = \frac{A_1}{2}\frac{\alpha_0/c_0}{1 + c_0^2 r^2} F_2\left(1 \pm \frac{\alpha_0}{2c_0};\quad 1 \mp \frac{\alpha_0}{2c_0};\quad 2;\quad \frac{1}{1 + c_0^2 r^2}\right). \qquad (20)$$

При $1 \mp \alpha_0/2c_0 = -1,\ -2;\ -3\ldots$ гипергеометрическая функция сводится к полиному [5]. В частности, при $1 \mp \alpha_0/2c_0 = 0$

$$F_1 = F_2 = 1.$$

Тогда H_φ и H_z равны:

$$H_\varphi = A_1 \frac{c_0 r}{1 + c_0^2 r^2}, \qquad H_z = A_1 \frac{1}{1 + c_0^2 r^2}. \qquad (21)$$

Отметим, что выражения для бессилового магнитного поля, соответствующие нашему частному случаю $1 \mp \alpha_0/2c_0 = 0$ (см. выражение (21)), были получены К. Лонгмайром [6] из совершенно других представлений. На основании выражений (21) простым интегрированием можно показать, что энергия азимутального поля не равна энергии осевой составляющей поля ($E_T \neq E_P$).

Введем величину $\mu = H_\varphi/rH_z$, которая характеризует шаг силовой линии. С учетом выражений (21) она равна $\mu = c_0 = \text{const}$. Следовательно, шаг силовой линии $l = 2\pi/\mu$ не зависит от радиуса. Поэтому две силовые линии, находящиеся на некотором расстоянии по радиусу одна от другой, могут быть взаимно переставлены без существенного искажения магнитного поля. Это означает, что конвективная неустойчивость не запрещена [7].

В заключение приношу свою признательность академику А. Б. Северному за обсуждение работы.

9 апреля 1974 г.

Литература

1. *С. И. Гопасюк.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41-42**, 168.
2. *S. Lundquist.* Arkiv fis., 1950, **2**, N 4, 361.
3. *S. Chandrasekhar.* Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1956, **42**, 1.
4. *S. Chandrasekhar, P. C. Kendall.* Astrophys. J., 1957, **126**, 457.
5. *Н. Н. Лебедев.* Специальные функции и их приложения. Физматгиз, 1963, стр. 295.
6. *К. Лонгмайр.* Физика плазмы. М., Атомиздат, 1966, стр. 87.
7. *Б. Б. Кадомцев.* Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 2. Госатомиздат, 1963, стр. 156.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

РОЖДЕНИЕ И РАЗВИТИЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И ХРОМОСФЕРНАЯ СЕТКА

Л. Г. Карташова

По материалам наблюдений в центре и крыльях линии H_α изучалось рождение и развитие 15 активных областей простой биполярной конфигурации с пятнами малых размеров и без заметных полутеней. Разрешение на фотоснимках составляло 2″. Сделаны следующие выводы.

1) Первые яркие детали рождающейся активной области образуются путем поярчания ярких узелков хромосферной сетки. 2) Усиление и вытягивание темных узелков хромосферной сетки приводит к образованию волокнистой структуры вокруг активной области. 3) Пятна появляются либо между узелками флоккулов, либо рядом с ними ближе к центру соответствующей ячейки хромосферной сетки. Между темными узелками хромосферной сетки пятна обычно не рождаются. 4) В процессе роста простой биполярной группы лидер и хвостовые пятна раздвигаются вместе с ячейками хромосферной сетки, в которых они родились. 5) На стадии быстрого роста вокруг наиболее крупных из изучаемых групп в крыльях линии наблюдалось образование дуг или почти замкнутых контуров хромосферной сетки. Эта перестройка в хромосферной сетке, по-видимому, тесно связана с формированием вокруг активной области волокнистой структуры.

THE BIRTH AND DEVELOPMENT OF THE ACTIVE REGION AND THE CHROMOSPHERIC NETWORK, by *L. G. Kartashova.*— The birth and development 15 active regions was studied on the basis of observations in the centre and the wings of H_α line. The studied regions have the simple bipolar configuration with the spots without penumbra. The resolution is 2″. The following conclusions were made:

1) In H_α line centre the first young active regions details are formed by means of brightening of the bright fine mottles of chromospheric network. 2) The enhancement and the lenghtening of the chromospheric network dark mottles results in the formation of fibrile structure. 3) The spots are emerging either between bright fine mottles or close to them from the side of the corresponding network cell center. The spots usually are not emerge between dark fine mottles. 4) In the process of growing of the simple bipolar groups leading and following spots are moving apart together with network cells in which they were born. In the stage of rapid growth around of the most large active regions the arcs or even contouress enhanced chromospheric network were observed in the H_α winges. These changes in the chromospheric network are appearently connected with the formation of filament structure around the active regions.

Проблеме рождения и развития активных областей посвящено немало исследований. В их числе работы [1—3]. Авторы этих работ делают вывод о рождении активных областей на границах хромосферной сетки. Карен и др. в [4] не подтвердили этого результата. Несоответствие в выводах связано, возможно, с тем, что в [1—3] изучались активные области иного класса, чем в [4].

Здесь мы изучаем связь хромосферной сетки с рождением активной области и эволюцию хромосферной сетки в процессе развития группы.

1. Наблюдательный материал

Развивающиеся активные области наблюдались на коронографе Крымской астрофизической обсерватории с диаметром объектива 120 *мм*. Наблюдения велись с помощью интерференционно-поляризационного фильтра B. Halle, центрированного на линию H_α, с полосой пропускания 0,5 Å. Диаметр изображения Солнца при съемке составлял 50 *мм* с разрешением около 2″. Активные области снимались поочередно как в центре линии, так и на различных расстояниях от центра в синем и красном крыльях.

Для изучения было отобрано 15 активных областей, проходивших по диску Солнца в период с июня по сентябрь 1973 г. Наблюдения этих областей начинались, как правило, с момента их рождения или несколько часов спустя и проводились в общей сложности не более 5 дней. Все изучаемые области имели простую биполярную конфигурацию пятен. В этих областях развивались пятна лишь малых размеров и без заметных полутеней.

Все активные области можно разделить на две группы. Области первой группы отличаются вялым развитием. Их размеры за время наблюдений не увеличиваются по сравнению с первым днем существования. Другая группа активных областей, напротив, характеризуется в процессе их развития значительным ростом.

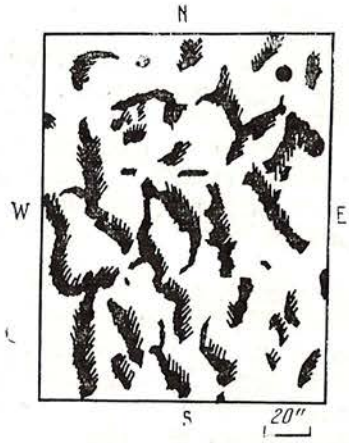
2. Анализ данных наблюдений

Рождение активных областей. Известно, что хромосферная сетка в крыльях линии H_α на различных расстояниях от центра линии выглядит существенно по-разному. Проследим эти различия детально. В далеких крыльях H_α (от $\pm 0{,}6$ Å и далее) она состоит преимущественно из одних темных узелков, четко выделяющихся на сравнительно однородном светлом фоне. Рядом с темными узелками хромосферной сетки не расстоянии примерно $\pm 0{,}5$ Å от центра линии начинаются достаточно отчетливо просматриваться и яркие узелки. Темные и яркие узелки вместе образуют двухкомпонентную или двухрядную хромосферную сетку (рис. 1). Двухкомпонентность хромосферной сетки наилучшим образом видна на удалении от центра Солнца в 50—60°, что связано, вероятно, с различным распределением ярких и темных узелков по высоте [5]. Отдельные группы ярких узелков хромосферной сетки особенно четко выделяются на общем фоне в центре линии H_α. Интересно, что эти группы узелков по внешнему виду не отличаются от ярких деталей в центре H_α, с появления которых начинается рождение активной области, хотя уступают им по яркости.

В результате просмотра материала мы сделали вывод, что первые яркие детали зарождающейся активной области образуются путем поярчания и вытягивания ярких узелков хромосферной сетки. Зарождение активных областей часто происходит в области контакта нескольких ячеек хромосферной сетки, со временем активность распространяется внутрь ячеек, что отмечалось и в [1]. Число разгоревшихся узелков растет, а так как ярчают в основном узелки яркой компоненты хромосферной сетки, флоккулы развивающейся области обычно имеют вид дуг, иногда даже колец, повторяющих контур хромосферной сетки (рис. 2, *а*, *б*). В первые часы жизни активной области узелки флоккулов заметны лишь вблизи центра H_α. С развитием активной области яркие детали местами начинают выделяться и во все более далеких крыльях.

В центре линии контраст темных узелков хромосферной сетки возрастает, вытягиваясь, они образуют волокнистую структуру активной области (рис. 2, *а*).

Поры и пятна, согласно нашим наблюдениям, появляются обычно между узелками флоккулов или рядом с ними (рис. 2, *б*), что близко со-



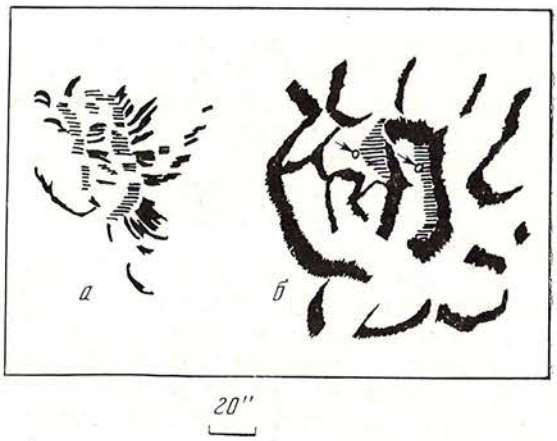


Рис. 1. Рисунок-схема участка хромосферной сетки, удаленного от центра Солнца примерно на 55°

Зачерненные участки — темные узелки, заштрихованные — яркие узелки

Рис. 2. Эскизы активной области, наблюдавшейся 17.VIII 1973 г. в центре линии H_α (*а*) и в крыле H_α (*б*)

В центре H_α тонкими линиями изображены узелки флоккулов, толстыми — темные волокона В крыле H_α зачерненные участки — контур хромосферной сетки. Районы флоккулов заштрихованы. Стрелками указаны положения пятен

ответствует результатам исследования распределения пятен относительно фотосферных факелов, полученных Бумбой и Говардом [1]. Среди темных узелков пятна практически не появляются.

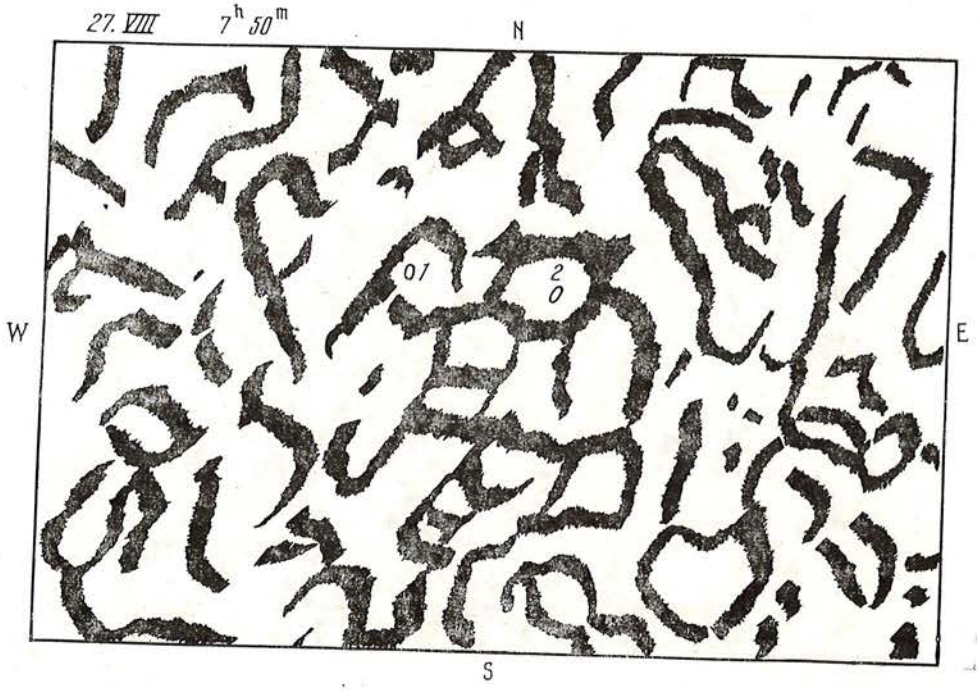
Характер изменения хромосферной сетки в развивающейся активной области. Мы уже говорили о том, что исследуемые активные области различаются по достигнутым в процессе роста размерам. В дальнейшем все сказанное будет относиться в основном к наиболее развившимся областям.

С ростом активной области в ее окрестностях происходит перестройка структуры хромосферной сетки. Степень этой перестройки зависит от мощности группы. В общих чертах изменение хромосферной сетки можно описать следующим образом. Ячейки хромосферной сетки увеличиваются в размерах. Границы ячеек утолщаются из-за увеличения в них числа узелков. Сетка становится значительно более регулярной и устойчивой. Эти выводы находятся в согласии с результатами работ [6—9], специально посвященных исследованию размеров и времени жизни хромосферной сетки отдельно в активных и невозмущенных областях Солнца.

В простых биполярных группах лидер и хвостовые пятна появляются обычно в смежных, соответственно лидирующей и хвостовой, ячейках. При наблюдениях за ростом таких групп не было замечено, чтобы пятна пересекали границы ячеек, в которых они родились. Иначе говоря, ячейки каким-то образом следуют за пятнами. Будем называть лидирующую и хвостовую ячейки главными ячейками хромосферной сетки активной области. На рис. 3 приведены зарисовки отдельных стадий развития наибольшей из наблюдаемых областей в крыльях H_α (0,5 Å). На этих зарисовках главные ячейки можно проследить во все дни наблюдений, хотя с увеличением числа пятен общая картина усложняется. В данной активной области главные ячейки раздвинулись на расстояние порядка их среднего диаметра. Между ними сформировалась промежуточная ячейка, в которой развились пятна той же полярности, что и лидер. Сложность картины не позволила нам сделать какой-либо вывод о развитии этой ячейки.

Рис. 3. Эскизы хромосферной сетки в крыле линии H_α (—0,5 Å) в районе развивающейся активной области за несколько дней наблюдений (с 26 по 30.VIII 1973 г.)

Контур хромосферной сетки зачернен. Кружками изображены видимые в крыле пятна. Время — всемирное; цифрами *1* и *2* пронумерованы главные ячейки хромосферной сетки данной активной области. *1* — лидирующая ячейка *2* — хвостовая



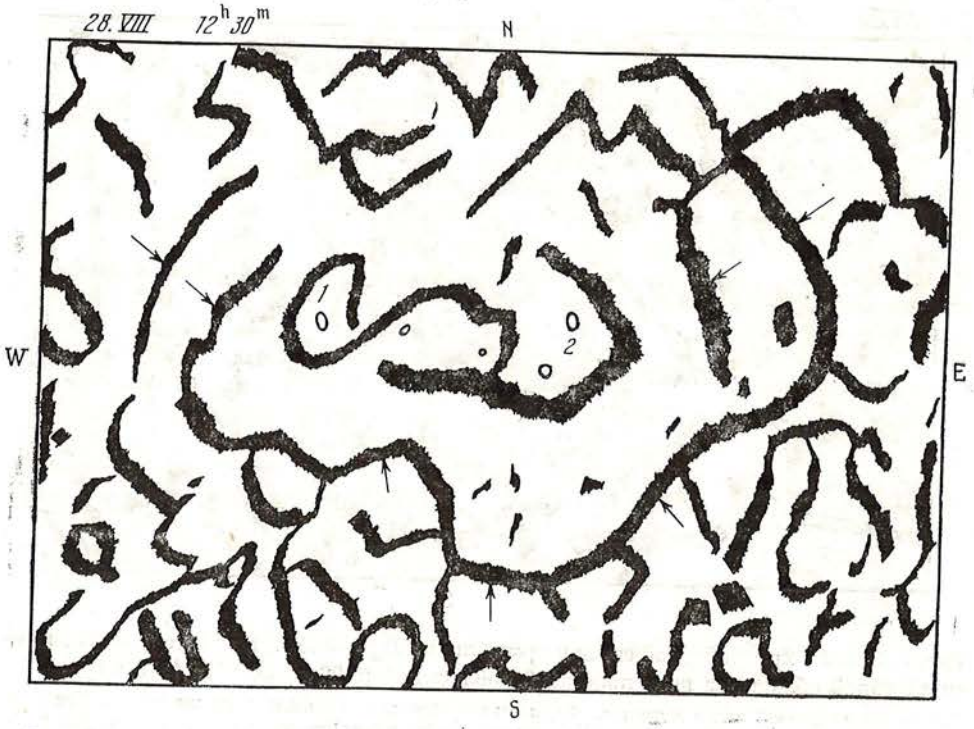
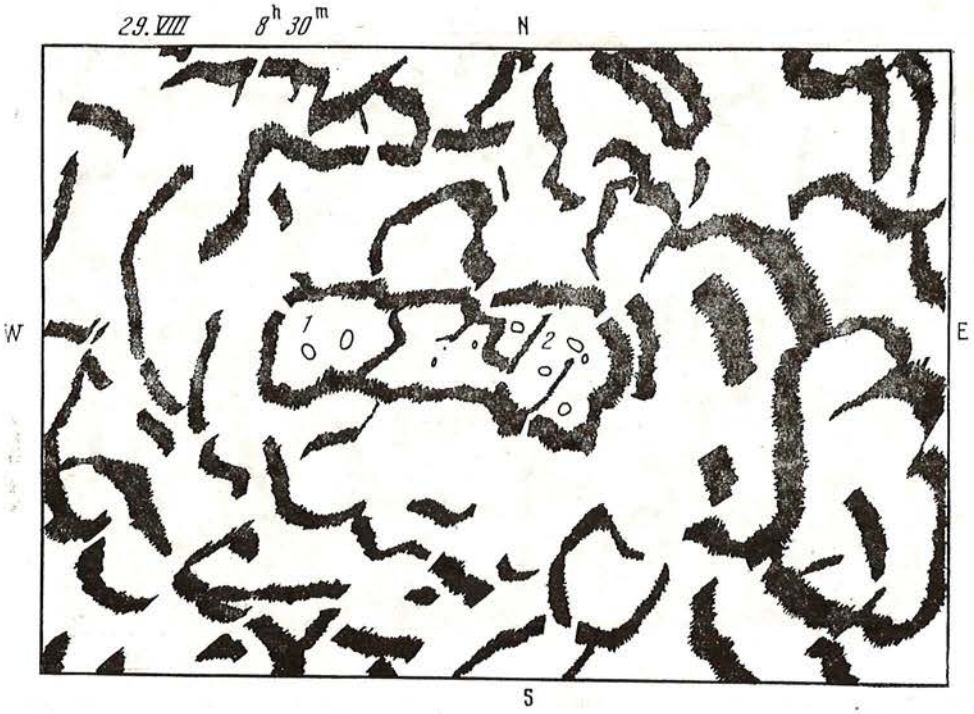


Рис. 3 (продолжение)



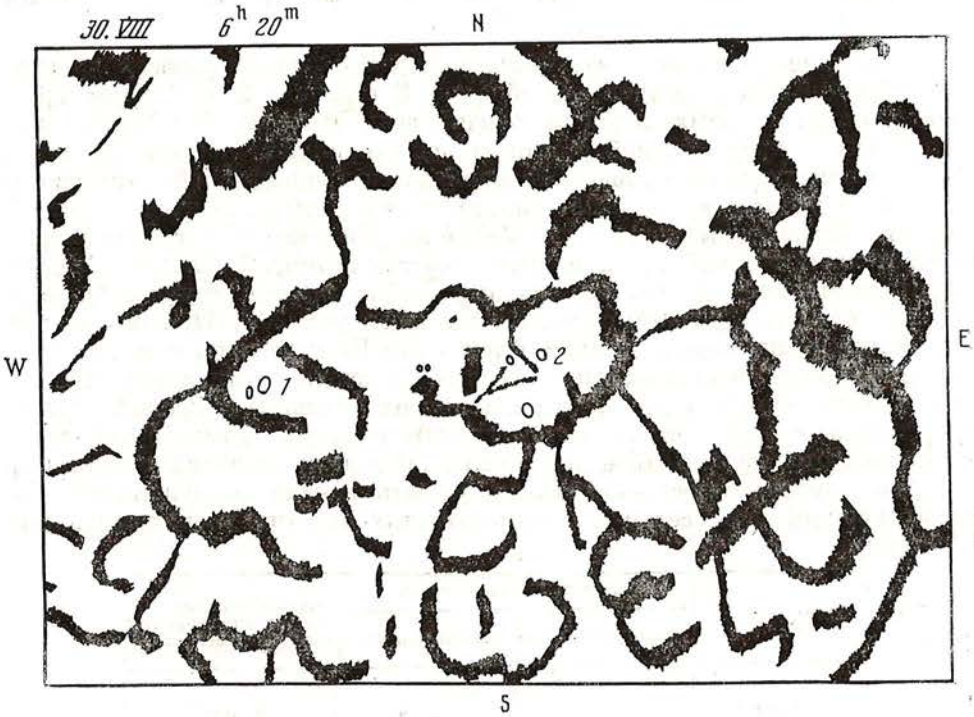


Рис. 3 (окончание)

Рис. 4. Совмещенный эскиз активной области вблизи максимума ее развития (12^h30^m 28.VIII 1973 г.) в центре и крыле (—0,5 Å) линии H_α

В центре H_α: флоккулы заштрихованы, темными нитями изображена волокнистая структура вокруг активной области; в крыле H_α: контур хромосферной сетки зачернен, пятна изображены кружками

В таблице приведены результаты измерений размеров ячеек хромосферной сетки в данной активной области. В столбцах 2 и 3 даны средние размеры главных ячеек за каждый день наблюдений. Средние размеры ячеек хромосферной сетки в периферийных частях активной области помещены в столбце 4. Размеры ячеек хромосферной сетки усреднялись на участке в 7 × 5 кв. мин. дуги вокруг главных ячеек активной области. Из таблицы видно, что главные ячейки превосходят по размерам ячейки хромосферной сетки в других частях активной области. Следует обратить внимание на то, что главные ячейки заметно крупнее (и регулярнее, см. рис. 3, 8^h20^m) окружающих ячеек уже 26.VIII, когда в них появились лишь первые узелки флоккулов. По-видимому, рост размеров сетки предшествовал появлению первых признаков активности, что нередко наблюдалось и при рождении других активных областей. Далее, из таблицы следует, что с ростом группы размеры хромосферной сетки увеличиваются по всей области. В последний день наблюдений число пятен в группе уменьшилось,— активная область начала разрушаться. Размеры хромосферной сетки в ее окрестностях заметно уменьшились (см. таблицу).

Дата, 1973 г.	Размеры главных ячеек		Средний размер ячеек в окрестностях главных ячеек, *км*
	лидирующая, *км*	хвостовая, *км*	
26.VIII	35 000	33 500	24 000
27.VIII	35 000	35 000	28 000
28.VIII	37 000	48 000	35 000
29.VIII	38 000	60 000	43 000
30.VIII	40 000	61 000	39 000

На стадии быстрого роста изучаемых активных областей в их окрестностях наблюдались некоторые крупномасштабные изменения в хромосферной сетке. В отдельных местах внутренние части ячеек (см. стрелки на рис. 3, 26.VIII, 14^h10^m), прилегающие к главным ячейкам активной области, слабеют или исчезают совсем. Внешние же части этих ячеек (см. двойные стрелки на рис. 3, 26.VIII, 14^h10^m), напротив, значительно усиливаются, т. е. контраст узелков в этих частях сетки возрастает. В результате вокруг активной области в крыльях H_α (лучше всего на расстоянии около 0,5 Å) формируются дуги или почти замкнутые контуры сетки, располагающиеся местами в два ряда (см. стрелки на рис. 3, 28.VIII). Подобные изменения в хромосферной сетке, по-видимому, тесно связаны с развитием вокруг активных областей волокнистой структуры и с ее постепенным разрастанием. Волоконца простираются обычно вплоть до контуров или дуг, приблизительно так, как это видно на рис. 4, где показан результат наложения друг на друга деталей, наблюдаемых в центре и крыльях линии. С прекращением роста активной области контуры и дуги перестают выделяться. Они распадаются, и на их месте снова наблюдается обычная хромосферная сетка. Волокнистая структура в то же время значительно бледнеет и укорачивается. Уместно отметить, что вокруг слабо развитых активных областей мы не наблюдали подобных характерных изменений в хромосферной сетке.

В заключение выражаю глубокую благодарность Т. Т. Цапу и Э. Е. Дубову за полезные замечания при обсуждении статьи.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *V. Bumba, R. Howard.* Astrophys. J., 1965, **141**, N 4, 1492.
2. *V. Bumba, R. Howard, M. Martres.* IAU Sympos. N 35, 1968, p. 13.
3. *M. K. V. Bappu, V. M. Grigorjev, V. E. Stepanov.* Solar Phys., 1968, **4**, N 4, 409.
4. *K. L. Harve, S. F. Martin.* Solar Phys., 1973, **32**, N 2, 389.
5. *R. J. Bray.* Solar Phys., 1969, **10**, N 1, 63.
6. *Т. Т. Цап, С. Б. Новиков.* Изв. Крымской астрофиз., обс., 1968, 38, 92.
7. *J. Sykora.* Solar Phys., 1970, **13**, N 2, 292.
8. *S. W. Prata.* Solar Phys., 1973, **33**, N 1, 119.
9. *E. H. Rogers.* Solar Phys., 1970, **13**, N 1, 57.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ПРОГНОЗ АКТИВНОСТИ ФЛОККУЛА ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ НА ВОЛНЕ 9,1 *см*

Н. Н. Степанян, З. А. Щербакова

По материалам наблюдений за 1967—1969 гг. изучена связь яркостной температуры радиоизлучения на волне 9,1 *см* у восточного лимба и верхней границы мощности флоккула, выходящего из-за лимба на следующий день. Коэффициент корреляции этих величин был равен 0,84 ± 0,03. Найдено, что примерно в 30% случаев за 1—2 дня до возникновения флоккула на диске наблюдается повышенное радиоизлучение.

Для флоккулов, возникших на диске вдали от старых активных областей, отсутствие радиоизлучения за день до их появления с вероятностью $P \approx 0{,}95$ свидетельствует о низкой активности в дальнейшем. Получена корреляционная зависимость ($R = 0{,}68 \pm 0{,}07$) между радиоизлучением в день возникновения и мощностью флоккула на следующий день.

FORECAST OF THE PLAGE ACTIVITY FROM RADIOEMISSION AT λ9.1 cm, by *N. N. Stepanyan*, *Z. A. Scherbakova*.— To search the correspondence between the radio brightness temperature at λ9.1 cm near the east limb and the power of the plage appearing the next day at that latitude the observation data for 1967—1969 were used. The correlation coefficient of these values is found to be 0.84 ± 0.03. The increase of radioemission 1—2 days before the plage birth on the solar disk has been found for 30% of all plages born on the disk.

The absence of radioemission 1—2 days before the plage birth on the solar disk is evident of low activity of this plage in future with probability $P \approx 0.95$. The correlation coefficient between radioemission on the day of plage birth and its power the next day is found to be $R = 0.68 \pm 0.07$.

Известно, что локальные источники радиоизлучения в сантиметровом и дециметровом диапазонах связаны с флоккулами и пятнами [1]. При этом на коротких волнах ($\lambda \sim 3$ *см*) наблюдается более тесная связь с пятнами, а на волнах около 21 *см* — с флоккулами. На волне 9,1 *см* локальные источники существуют не только над флоккулами с пятнами, но и над флоккулами без пятен [2—4].

Определение высот локальных источников радиоизлучения на волне 9,1 *см* дает величины $h \approx 3 \cdot 10^4$ *км* с очень большим разбросом [3, 5, 6]. Локальные источники наблюдаются на восточном краю диска за 2—3 дня до выхода активной области и 2—3 дня после захода области на западном краю.

В [6] указывается на возможность прогноза площади выходящей группы пятен по наблюдению радиоизлучения на волне 3,2 *см* за сутки до выхода группы из-за диска. В [4] сделана попытка найти связь между яркостной температурой ($T_я$) локального источника на волне 9,1 *см* и числом дней (N) наблюдения радиоизлучения после захода соответствующей активной области (не ясно, имеет ли автор в виду пятна или флоккулы). Никакой зависимости между $T_я$ и N в [4] не обнаружено.

Ежедневные данные о радиоизлучении Солнца на волне 9,1 *см* в виде карт публикуются в [7] по наблюдениям в Стенфорде. Выполнено немало

работ с использованием этих карт, например [4, 8, 9]. При отыскании связи радиоизлучения с явлениями в оптическом диапазоне все авторы рассматривают, как правило, только пятна. Однако даже беглое сопоставление карт с оптическими данными позволяет видеть, что многие локальные повышения радиоизлучения связаны с флоккулами без пятен.

Нами была поставлена задача выяснить, можно ли использовать наблюдения радиоизлучения на волне 9,1 *см* для количественного прогноза активности выходящего флоккула. Для анализа был использован материал наблюдений солнечной активности за 1967—1969 гг. В качестве прогнозируемых характеристик активности флоккула были рассмотрены каждая из следующих величин.

1. Мощность флоккула M на третий день после выхода его из-за лимба. За мощность принималось произведение яркости флоккула I на его площадь S, $M = SI$. Яркость I выражалась в относительных единицах от 1 до 3,5, а S — в сотнях миллионных долей полусферы. Эти данные были взяты из [7].

2. Общий магнитный поток H группы пятен данного флоккула на третий день после выхода его из-за края диска.

3. Суммарная вспышечная активность флоккула на третий день после выхода из-за края диска.

4. Полная вспышечная активность флоккула за время прохождения по диску.

Эти две последние величины были вычислены на основании данных [7] по баллу и длительности вспышек.

Трехдневный интервал после выхода флоккула из-за края диска был выбран потому, что к этому моменту флоккул находится уже на значительном расстоянии от лимба и его характеристики можно определять довольно уверенно.

Чтобы убедиться, что яркостная температура локального источника и мощность флоккула не очень сильно меняются ото дня ко дню, была найдена корреляционная функция для $T_я(t)$ и $M(t)$ при сдвигах $\Delta t = \pm 3^d$. Для 32 флоккулов были взяты значения $T_я$ в дни, когда флоккул находился на центральном меридиане а значения мощности M — для семи дней (3 дня до меридиана и 3 дня после). Получено, что коэффициенты корреляции действительно меняются незначительно (рис. 1).

В качестве основного материала было рассмотрено 160 флоккулов, перед выходом которых из-за восточного лимба на диске не было других флоккулов в окрестности $\sim 20°$ от места выхода. Для каждого флоккула было определено максимальное значение яркостной температуры $T_я$ на волне 9,1 *см* (в единицах $5 \cdot 10^3$ °К) на лимбе в месте последующего появления флоккула за 2 дня и за 1 день до его выхода из-за лимба в оптическом диапазоне.

Далее находился коэффициент линейной корреляции R яркостной температуры $T_я$ с каждой из перечисленных характеристик флоккула. Результаты представлены в таблице.

Прогнозируемые величины	Радиоизлучение	
	за 1 день до выхода флоккула	за 2 дня до выхода флоккула
Мощность флоккула на третий день	0,84±0,03	0,32±0,07
Магнитный поток на третий день	0,62±0,05	—
Вспышки на третий день	0,55±0,06	—
Вспышки за весь оборот	0,32±0,07	—

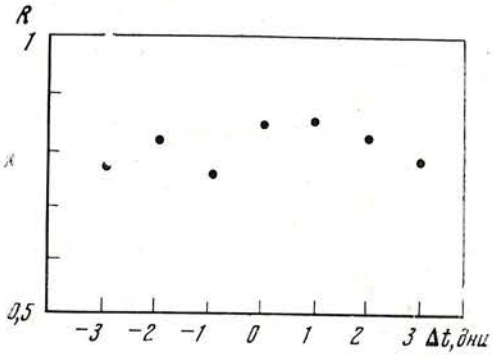
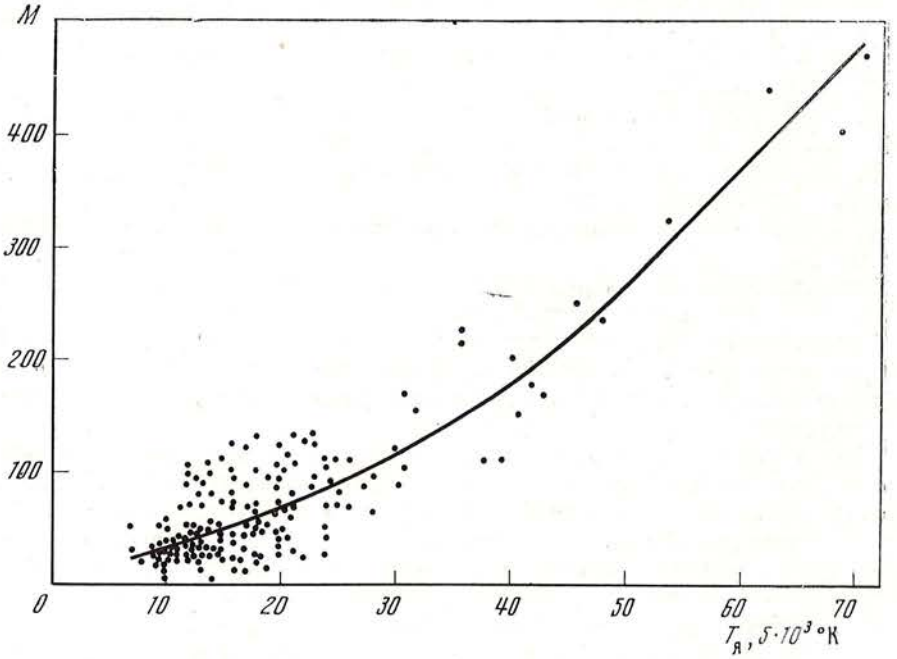


Рис. 1. Коэффициент корреляции R яркостной температуры локального источника, связанного с флоккулом ($\lambda = 9{,}1$ *см*), в день прохождения центрального меридиана с мощностью флоккула за 3 дня до и 3 дня после прохождения центрального меридиана

Рис. 2. Связь мощности флоккула (на третий день после выхода его из-за восточного лимба) с $T_я$ радиоизлучения на волне 9,1 *см*, наблюдавшегося за день до выхода флоккула



Как видно из таблицы, значение коэффициента корреляции наиболее высоко для случая 1 (мощность флоккула и $T_я$ за день до выхода флоккула). Связь этих величин показана на рис. 2, из которого видно, что зависимость лучше аппроксимируется не прямой, а некоторой кривой. Если подсчитать коэффициент корреляции относительно этой кривой, он получится выше, чем 0,84. Сплошная линия на рис. 2 — средняя кривая, проведенная по всем точкам. Среднее квадратическое отклонение точек от этой кривой $\sigma = \pm 30$.

Значения $T_я$ на лимбе за 2 дня до выхода флоккула редко превышают $15 \times 5 \cdot 10^3$ °K, они существенно перекрываются со значениями за день до выхода и, как видно из таблицы, не коррелируют со значениями мощности флоккула ($R = 0{,}32$). Поэтому, наблюдая впервые появившееся на восточном лимбе повышенное радиоизлучение, нельзя сказать однозначно, выйдет ли флоккул на следующий день или радиоизлучение усилится и флоккул выйдет на второй или даже третий день. Таким образом, полученную нами зависимость на рис. 2 можно использовать для прогноза верхней границы мощности флоккула. Наблюдая в какой-то данный день повышение $T_я$, например до 30 единиц, можно предположить, что на следующий день появится флоккул с мощностью $M \leqslant 110 \pm 30$.

Следовательно, данные о радиоизлучении на волне 9,1 *см* могут быть использованы для приближенного количественного прогноза активности флоккула, выходящего из-за восточного лимба; уверенно можно судить

о верхней границе мощности флоккула, который выйдет на следующий день.

При просмотре карт радиоизлучения было замечено, что некоторые существенные повышения яркостной температуры более чем на 10 единиц при фоне 3—4 единицы («холмы» в распределении $T_я$ по диску) не связаны с флоккулами. Часть повышений $T_я$ можно уверенно связать с большими волокнами, но во многих случаях таким «холмам» $T_я$ нельзя поставить в соответствие никакие оптические явления. Подробное рассмотрение этих случаев показало, что появление «холмов» $T_я$ на 2—3 дня опережает образование флоккула на этом месте диска. Отсюда становится важным использование данных о радиоизлучении до возникновения флоккула в качестве параметра для прогноза активности возникшего на диске флоккула.

Для этого по материалам наблюдений 1967—1969 гг. было рассмотрено 104 флоккула, родившихся на диске вдали от старых флоккулов (на расстоянии $> 5°$) и в зоне $\pm 60°$ от центрального меридиана. Из них 70 флоккуллов не имели радиоизлучения с $T_я \geqslant 10$ единиц за 2 дня до их возникновения, а 34 связаны с «холмами» $T_я \geqslant 10$ единиц.

В качестве прогнозируемых характеристик флоккула были взяты в двухбалльной шкале:

1) суммарная вспышечная активность флоккула за оборот (0 — нет вспышек, 1 — есть вспышки);

2) максимальная мощность флоккула M_{max} (0 — $M_{max} < 20$; 1 — $M_{max} \geqslant 20$);

3) Наличие пятен во флоккуле (0 — нет пятен, 1 — есть пятна).

Суммарная активность флоккула характеризовалась его весом, равным сумме значений всех трех параметров в двухбалльной шкале; он мог принимать значения от 0 до 3. Оказалось, что 95% флоккулов, не имевших повышенного радиоизлучения перед своим возникновением, обладают в дальнейшем весом активности $\leqslant 1$, они слабо активны. Из флоккулов, имевших «холмы» радиоизлучения перед их возникновением, 45% характеризовались весом 2 и 3.

Более подробно была изучена связь $T_я$ в день возникновения флоккула с M на второй день его существования (рис.3). Коэффициент линейной кор-

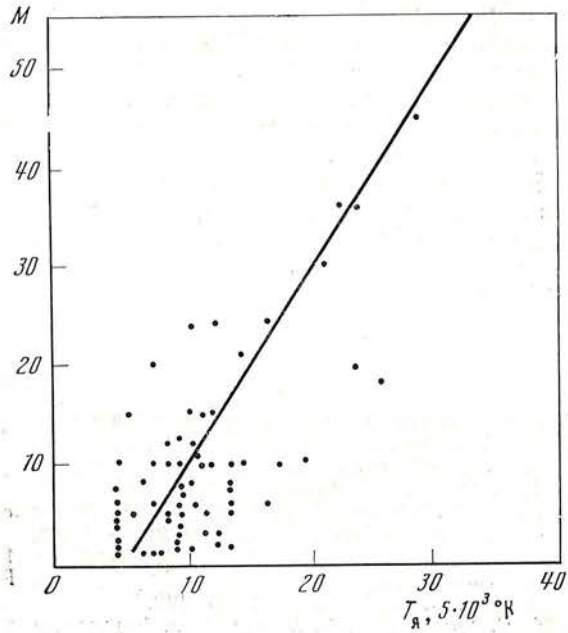


Рис. 3. Связь мощности возникшего на диске флоккула (на второй день его существования) с $T_я$ радиоизлучения в день появления флоккула

реляции между $T_я$ и M равнялся $R = 0{,}68 \pm 0{,}07$. Среднее квадратическое отклонение точек от прямой $\sigma = \pm 6{,}5$, что указывает на слабую связь между $T_я$ и M в этом случае.

Таким образом, отсутствие «холмов» $T_я$ перед возникновением флоккула уверенно свидетельствует о слабости флоккула, наличие же повышенного радиоизлучения не является достаточным критерием для определения активности.

В [10] сделана попытка прогноза активности флоккула по трем характеристикам области его возникновения на диске и компактности флоккула в первый день возникновения. Значение этих характеристик позволило прогнозировать вспышечную активность для 80% флоккулов с вероятностью $P \geqslant 0{,}7$ и для 73% флоккулов с вероятностью $P \geqslant 0{,}8$.

Рассмотрим радиоизлучение области за день до возникновения в ней флоккула в качестве дополнительной характеристики места его возникновения. Оценим, насколько при этом улучшится прогноз вспышечной активности флоккула.

За исходные характеристики места возникновения в двоичном коде были взяты следующие:

1) распад волокна вблизи области возникновения флоккула (0 — не распалось, 1— распалось);

2) наличие флоккула на этом же месте в предыдущем обороте (0 — нет флоккула, 1 — есть флоккул);

3) наличие «холмов» радиоизлучения за день до рождения флоккула (0 — нет, 1 — есть).

По этим трем параметрам определялся вес места возникновения каждого флоккула (так же как и выше, определялся вес флоккула по прогнозируемым параметрам).

В качестве прогнозируемого параметра рассмотрена вспышечная активность возникшего флоккула за оборот.

Из 104 рассмотренных нами флоккулов 78 (75%) имеют вес места возникновения 0 и 1. Из этих последних 95% не имеют вспышек. Для флоккулов с весом 2 (18% всех флоккулов) в 72% случаев нет вспышек. И только 65% флоккулов с весом 3 имеют вспышки. Поэтому, определив из наблюдений вес места возникновения флоккула, в случае, если этот вес оказался 0 или 1 (а таких случаев 75%), можно с вероятностью $P \geqslant 0{,}95$ говорить об отсутствии вспышек в этом флоккуле до его захода за лимб. В 92% случаев (флоккулы с весом < 3) вспышки отсутствуют с вероятностью $P \geqslant 0{,}72$.

Следовательно, привлечение данных о радиоизлучении несколько повышает уверенность в прогнозе вспышечной активности возникшего на диске флоккула.

В заключение приносим искреннюю благодарность Н. Н. Ерюшеву за внимание и полезные замечания, а также Н. И. Яворской и В. М. Малащук за помощь в обработке материала.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *В. В. Железняков.* Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.
2. *H. W. Dodson.* Astrophys. J., 1954, **119**, 564.
3. *У. Н. Кристиансен, Д. С. Мэтьюсен.* Радиоастрономия. М., ИЛ, 1961.
4. *A. C. Riddle.* Solar Phys., 1969, **7**, 434.
5. *W. N. Christiansen, J. A. Warburton, R. D. Davies.* Austral. J. Phys., 1957, **10**, 491.
6. *В. Н. Ихсанова.* Изв. ГАО, 1960, **21**, № 5, 62.
7. Solar Geophysical Data. U. S. Dep. Commerce, 1967—1969.
8. *G. Swarup.* AAS-NASA Sympos. «Physics Solar Flares», Greenbelt, Md, 1963, Washington, D. C., NASA, 1964, p. 179.
9. *А. С. Гребинский, О. В. Коробчук.* Радиоизлучение Солнца, вып. 2. Изд-во ЛГУ, 1973, стр. 45.
10. *Т. Л. Слуцкая, Н. Н. Степанян.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, 131.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ МЕРКУРИЯ ПО ДИСКУ СОЛНЦА 9 МАЯ 1970 ГОДА И КОЛЕБАНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНЕ 8 *мм*

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, А. Б. Северный

9.V 1970 г. на РТ-22 КАО АН СССР проведены наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 8 *мм* в течение прохождения Меркурия по диску Солнца. В результате наблюдений и корреляционного анализа выявлены две группы неоднородностей с характерными размерами от 1″,6 до 3″,4 и от 17″ до 40″ и яркостными температурами от 9420 до 18 250° К. В невозмущенных областях на диске Солнца конденсации больше и холоднее, чем в активных областях. Меньшие значения размеров неоднородностей близки к характерным размерам групп гранул и к наиболее часто встречающимся размерам элементов-холмов общего магнитного поля, а большие — ближе к характерным размерам супергранул. Вероятно, что образование конденсаций неоднородностей радиоизлучения на волне 8 *мм* тесно связано с неоднородностями магнитного поля, которое играет существенную роль в происхождении радиоизлучения от отдельных мелкоструктурных конденсаций.

THE TRANSIT OF MERCURY ACROSS THE SOLAR DISK 9 May 1970 AND FLUCTUATIONS OF RADIOEMISSION AT λ=8 mm, by *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, A. B. Severny.*— The observations of radioemission at λ = 8 mm of the Sun during the transit of Mercury across the disk at 9 May 1970 are described. The considerations of observations and correlation analysis of fluctuations of radioemission have permitted to ascribe these fluctuation to the effect of obscuration of the condensations of radioemission by the disk of the planet. The characteristic sizes of condensations 1″,6—3″,4 and 17″—40″ and brightness temperatures 9420—18250° K are obtained. The larger and cooler condensations correspond to quiet regions while smaller and hotter ones to the active regions. Smaller condensations are of the order of the size of granules and correspond also to the most frequent sizes of inhomogenities of magnetic field. The larger sizes correspond rather to supergranulation cells. It is possible that magnetic field plays important role in formation of condensations of radioemission at λ = 8 mm.

9.V 1970 г. на 22-*м* радиотелескопе (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были проведены наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 8 *мм* во время прохождения Меркурия по диску Солнца. Условия для наблюдения этого события были благоприятными в месте расположения телескопа РТ-22 (Крым, Кацивели): первый контакт Меркурия с диском Солнца имел место в $7^h20^m.5$, а последний — в 14^h12^m по местному (московскому) времени. Трасса Меркурия, приведенная на рис. 1, показывает, что планета пересекала как спокойные области, без усиленного радиоизлучения, так и области повышенного (активные) и пониженного радиоизлучений.

При наблюдениях использовался модуляционный радиометр чувствительностью ~1,5° К (при постоянной времени на выходе 1 *сек*). Путем подачи сигнала от генератора шума в опорный канал был реализован квазинулевой метод приема. При этом сигнал «подшумливания» модулировался

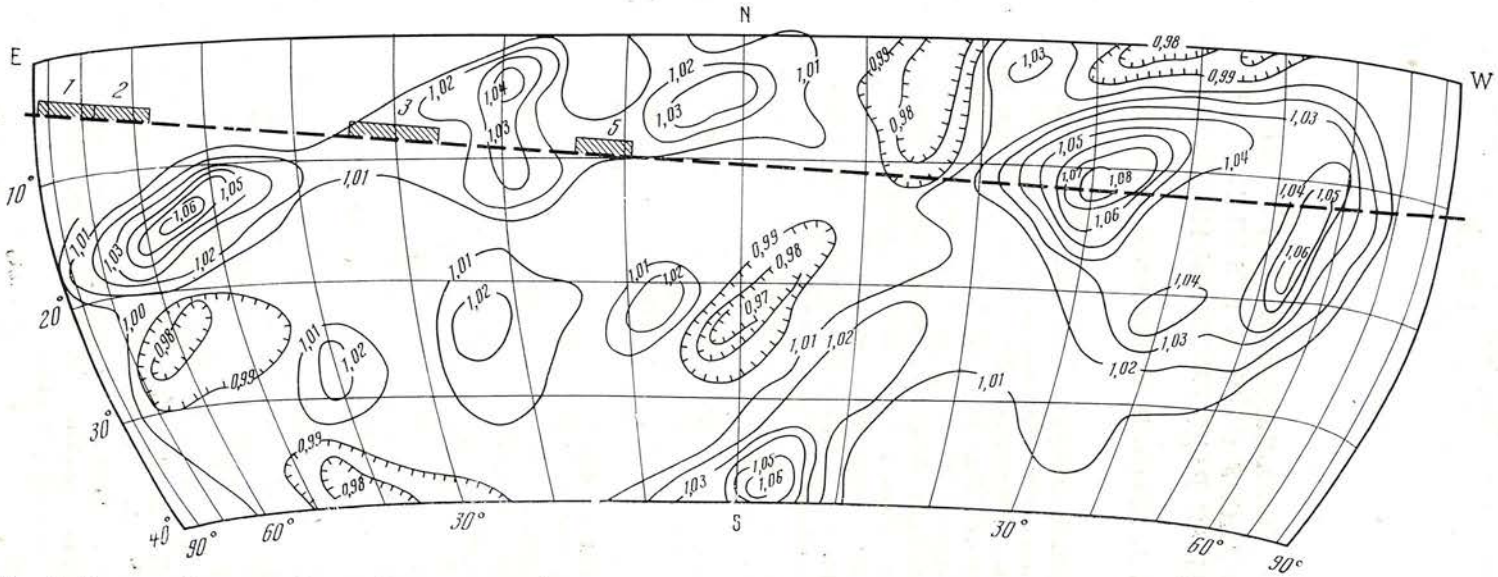


Рис. 1. Радиоизображение Солнца 9.V 1970 г. (12^h40^m)

Сплошными линиями нанесены изофоты радиоизлучения (в единицах уровня спокойного Солнца), штриховая линия — трасса прохождения Меркурия, $\lambda = 8$ *мм*

на частоте, отличной от частоты модуляции основного канала, что давало возможность выделять на выходе радиометра сигнал «подшумливания» и тем самым осуществлять непрерывный контроль усиления радиометра [1].

Прием проводился при постоянной времени на выходе радиометра 4 *сек*, отклонение пера самописца на 1 *мм* на ленте соответствовало ~0,05% от уровня регистрируемого сигнала радиоизлучения спокойного Солнца. Ширина диаграммы направленности радиотелескопа по половинной мощности составляла 1′,6.

Наблюдения производились двумя способами: непрерывным слежением радиотелескопа за Меркурием и за фиксированным участком диска Солнца, по которому проходил Меркурий, с дискретной переустановкой радиотелескопа по мере перемещения планеты. При более или менее равномерном распределении неоднородностей радиоизлучения в пределах диаграммы (размером 96″), широкой по сравнению с размерами неоднородностей, разница между обоими способами наблюдений несущественная. При скорости перемещения Меркурия 0″,067 *сек*$^{-1}$ за время ~10^2 *сек*, которое характерно для наблюдаемых флуктуаций, область Солнца при фиксации диаграммы на Меркурий обновляется на ~7% по линейным размерам или на ~0,5% по площади, что не можеть дать существенного привноса в радиояркость. Кроме того, при равномерном распределении небольших элементов неоднородностей вход в диаграмму и выход из нее элементов будет примерно компенсироваться. Поэтому для поисков небольших элементов неоднородностей выбор способа слежения не существен.

При наличии на пути прохождения Меркурия локальных неоднородностей радиояркости на диске Солнца на записи радиоизлучения могут появляться колебания, обусловленные затмением Меркурием этих неоднородностей. В отличие от оптического диапазона, где колебания яркости могут быть связаны с состоянием атмосферы (например, колебаниями изображения на щели спектрографа), избранный метод изучения неоднородностей радиояркости свободен от этого недостатка (если, конечно, облака и водяные пары не искажают записи) и дает возможность извлечь сведения о весьма малых неоднородностях. Их минимальная величина определяется фактически постоянной времени на выходе (4 *сек*), т. е. ~0″,3 (при скорости Меркурия 0″,067 /*сек*), что указывает на очень высокую разрешающую силу этого метода.

Рассмотрим подробнее процесс затмения планетой диаметра d неоднородностей размером l, считая, что они распределены равномерно в области с размером, равным диаграмме направленности, т. е. будем считать, что размеры конденсаций — областей повышенного радиоизлучения — близки к расстояниям между ними, промежуткам, где, наверное (по сравнению со спокойным Солнцем), повышенное радиоизлучение отсутствует. Картина затмения, размеры неоднородностей и амплитуда флуктуаций радиоизлучения при таком даже упрощенном рассмотрении будут различны в зависимости от того, больше или меньше размер затмевающего диска d (равного 12″), чем характерный размер l. Рассмотрим сначала вопрос о размерах конденсаций.

Если $d > l$, то в одномерном случае (планета проходит вдоль линии, соединяющей центры конденсаций) и при d/l четном ($d = 2\ Kl$, $K = 1, 2, 3 \ldots$) никаких флуктуаций излучения, как нетрудно убедиться, вообще не будет. В этом случае в одной из конденсаций затмевается такая же часть с одной стороны, как и открывается с другой, с противоположной стороны. Когда d превосходит l в нечетное число раз ($d = (2K + 1)\ l$, $K = 0, 1, 2, \ldots$), то при равномерной яркости и центральном затмении затмевается такая же часть одной из конденсаций, какая открывается у промежутка между конденсациями с противоположного края диска планеты. Поэтому возникает флуктуация. Затмение длится время l/v, и такое же время (по принятому условию) расходуется на прохождение промежутка между конденсациями, поэтому полное харак-

терное время («период») флуктуации

$$\tau = 2l/v, \quad l = v\tau/2, \tag{1}$$

где v — скорость прохождения Меркурия по диску Солнца (0″,067/*сек*). Если конденсации круглые и затмение нецентральное, то будут небольшие флуктуации и при d/l четном, практически с тем же характерным временем (1). То же справедливо при d/l нечетном, как в этом нетрудно убедиться, если промоделировать процесс затмения при $d > l$ с помощью подвижного диска d и неподвижных кругов диаметром $l < d$.

Если $d < l$, то на начало затмения (от 1-го контакта до 2-го) тратится время d/v, такое же время расходуется на окончание затмения (от 3-го контакта до 4-го). На прохождение самой конденсации (от 2-го контакта до 3-го) диском тратится время $(l - d)/v$, так что полное время затмения конденсации диском

$$\tau = (d + l)/v. \tag{2}$$

Таким образом, если известны из измерений величины τ характерных флуктуаций, то из (1) и (2) можно оценить характерный размер конденсаций l ($d = 12''$, и если из (1) окажется $d < l$, то нужно применить (2)).

Рассмотрим теперь флуктуации потока радиоизлучения, возникающие при затмении неоднородностей Меркурием. Сначала возьмем случай $d > l$; скажем, пусть $d = Kl$ ($K \geqslant 1$). Для простоты будем исходить из упрощенной схемы, считая, что внутри диаграммы направленности диаметром D (96″) конденсации образуют правильную сетку одинаковых квадратов, разделенных прямоугольными полосами шириной, равной стороне квадрата, радиояркость в пределах квадрата-конденсации постоянна, а в промежутках между конденсациями равна нулю (считая, что тепловой фон радиоизлучения спокойного Солнца исключен из записи). Радиояркость каждой конденсации обозначим через ε. Вместо круглого диска планеты будем рассматривать квадрат со стороной, параллельной сторонам квадратов-конденсаций. Все эти ограничения, накладываемые на форму конденсаций и затмевающего диска, несущественны, вместо квадратов можно было бы рассмотреть круги: форма конденсаций и затмевающего диска скажется только на форме кривой, описывающей флуктуации, их амплитуды останутся практически такими же с точностью до множителя порядка единицы. Полное число неоднородностей в пределах диаграммы будет $(D/2l)^2 = n$, а амплитуда флуктуаций будет зависеть от отношения $d/l = K$ и характера затмения, для которого мы рассмотрим два предельных случая: «полного» затмения, когда центр диска d проходит через центры конденсаций, и «краевого», когда центр d проходит посередине между конденсациями.

Так, нетрудно видеть, что наибольшие амплитуды флуктуаций радиояркости Δ_k будут те, которые указаны в табл. 1 для K от 1 до 7 для двух случаев «полного» и «краевого» затмений. Там же приведены средние для этих обоих случаев флуктуаций $\overline{\Delta}_k$ и также средняя поверхностная яркость, которая определяется как полусумма средних яркостей для «полного» и «краевого» затмений (обе величины относятся к области, охваченной диаграммой направленности D). Так, например, для $K = 3$ средняя яркость

$$E_k = \frac{\varepsilon}{2}\left[\frac{(n-1)+(n-2)}{2} + \frac{(n-2)+(n-4)}{2}\right] = \left(n - \frac{9}{4}\right)\varepsilon$$

и вообще $E_k = \left(n - \frac{K^2}{4}\right)\varepsilon$ (при нечетном K). Мы видим, что при любом четном K флуктуаций вообще не будет, а при нечетном K относительная средняя флуктуация яркости

$$\frac{\overline{\Delta}_k}{E_k} = \frac{K/2}{(n - K^2/4)\varepsilon} = \frac{2\,(d/l)}{(D/l)^2 - (d/l)^2} \approx 2\,\frac{d/l}{(D/l)^2}, \tag{3}$$

Таблица 1

K	Амплитуда (полное затмение)	Δ_k	Амплитуда (краевое затмение)	Δ_k	Среднее $\overline{\Delta}_k$	E_k
1	$n\varepsilon-(n-1)\varepsilon$	ε	$n\varepsilon-n\varepsilon$	0	$1/2\varepsilon$	$(n-1/4)\varepsilon$
2	$(n-1)\varepsilon-(n-1)\varepsilon$	0	$(n-1)\varepsilon-(n-1)\varepsilon$	0	0	0
3	$(n-1)\varepsilon-(n-2)\varepsilon$	ε	$(n-2)\varepsilon-(n-4)\varepsilon$	2ε	$3/2\varepsilon$	$(n-9/4)\varepsilon$
4	$(n-4)\varepsilon-(n-4)\varepsilon$	0	$(n-4)\varepsilon-(n-4)\varepsilon$	0	0	0
5	$(n-6)\varepsilon-(n-9)\varepsilon$	3ε	$(n-4)\varepsilon-(n-6)\varepsilon$	2ε	$5/2\varepsilon$	$\left(n-\frac{25}{4}\right)\varepsilon$
6	$(n-9)\varepsilon-(n-9)\varepsilon$	0	$(n-9)\varepsilon-(n-9)\varepsilon$	0	0	0
7	$(n-9)\varepsilon-(n-12)\varepsilon$	3ε	$(n-12)\varepsilon-(n-16)\varepsilon$	4ε	$7/2\varepsilon$	$\left(n-\frac{49}{4}\right)\varepsilon$

так как $d^2 \ll D^2$ ($d = 12''$, $D = 96''$). Соотношение (3) дает, по порядку величины, среднюю относительную флуктуацию радиояркости области D, покрываемой диаграммой направленности, при затмениях Меркурием отдельных ее элементов диском $d > l$. Так как радиояркость E_k пропорциональна яркостной температуре T_B, то флуктуации радиояркости Δ_k при затмениях элементов неоднородностей с известной площадью l^2 эквивалентны флуктуациям температуры антенны ΔT_a (или эквивалентны флуктуациям «подшумливания»). Поэтому по измерениям флуктуаций радиояркости, дающих нам ΔT_a (с учетом КИП антенны), из соотношения (3) можно найти соответствующую яркостную температуру радиоконденсаций заданного размера l ($<d$):

$$T_B = \frac{1}{2}\left(\frac{D}{l}\right)^2 \frac{l}{d}\,\Delta T_a. \tag{4}$$

При $d < l$ флуктуация радиояркости при затмениях конденсаций (числом n)

$$\Delta_k \approx n\varepsilon - \left[n\varepsilon - \left(\frac{d}{2l}\right)^2 \varepsilon\right] = \left(\frac{d}{2l}\right)^2 \varepsilon \tag{5}$$

и относительная флуктуация $n = (D/2l)^2$ будет

$$\frac{\Delta_k}{E_k} = \frac{\Delta_k}{n\varepsilon} = \frac{d^2}{4l^2 n} = \frac{d^2}{D^2},$$

откуда аналогичное (4) соотношение при $d < l$ будет

$$T_B = \frac{D^2}{d^2}\,\Delta T_a. \tag{6}$$

На рис. 2 приведены примеры фактически измеренных флуктаций радиоизлучения (в миллиметрах записи на ленте) для «спокойных» областей *1—3* и активной области *5* на пути Меркурия (см. рис. 1); тепловой фон радиоизлучения Солнца, соответствующий 8000° К для длин волн $\lambda = 8$ *мм*, при этом исключен. Для перевода величины отброса самописца в градусы антенной температуры следует иметь в виду, что для областей *1—3* (спокойных) 1 *мм* = 12° К, а для активной области *5* величина 1 *мм* = 7° К (наблюдения проводились с различным усилением приемника). Флуктуации антенных температур, как видно из рис. 2, достигают в обоих случаях 60—70° К. Время хромосферных флуктуаций изменяется от 30 до 300^s, что соответствует согласно (1) и (2) от 1″,5 до 12″ — размерам, близким к размерам неоднородностей общего магнитного поля Солнца, наиболее часто встречающимся согласно статистическому анализу, проведенному в [2].

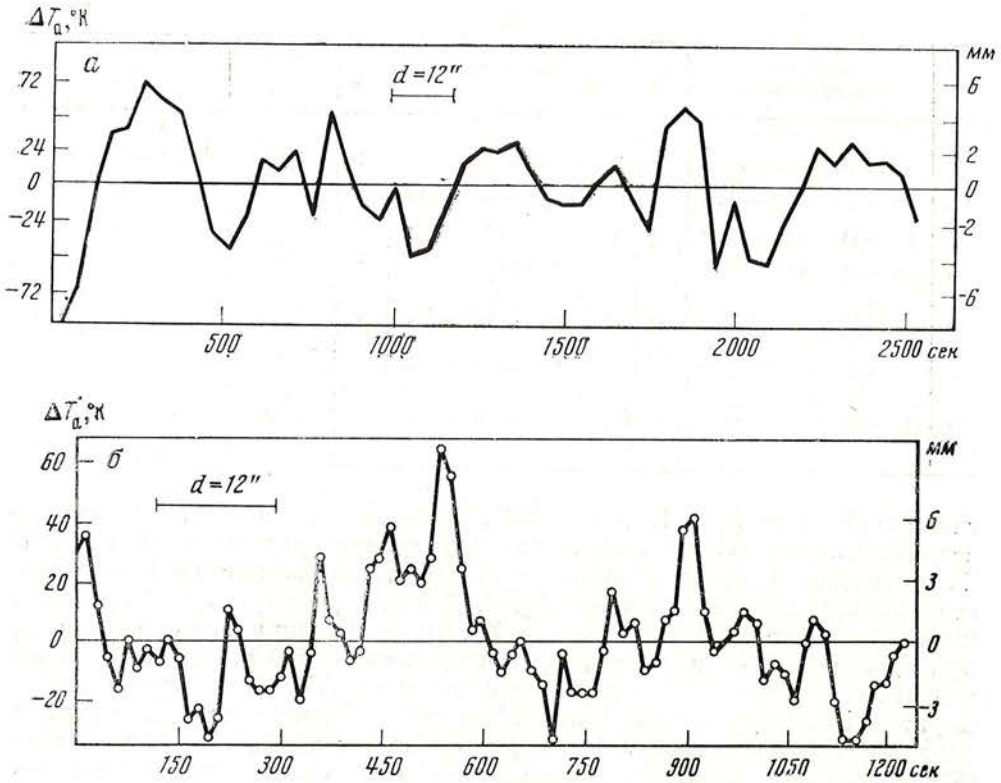


Рис. 2. Запись флуктуаций радиоизлучения Солнца (отклонения от среднего уровня) *а* — при прохождении Меркурия по спокойным участкам *1—3* на диске Солнца; *б* — то же, по активному участку *5*

Однако для более определенного выявления характерных размеров неоднородностей и их температур следует провести автокорреляционный анализ записей, сделанных при прохождении Меркурия по диску Солнца,— построить автокорреляционные кривые для измеренных флуктуаций радиоизлучения, представленных на рис. 2. Автокорреляционная функция r_m вычислялась по формуле [3]

$$r_m = \frac{n}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} U_i U_{i+m} \Bigg/ \sum_{i=1}^{n} U_i^2 \equiv \frac{n}{n-m} \frac{R(m)}{R(0)}. \qquad (7)$$

Здесь m — порядок автокорреляции (величина дискретного сдвига массива относительно самого себя), U_i — флуктуации яркости радиоизлучения (в миллиметрах записи на ленте) относительно среднего их значения. Участки записи для массивов *1—3* и *5* длительностью в 30—50 *мин* делились на равные интервалы длительностью 15^s (чему соответствует $\Delta_m = 1$), так что величина n заключена между 120 и 250. Значения автокорреляционных коэффициентов для m, перекрывающих обычно 2/3 полного массива значений n, вычислялись на ЭВМ по готовой программе со «скользящим средним» [1].

На рис. 3 приведены автокорреляционные кривые для «спокойного» участка *1—3* и «активного» участка *5*. На этих кривых, кроме главного максимума при $m = 0$, хорошо выявляются вторичные максимумы, которые позволяют найти характерные размеры неоднородностей и их темпе-

[1] Авторы благодарны Г. А. Козловой за выполнение этих вычислений.

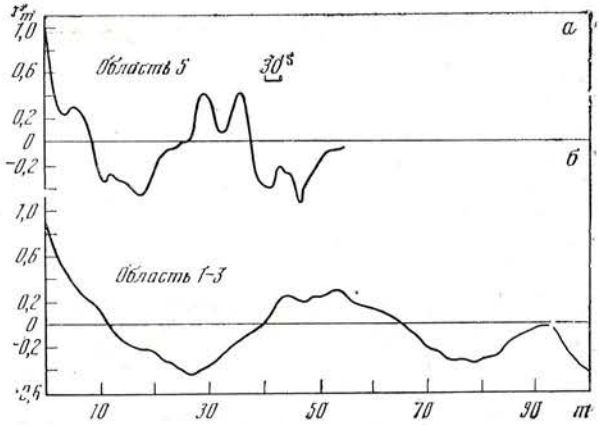


Рис. 3. Автокорреляционные кривые

а — для записи радиоизлучения при прохождении Меркурия по невозмущенным участкам *1—3* на диске Солнца;

б — то же, для активного участка *5*

ратуры согласно выражениям (1), (2), (4) и (6). Исходные данные и результаты вычислений приведены в табл. 2: в столбце 1 — характер области; в столбце 2 — число точек в массиве n; в столбце 3 — номер максимума; в столбце 4 — величина m, соответствующая данному максимуму; в столбце 5 — значение интервала времени τ_m для данного m ($\tau_m = 15$ *мсек*); в столбце 6 — величина размера неоднородности l для данного τ_m. Если $v\tau_m < d = 12''$ ($v = 0'',067$/*сек*), то $l < d$ и l определена по формуле (1); если $v\tau_m > d$, то $l > d$ и l вычислена по формуле (2). В столбце 7 приведены вычисленные на ЭВМ величины автокорреляционной функции r_m; в столбцах 8 и 9 — также вычисленные значения $R(0)$ и $R(m)$ (в *мм*^{2} отклонений самописца).

В качестве амплитуды флуктуации температуры неоднородности, соответствующей данному максимуму функции r_m, мы примем величину

$$\Delta T_{\text{а}} = \sqrt{\frac{R(m)}{n-m}} = \sqrt{\frac{R_0}{n}}\, r_m, \tag{8}$$

вычисленную для максимальных r_m. Эта величина (в *мм*) приведена в столбце 10; в столбце 11 она выражена в градусах, исходя из калибровки записей *1—3* (1 *мм* = 12° К) и записи *5* (1 *мм* = 7° К). Далее, в столбцы 12 и 13 включены значения превышения яркостной температуры неоднородностей над фоном спокойного Солнца T_B, вычисленные по формулам (4) и (6), где принято $d = 12''$, $D = 100''$. Наконец, в столбце 14 показана «истинная» яркостная температура $T = 8000° + \Delta T_B$.

Прежде всего возникает вопрос, действительно ли указанные флуктуации и максимумы на автокорреляционных кривых связаны с затмениями Меркурием неоднородностей, а не обусловлены каким-либо другим эффектом? Если бы они не были связаны с прохождением Меркурия, то ана-

Таблица 2

Область	n	Номер максимума	m	τ_m, *сек*	l	r_m	$R(0)$, 10^3 *мм*^{2}	$R(m)$, 10^3 *мм*^{2}	$\sqrt{\frac{R(m)}{n-m}}$, *мм*	$\Delta T_{\text{а}}$, °К	T_B, °К ($l > d$)	T_B, °К ($l < d$)	$T_{\text{ист}}$, °К
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1, 2, 3	259	0	0	102	3″,4	1,0	2,989	2,99	3,40	40,8	—	5 000	13 000
		1	44	660	32,2	0,25		0,50	1,53	18,4	1280	—	9 280
		2	53	795	41,3	0,29		0,59	1,70	20,4	1420	—	9 420
5	83	0	0	48	1,6	1,0	2,744	2,74	5,56	39,0	—	10 250	18 250
		1	5	75	2,5	0,30		0,70	2,90	20,3	—	8 450	16 450
		2	29	435	17,4	0,42		0,77	3,58	25,1	1740	—	9 740
		3	36	540	24,2	0,40		0,65	3,51	24,6	1710	—	9 710

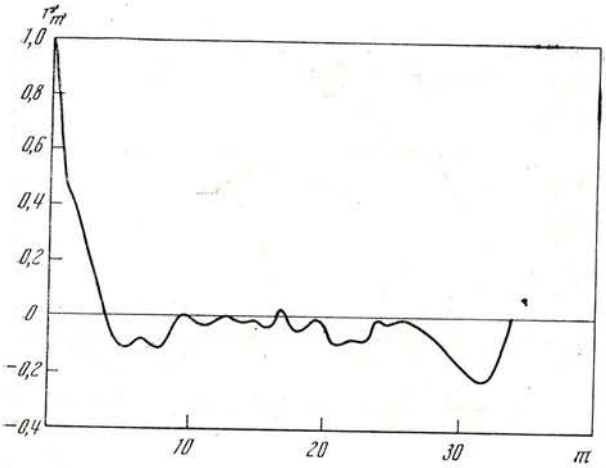


Рис. 4. Автокорреляционная кривая записи радиоизлучения Солнца 11.V 1970 г. (невозмущенная область на диске) в отсутствие Меркурия на диске

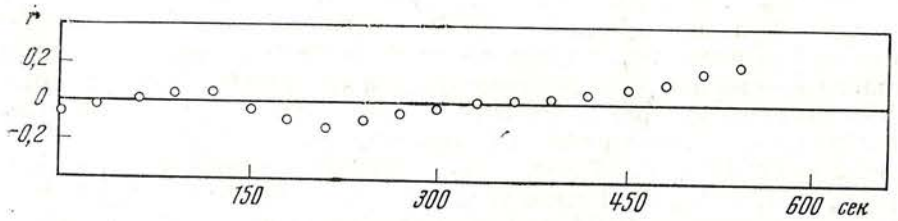


Рис. 5. Кросс-корреляция записей радиоизлучения области Солнца при прохождении по ней Меркурия и записей той же области после прохождения Меркурия

логичные флуктуации и автокорреляционные кривые мы должны были бы получить, наблюдая Солнце без Меркурия до и после его прохождения по диску. Однако записи, сделанные таким образом, не показывают никаких флуктуаций с амплитудой, превосходящей 0,5% от уровня спокойного Солнца. Более того, автокорреляционная кривая для этих флуктуаций выглядит совершенно иначе, чем при прохождении Меркурия по диску Солнца, она изображена на рис. 4 и не показывает никаких сколько-нибудь выраженных максимумов, кроме главного максимума при $m = 0$. Что касается главного максимума, то его (полная) ширина составляет 45 *сек*, что практически совпадает с шириной главного максимума области 5 в табл. 2 (48 *сек*). Это указывает скорее на то, что главный максимум автокорреляционной кривой флуктуаций, записанных при прохождении Меркурия по диску, обусловлен не реальными неоднородностями, а «серыми» шумами спокойного Солнца, т. е. неоднородностей размером 1″,6, по-видимому, не существует, а если они и есть, то их трудно выделить на фоне шумов. Реальные неоднородности (см. табл. 2) начинают выявляться с размеров 2—3″, так же как и неоднородности общего магнитного поля Солнца.

Еще более убедительным свидетельством реальности затмений неоднородностей является кросс-корреляция между записью радиоизлучения Солнца без Меркурия и с Меркурием. Вычисления кросс-корреляции, выполненные так же, как в [2], приведены на рис. 5. Они показывают практически полное отсутствие связи — корреляции между записями флуктуаций с Меркурием и без него.

В то же время в [4, 5] найдены флуктуации со временем радиоизлучения Солнца в целом с характерными временами в промежутке от 100 до 900^s (100 —150^s, 200—350^s, 500—550^s, 600—900^s), которые, по мнению авторов, могут быть приписаны флуктуациям общего магнитного поля Солнца. Наши измерения спокойного Солнца (без Меркурия) с указанной выше чувствительностью не показывают таких флуктуаций на $\lambda = 8$ *мм*. Таким образом, наблюдаемые нами флуктуации радиоизлучения Солнца во время прохождения по диску Меркурия следует связать с затмениями диском планеты неоднородностей радиоизлучения, характерные длины и температуры которых представлены в табл. 2.

Наиболее важно то, что характерные длины и температуры концентрируются возле двух отделенных заметным интервалом значений (соответствующих максимумам автокорреляционной кривой).

Меньшие значения длин (от 1″,6 до 3″,4) близки к характерным размерам групп гранул и к наиболее часто встречающимся размерам элементов — холмов общего магнитного поля [2]. Большие значения длин неоднородностей (от 17 до 40″) более близки к характерным размерам супергранул, хотя и несколько меньше их [6]. Температуры больших элементов неоднородностей близки к температуре хромосферы (10 000°), тогда как мелкие конденсации — более нагретые (температура 13000—18000°).

Далее, в «спокойных» областях (*1*, *2*, *3*) конденсации больше и холоднее, чем в активной области (*5*). Это соответствует тому факту, что в активных областях магнитные поля концентрируются сильнее и в меньших объемах, чем в спокойных областях, а характерные температуры в активных областях выше, чем в спокойных.

По-видимому, естественным будет вывод о том, что образование конденсаций неоднородностей радиоизлучения на волне $\lambda = 8$ *мм* тесно связано с неоднородностями магнитного поля, которое играет существенную роль в происхождении радиоизлучения от отдельных мелкоструктурных конденсаций. О важном значении магнитного поля в происхождении радиоизлучения конденсаций смотри в [7] и [8]. Если ранее рассматривалась связь радиоизлучения с большими корональными конденсациями (125 тыс. *км*), то наши измерения указывают на *тонкую структуру* конденсаций радиоизлучения, на его связь с тонкоструктурными образованиями солнечной атмосферы (грануляция, супергрануляция) и присущими им магнитными полями.

Большой интерес представляет выявление подобной тонкой структуры также в поляризации радиоизлучения на коротких волнах.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *V. Efanov, I. Moiseev, A. Severny.* IAU Sympos. N 35, K. O. Kiepenheuer (Ed.), 1968, p. 588.
2. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 97; 1967, 38, 3. См. также Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, 12, N 4, 363.
3. *Д. Э. Юл, М. Д. Кендал.* Теория статистики. М., Госстатиздат, 1960.
4. *М. С. Дурасова, М. М. Кобрин, Я. Б. Лосовский, А. К. Чандаев, О. И. Юдин.* Астрон. цирк, 1969, № 531.
5. *М. М. Кобрин, А. И. Коршунов, В. В. Пахомов.* УФН, 1973, **109**, № 4, 773.
6. *R. Leighton, R. Noyes, G. Simon.* Astrophys. J., 1962, **135**, 471.
7. *А. П. Молчанов.* Астрон. ж., 1961, 38, 349.
8. *В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков.* Астрон. ж., 1961, 38, 3.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

НАБЛЮДЕНИЯ ЗАТМЕНИЯ СОЛНЦА НА КУБЕ 24 ДЕКАБРЯ 1973 ГОДА НА ВОЛНЕ 1,37 *м*

Л. И. Юровская, О. Альварес, М. Феррейро

В результате наблюдений затмения Солнца 24.XII 1973 г. на волне 1,37 *м* в Гаване была получена структура] локального источника в короне. Размер источника в направлении открытия составлял 3′,0 ± 0′,3. Область повышенного излучения фона и область всплесков открывались одновременно. В источнике фонового излучения оказалось возможным выделить яркую деталь, размеры которой не превышали 25″.

THE OBSERVATION OF THE SOLAR ECLIPSE IN CUBA ON THE 24 th OF DECEMBER 1973 AT WAVELENGTH 1, 37 m, by *L. I. Yurovskaya, O. Olvares, M. Ferreiro.*— Following the observation of the solar eclipse on the 24th of December 1973 at wavelength 1,37 m in Habana the structure of the coronal local source has been obtained. The dimension of the source was 3′,0 ± 0′,3 in uneclipsing direction. The enhanced background continuum region and the burst one were uneclipsed simultaneously. It was favourable to define the bright part in the enhanced background continuum region which dimension was no more 25″.

24.XII 1973 г. в Гаване радиотелескопом на волне 1,37 *м* проводились наблюдения частного затмения Солнца совместно кубинскими и советскими специалистами с целью изучения структуры локальных источников радиоизлучения в метровом диапазоне.

Состояние солнечной активности в день затмения было благоприятным. На диске Солнца в юго-западном квадранте наблюдалась большая группа пятен (19S, 32W), которая закрывалась Луной. В метровом диапазоне 23, 24 и 25.XII регистрировалась шумовая буря. К сожалению, группа пятен оказалась не единственной. Западнее, почти на краю диска (17S, 50W), наблюдалась еще одна группа, значительно меньшая по площади.

Условия наблюдения были менее благоприятными. Затмение происходило в утренние часы по местному времени, и в Гаване Солнце взошло уже будучи частично закрытым Луной. К этому моменту оказался закрытым и локальный источник радиоизлучения. Таким образом, структуру источника мы могли наблюдать в одном измерении — в направлении его открытия.

Общий вид полученной записи изображен на рис. 1. Сплошной линией обозначено радиоизлучение Солнца: до открытия источника радиоизлучение носило спокойный характер, после открытия более чем в два раза увеличился фон и появилось большое количество всплесков. Минимальное значение фонового излучения локального источника обозначено через $I_{ист}$. Штриховой кривой с крестиками показано рассчитанное для данной станции изменение уровня излучения спокойного Солнца во время затмения. При расчетах $R_{1,37}$ (радиус Солнца на волне 1,37 *м*) был принят равным 1,3 $R_\odot$ (радиус Солнца в оптическом диапазоне). Стрелкой на рис. 1 отмечен момент начала восхода Солнца — 12^h23^m *UT* (в дальнейшем все значения будут даны также в шкале мирового времени — *UT*).

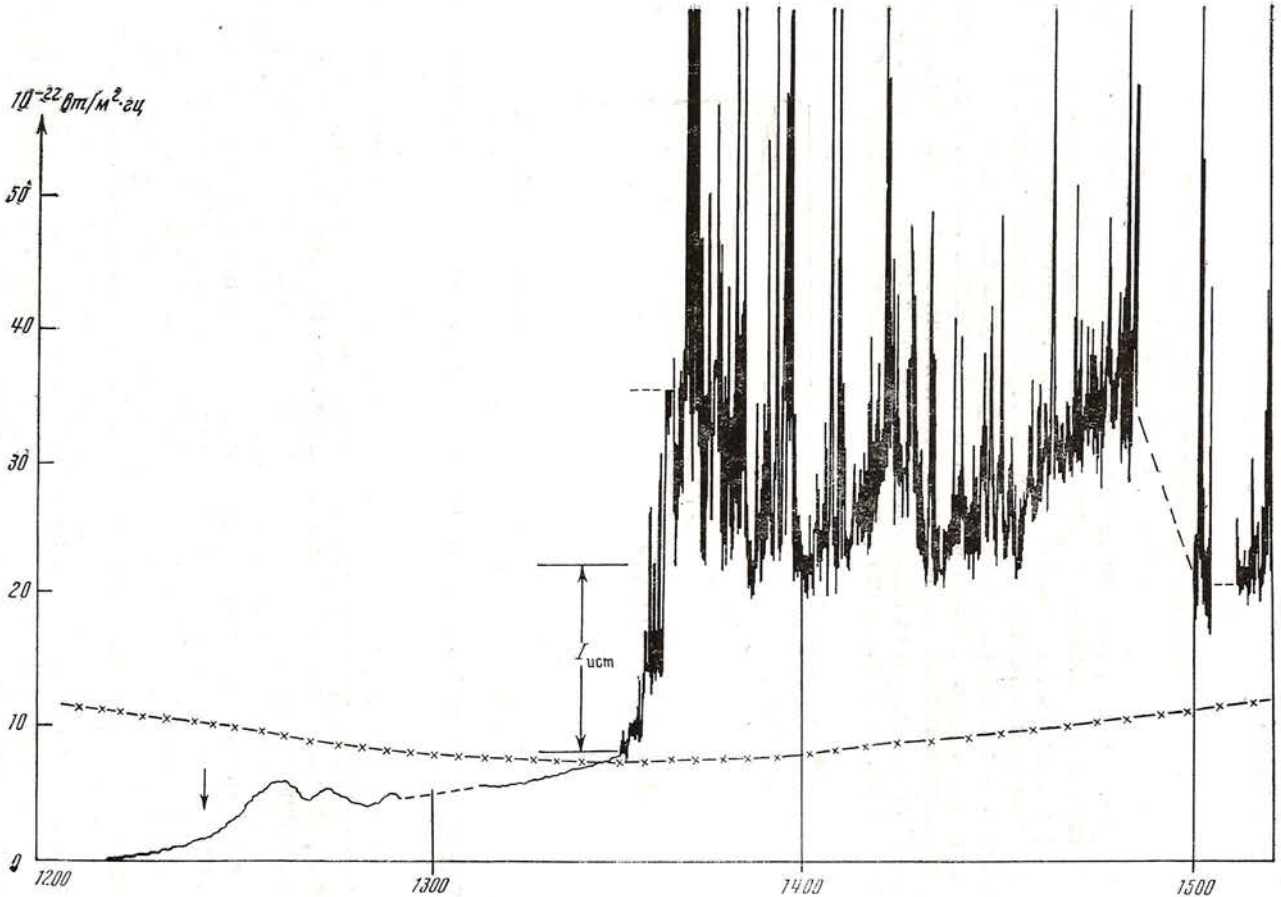


Рис. 1. Общий вид записи радиоизлучения Солнца на волне 1,37 *м*, полученной 24.XII 1973 г. в Гаване

Обстоятельства затмения (время оптических контактов и максимальной фазы) были рассчитаны сотрудником департамента астрономии Института геофизики АН Кубы Хорхе Пересом. Согласно его расчетам, подтвержденным в дальнейшем расчетами радиоастрономов САО АН СССР и наблюдениями, затмение Солнца в Гаване началось в 12^h15^m. Максимальная фаза, во время которой незакрытая площадь составляла 0,52 площади диска Солнца, наблюдалась в 13^h32^m. Четвертый контакт был отмечен в 15^h08^m.

1. Определение момента начала открытия локального источника

Из рис. 1 видно, что начало открытия локального источника по времени близко к максимальной фазе затмения. Вблизи максимальной фазы поток радиоизлучения спокойного Солнца меняется мало, так как мало изменяется покрываемая в это время Луной площадь диска. Казалось бы, что в таком случае на спокойном фоне будет четко видно начало открытия источника. Однако в связи с наблюдением затмения на восходе Солнца изменения потока радиоизлучения имели очень сложный характер. С одной стороны, поток непрерывно возрастал с восходом Солнца. С другой стороны, он постепенно уменьшался согласно соответствующей фазе

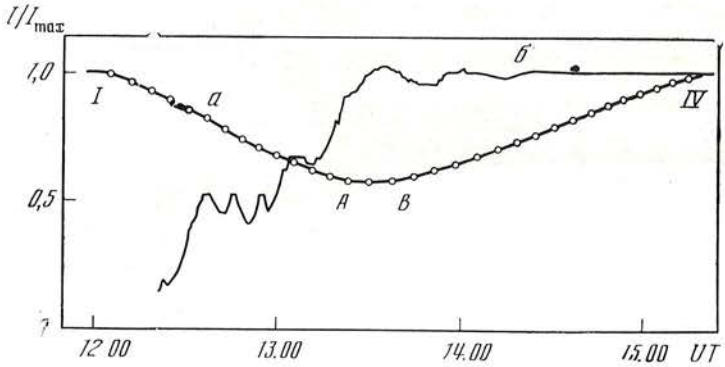


Рис. 2. Расчетная кривая хода затмения (*а*) и реальная запись радиоизлучения Солнца 22.XII 1973 г. (*б*)

затмения. На этот суммарный поток накладывались еще флуктуации уровня из-за интерференции, которая всегда имеет место на метровых волнах при низком положении Солнца над горизонтом и при сравнительно широкой диаграмме направленности радиотелескопа. В связи с этим для определения момента начала открытия источника возникла необходимость сопоставить запись потока в день затмения с записью ближайшего к затмению дня со спокойным характером радиоизлучения, подвергнув ее дополнительной обработке согласно рассчитанной кривой хода затмения.

На рис. 2 показаны расчетная кривая хода затмения (рис. 2, кривая *а*) и реальная запись радиоизлучения 22.XII 1973 г. (рис. 2, кривая *б*). Цифрами *I*, *IV* отмечены моменты первого и четвертого контактов. Буквами *A*, *B* указан интервал времени вблизи максимальной фазы с малыми изменениями потока. Результирующая кривая, полученная из кривых *а*, *б* рис. 2, изображена на рис. 3, *а*. Она представляет собой ту запись, которую мы получили, если бы затмение произошло не 24, а 22.XII. На рис. 3, *б* представлен участок реальной записи потока в день затмения. Вверху прямой линией отмечен интервал *AB*, близкий к максимальной фазе. Из сравнения кривых рис. 3 видно, что все флуктуации потока, а также его постепенный рост в интервале времени от 13^h00^m до 13^h30^m вызваны восходными явлениями.

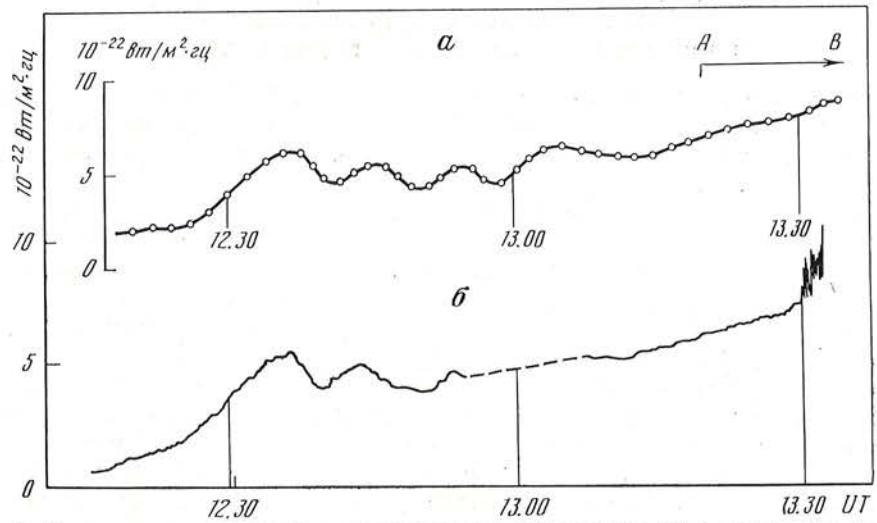


Рис. 3. Результирующая кривая, полученная из кривых рис. 2 (*а*) и реальная запись радиоизлучения Солнца в день затмения (*б*)

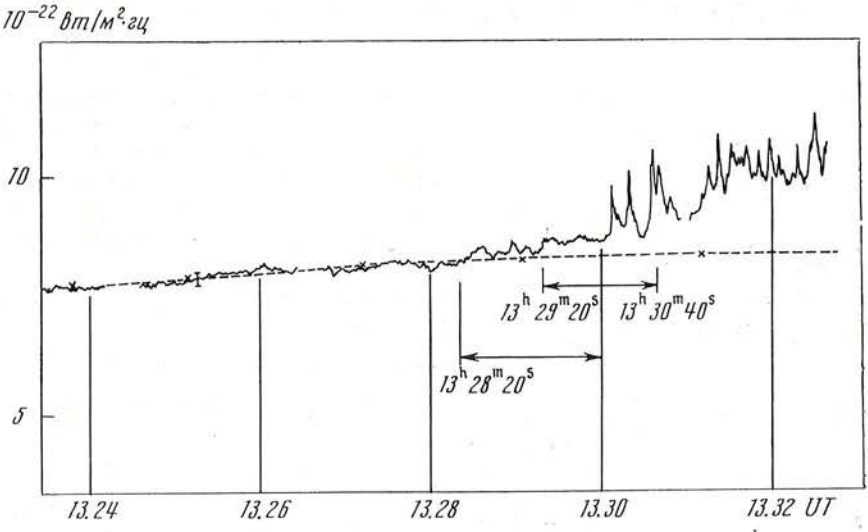


Рис. 4. Определение момента начала открытия локального источника

На рис. 4 показано начало открытия источника шумовой бури. Штриховой кривой с крестиками обозначена кривая, изображенная на рис. 3, *а*, которая совмещена с реальной записью. Источник шумовой бури состоит из двух частей: источника фонового излучения и источника всплесков [1]. Как видно из рис. 4, некоторые флуктуации, превышающие ошибку измерений, заметно выделяются начиная с $13^h28^m20^s$. Из-за нестационарного характера их можно принять за всплески, амплитуда которых находится на пределе обнаружения. Уверенно регистрируемые всплески появляются в 13^h30^m. Таким образом, можно считать, что источник всплесков начал открываться в $13^h29^m10^s \pm 50^s$.

Источник повышенного излучения фона, возможно, начал открываться в $13^h29^m20^s$. В это время отклонения значения потока от расчетной кривой превысили ошибку измерений. Это значение потока сохранялось до $13^h30^m40^s$. За начало открытия источника повышенного излучения фона принята середина этого интервала, что составляет $13^h30^m00^s \pm 40^s$.

2. Определение размеров и структуры источника повышенного излучения фона и источника всплесков по наблюдению открытия

Полностью открытие источника повышенного излучения фона показано на рис. 5. Штриховая кривая с крестиками представляет расчетную кривую хода затмения. Интенсивность излучения источника обозначена, как и на рис. 1, через $I_{ист}$.

Участок записи, соответствующий открытию источника, можно разбить на пять частей, аппроксимировав изменение повышенного излучения фона на каждом из них прямой линией. На участке *I* поток изменялся плавно от значения в точке *1* до значения в точке *2*. Это соответствует открытию в течение времени t_1 равномерно излучающей области. На участке *II* за время t_2, возможно, наблюдалось открытие более яркой области. Яркость области, соответствующей участку *III*, намного меньше, чем области *I*. Об этом свидетельствует наклон аппроксимирующих отрезков прямых. Самая яркая область источника открывалась на участке *IV*. Если бы эта область имела размеры меньше 12″, как в [2], то ее открытие занимало бы время 30 *сек* и закончилось бы в точке *5а*. Однако вполне возможно, что в данном случае момент открытия совпал с очень сильной группой всплесков. Принимая во внимание эту возможность, за полное открытие самой яркой части источника будем считать точку *5б*, по значению потока близкую к наблюдаемым в последующее время минимальным значениям.

Может оказаться, что на этом открытие источника повышенного излучения фона не закончилось, а далее на участке *V* открывалась область малой яркости, подобная областям *I* или *III*. Это можно ожидать из соображений о некоторой симметрии источника. Однако после открытия основной части источника на фоне больших флуктуаций выделить возможное дальнейшее увеличение потока, например, между точками *5б* — *6* не представляется возможным.

Данные об открытии отдельных участков источника сведены в таблицу. Яркостные температуры рассчитывались так же, как и в [1].

Номер области	Открытие		Продолжительность, *мин*	Размеры области, угл. мин	Яркость T_B, 10^6 °K
	начало	окончание			
I	$13^h30^m,0$	$13^h32^m,9$	2,9	1,1	20
II	13 32,9	13 34,6	1,7	0,6	300
III	13 34,6	13 36,4	1,8	0,65	60
IV	13 36,4	13 37,6	1,2	0,42	2000
В целом	$13^h30^m,0$	$13^h37^m,6$	7,6	2,77	

Как видно из таблицы, размеры наиболее яркой части источника составляют 0′,42, т. е. около 25″, весь источник имеет размеры около 3′ (2′,77). Если предположить, что в источнике существует некоторая область малой яркости с другой стороны, то общие размеры источника могут составлять 5—6′. Это соответствует значениям, полученным французскими исследователями на станции Нансэ на многоантенном интерферометре с шириной диаграммы направленности около 4′[3]. Преимущество затменного метода наблюдений состоит в более высоком разрешении, которое позволяет исследовать структуру источника шумовой бури. Распределение яркости по источнику шумовой бури согласно полученным выше результатам представлено на рис. 6.

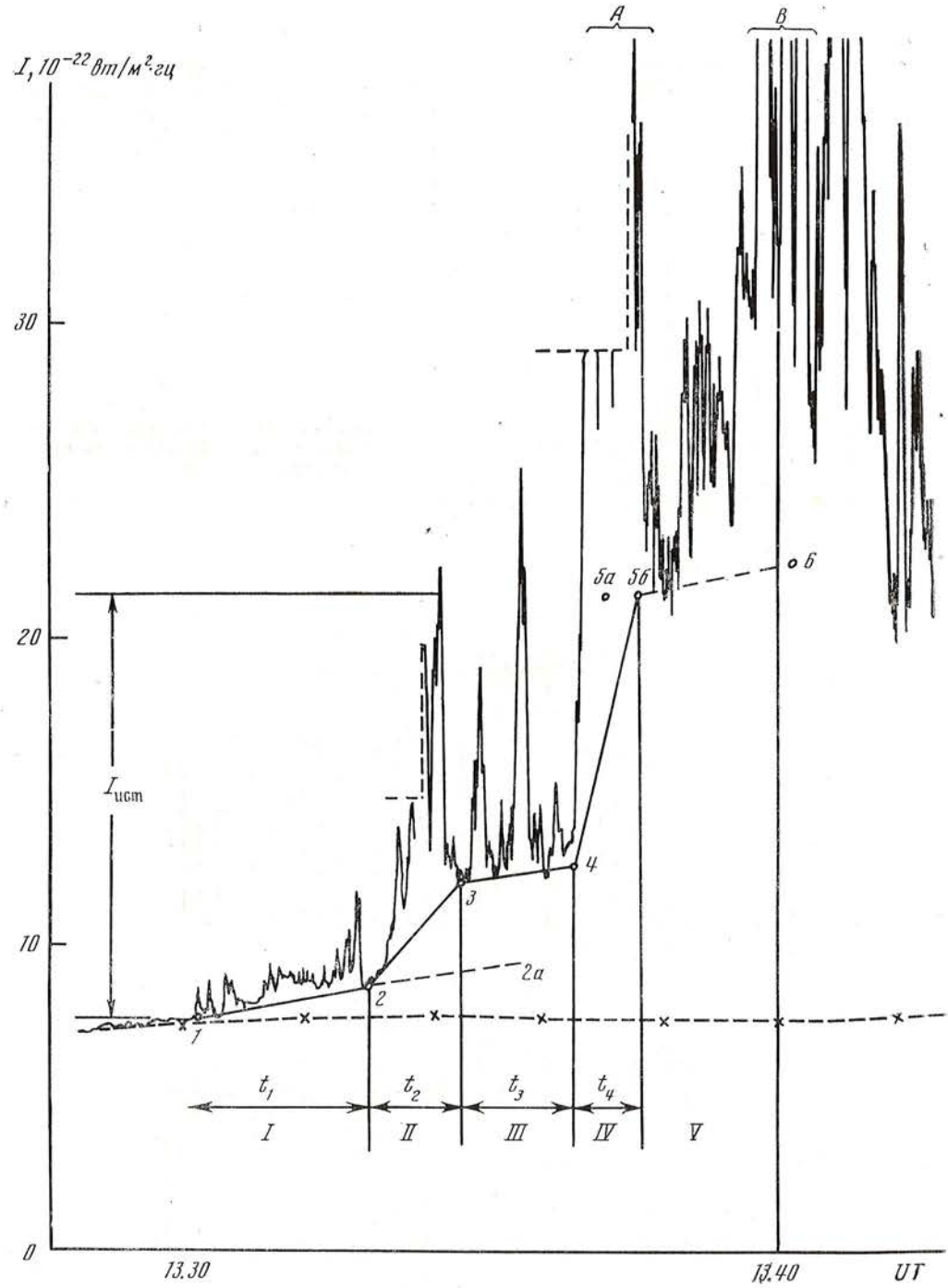


Рис. 5. Открытие локального источника в короне 24.XII 1973 г.

Изменение средней амплитуды всплесков (рис. 7, *а*) и их количества (рис. 7, *б*) через двухминутные интервалы времени при открытии локального источника позволяет определить его размеры. Как видно из рис. 7, *б*, число всплесков практически не изменялось. Момент окончания открытия был определен по рис. 7, *а*, т. е. по достижению амплитудой некоторого среднего значения $I_{ср}$. Таким образом, согласно рис. 7, *а* можно считать,

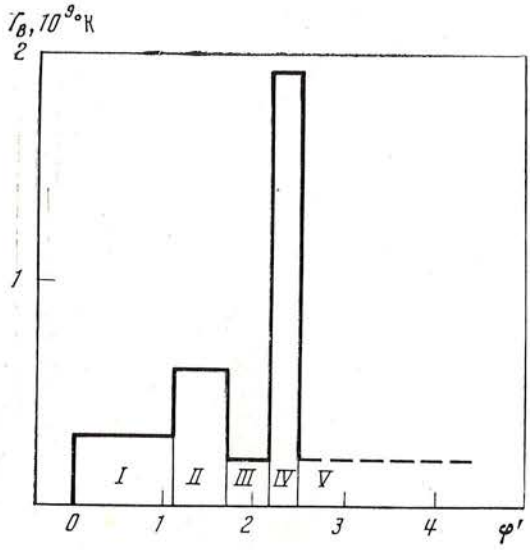
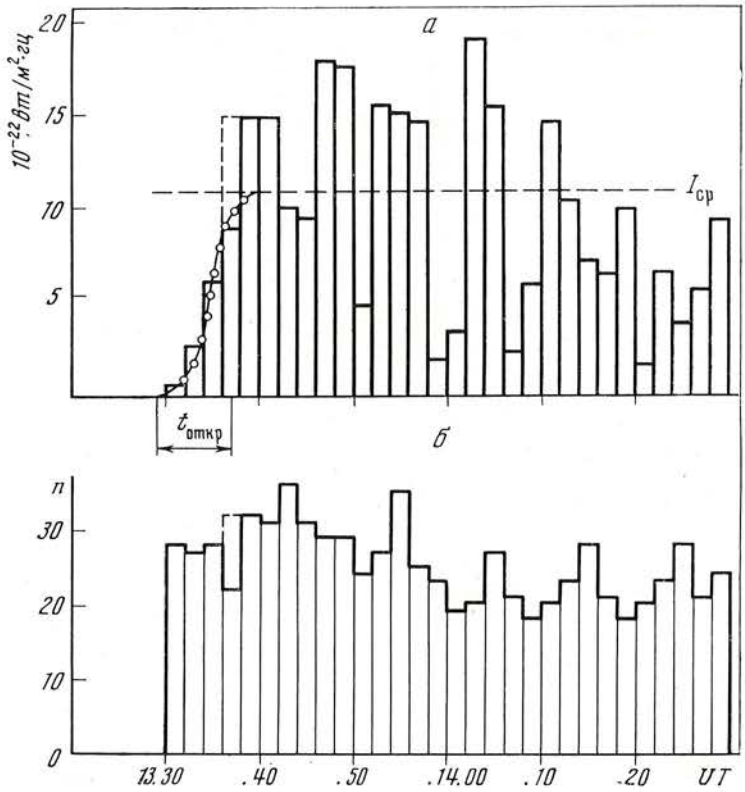


Рис. 6. Распределение яркости по источнику шумовой бури, полученное во время наблюдения затмения 24.XII 1973 г.

Рис. 7. Изменение средней амплитуды (*а*) и числа (*б*) всплесков при открытии источника



что открытие источника всплесков закончилось в $13^h37^m \pm 1^m$. Выше было определено начало открытия источника — $12^h29^m10^s$. В результате в данном случае при скорости смещения проекции края Луны 0′,365 в минуту в направлении открытия размеры источника всплесков составили около 3′, при этом точность определения границ не ниже ±0′,3.

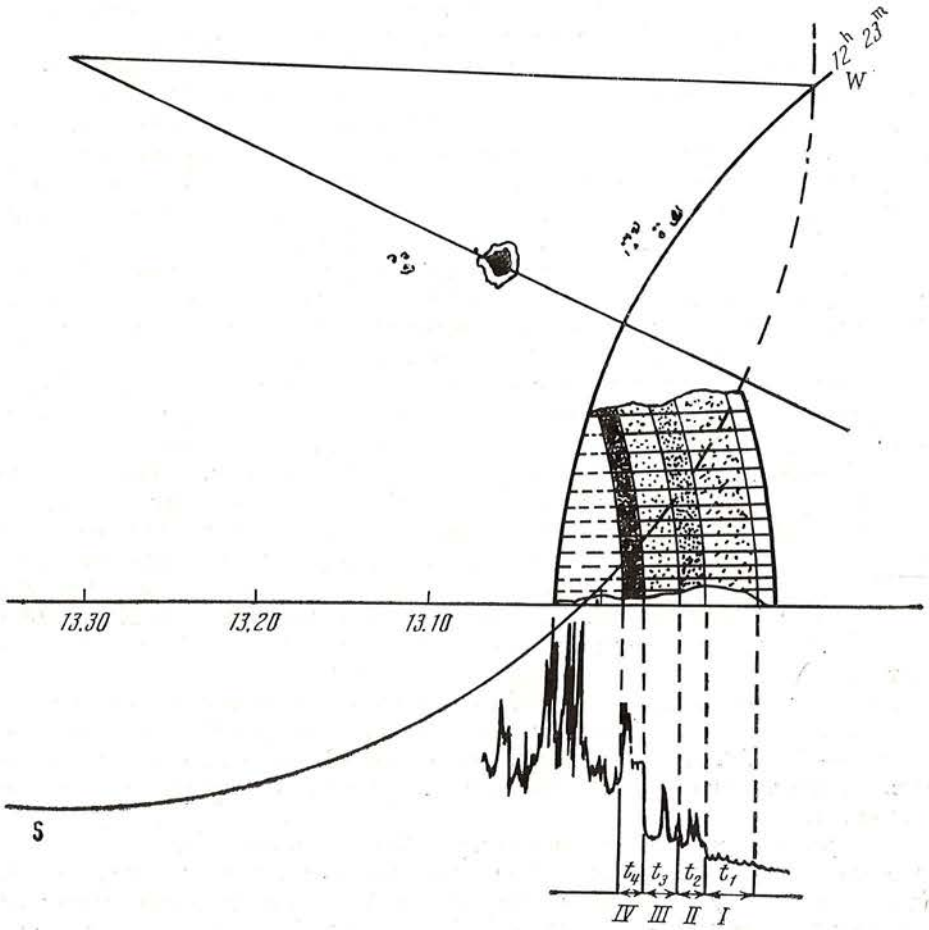


Рис. 8. Положение локального источника относительно оптических образований на фотосфере и структура источника шумовой бури по наблюдению его открытия

3. Положение источника шумовой бури на диске Солнца

На рис. 8 изображен участок Солнца с группами пятен, которые закрывались Луной. Горизонтальная линия с отметками времени представляет собой траекторию центра Луны. Дугой, отмеченной временем 12^h23^m, показано положение проекции края Луны на диске Солнца при его восходе. Отрезки дуг с различной штриховкой заключенных между ними областей обозначают детали структуры источника шумовой бури. Дуги соответствуют положениям проекции края Луны на диске Солнца при открытии источника и моментам времени, указанным в таблице. Штриховка линиями относится к области повышенного излучения фона, точками — к области всплесков.

Сопоставляя отдельные участки источника шумовой бури с деталями групп пятен на фотосфере, можно отождествить наиболее яркую часть источника (участок записи *IV* на рис. 5) с наибольшим пятном группы 19 S, 32 W. Вторая по яркости часть источника (участок записи *II*), возможно, представляет собой другой источник, связанный с группой пятен 17 S, 50 W. Однако следует отметить, что эта деталь источника в силу малой яркости определена неуверенно. Может оказаться, что на участках записи *I*, *II*, *III* постепенно открывалась одна область, а принятая выше аппроксимация (рис. 5) отражает флуктуации яркости во времени, кото-

рые могут быть вызваны как изменением интенсивности повышенного излучения фона, так и наложением достаточно сильной группы всплесков.

В любом случае полученные результаты позволяют представить источник повышенного излучения фона в виде яркой области малых угловых размеров и окружающей ее протяженной области слабой яркости. Такое представление соответствует результатам Фоккера, полученным на двухантенном интерферометре с переменной базой [4]. Наблюдения этого затмения подтверждают также полученные ранее [2, 5] результаты о малых размерах области повышенного излучения фона.

Положение и размеры области всплесков, как видно из рис. 8, совпадают с областью повышенного излучения фона. Это совпадение может объясняться эффектом проекции в связи с близким расположением соответствующей группы пятен к западному краю диска.

Тот факт, что при открытии источника всплесков их плотность (число всплесков в единицу времени) практически не изменялась, в то время как средняя амплитуда постепенно нарастала (рис. 7, а, *б*), позволяет думать, что каждый всплеск является результатом возмущения всей области. В этом случае средняя амплитуда всплеска будет пропорциональна площади открытой части источника. Однако другие наблюдения затмения не подтверждают этого. В иных случаях (например, [2]) при открытии источника всплесков наблюдалось постепенное нарастание как амплитуды всплесков, так и их числа. Возможно, в нашем случае, 24.XII 1973 г., начало открытия источника всплесков совпало просто с большой их плотностью.

Более уверенно можно было бы говорить об этом при наличии записи на этой же частоте излучения незакрытого Луной источника в интервале 13^h29^m — 13^h37^m. Отсутствие таковой не позволяет в данном случае сделать окончательно какие-либо предположения о структуре источника всплесков.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Ю. Ф. Юровскому за помощь в подготовке к наблюдению затмения, а также коллективам Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и департамента астрономии Института геофизики АН Кубы за предоставление возможности проведения совместных наблюдений затмения Солнца.

26 апреля 1974 г.

Литература

1. *Л. И. Юровская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, 40.
2. *Л. И. Юровская, Ю. Ф. Юровский.* Радиоастрономические наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г. М., «Наука», 1970.
3. *A.-M. Le Squeren.* Ann. astrophys., 1963, 26, N 2, 97.
4. *A. D. Fokker.* Rend. Scoula internaz. fis. «Enrico Fermi». Bologna, 1960, p. 385.
5. *А. А. Гнездилов.* Астрон. ж., 1970, 47, вып. 1.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

О ВЛИЯНИИ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗВИТИЯ ГРУПП ПЯТЕН НА РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ШУМОВЫХ БУРЬ

Л. И. Юровская

Возникновение источников шумовой бури в короне чаще всего сопровождает быстрые изменения площади наибольшего пятна и магнитной конфигурации в фотосфере. Высказывается предположение, что появление источников шумовых бурь связано с нестационарностью магнитного потока, проникающего в высокие слои солнечной атмосферы.

ON THE INFLUENCE OF SOME FEATURES OF THE SUNSPOT DEVELOPMENT ON THE NOISE STORM RADIOEMISSION, by *L. I. Yurovskaya.*— The origin of the noise storm sources in corona more often accompanies fast changes of the grandest spot area and the configuration of magnetic field in photosphere. It is suggested that the origin of noise storm sources is associated with the unstationary of the magnetic flux penetrating into hight levels of solar atmosphere.

Еще в 1958 г. австралийские радиоастрономы Пейн-Скотт и Литл заметили связь между радиоизлучением в метровом диапазоне и группами пятен с большим по площади головным пятном [1]. В дальнейшем эта связь была статистически подтверждена в [2, 3]. Однако встречаются случаи, когда в группе наблюдается большое головное пятно, но источник шумовой бури (ш. б.) отсутствует. И наоборот, можно встретить не очень сильную по оптическим параметрам (площади и напряженности магнитного поля) группу пятен, с которой можно связать наличие в короне источника ш. б. Эти факты свидетельствуют о том, что, кроме величины оптических параметров, должны быть еще какие-то особенности, присущие группам пятен, или какие-то условия в атмосфере Солнца, при которых в короне возникает источник ш. б.

Величины площади, магнитной напряженности, а также конфигурация группы вместе определяют магнитный поток, который пронизывает атмосферу Солнца. Нами в [4] было показано, что ш. б. в короне возникают при росте магнитного потока на уровне фотосферы (общего или одной полярности). Естественно ожидать, что не всякое изменение потока в фотосфере способно привести к соответствующим изменениям в короне, в районе источника ш. б., в связи с его большой высотой над уровнем фотосферы. Была сделана попытка рассмотрения, к сожалению, на небольшом статистическом материале эволюции групп пятен (структурные особенности магнитной конфигурации, изменение площади при прохождении по диску Солнца и т. п.) в связи с появлением источника ш. б. в короне. Для исследования были использованы материалы 1967—1971 гг., опубликованные в «Квартальном бюллетене» солнечной активности, а также в бюллетене «Солнечные данные». В рассмотрение были включены группы пятен с площадью наибольшего пятна выше 110 миллионных долей полусферы (м.д.п.), для которых можно уверенно и однозначно определить

наличие или отсутствие источника ш. б. в короне. Всего было рассмотрено 217 групп пятен, из них у 50, т. е. у 23%, наблюдалось радиоизлучение.

Прежде всего было рассмотрено влияние двух факторов одновременно: магнитной конфигурации и площади головного пятна. Для этой цели все группы пятен были разбиты на две категории. К первой, с малым пятном, были отнесены группы, площадь наибольшего пятна которых при прохождении группы по диску Солнца не превышала 300 м.д.п. Во вторую категорию, с большим пятном, были выделены группы с площадью наибольшего пятна — 300 м.д.п. и более.

По магнитной конфигурации было рассмотрено три класса групп пятен: униполярные, со слабой второй полярностью и биполярные. Униполярными считались такие группы, у которых вторая полярность была за пределом обнаружения по данным бюллетеня «Солнечные данные». К группам со слабой второй полярностью были отнесены те, у которых вторая полярность представлена порами, причем напряженность магнитного поля менее 1600 *гс*.

В табл. 1 для каждой категории указано число групп пятен без источника ш.б. (графа «—») и число групп с источником (графа «+»), а также процент групп пятен с ш.б. из общего числа рассматриваемых групп. Из табл. 1 видно, что в случае униполярных групп пятен источники ш.б. не наблюдались независимо от величины площади наибольшего пятна. В группах со слабой второй полярностью радиоизлучение наблюдается только при наличии большого пятна в соответствующей группе пятен. В этой категории радиоизлучение наблюдалось у каждой пятой группы пятен. В среднем среди групп со слабой второй полярностью только 7% были связаны с радиоизлучением.

Таблица 1

Тип группы пятен	Площадь наибольшего пятна						Общее количество		
	$S < 300$ м.д.п.			$S > 300$ м.д.п.					
	Наличие источника ш.б. в короне		%	Наличие источника ш.б. в короне		%	Наличие источника ш.б. в короне		%
	—	+		—	+		—	+	
Униполярные	44	—	0	4	—	0	48	—	0
Со слабой второй полярностью	50	—	0	26	6	19	76	6	7
Биполярные	21	8	27	22	36	65	43	44	50
Всего	115	8	6	52	42	45	167	50	23

У биполярных групп радиоизлучение ш.б. наблюдалось чаще всего. Здесь в среднем радиоизлучение обнаруживалось у каждой второй группы пятен. Большое значение при этом имеет величина площади наибольшего пятна. Как видно из табл. 1, радиоизлучение наблюдалось у 65% биполярных групп пятен с большим пятном и только у 27% групп с малым пятном. Таким образом, в биполярных группах с большим пятном радиоизлучение наблюдалось в три раза чаще, чем в среднем по всем случаям (65% против 23%).

Одновременное рассмотрение таких характеристик групп пятен, как площадь наибольшего пятна и магнитная конфигурация (табл. 1), приводит к заключению, что источник ш. б. в короне наблюдается чаще всего в тех случаях, когда на уровне фотосферы существует большой и сложный магнитный поток.

Далее рассматривалось влияние характера изменения конфигурации групп пятен при их прохождении по диску Солнца на возникновение ис-

точника ш.б. в короне. Были выделены следующие типы изменений: а) постепенное ослабление, включающее уменьшение до 50% за сутки площади пятен, что составляет в среднем 50—70 м.д.п., а также ослабление магнитного потока; б) без существенных изменений оптических параметров, т. е. изменения площади носили колебательный характер, достигая 30% в ту и другую сторону от среднего значения; в) постепенное увеличение площади, т. е. не более 30—50% за сутки; г) быстрый рост группы. Под быстрым ростом подразумеваются такие изменения, как появление пятна (с ядром и полутенью) на месте наблюдавшихся накануне слабых пор, объединение нескольких ядер одной полутенью, увеличение площади одного только ядра внутри той же полутени и др. В таких случаях площадь пятна (или ядра) увеличивалась в несколько раз за одни сутки, что в большинстве случаев составляло 100—200 м.д.п. и более.

Количественные сведения о наличии источника ш.б. в короне для каждого из перечисленных типов групп пятен с учетом соотношения полярностей и площади наибольшего пятна представлены в табл. 2.

Таблица 2

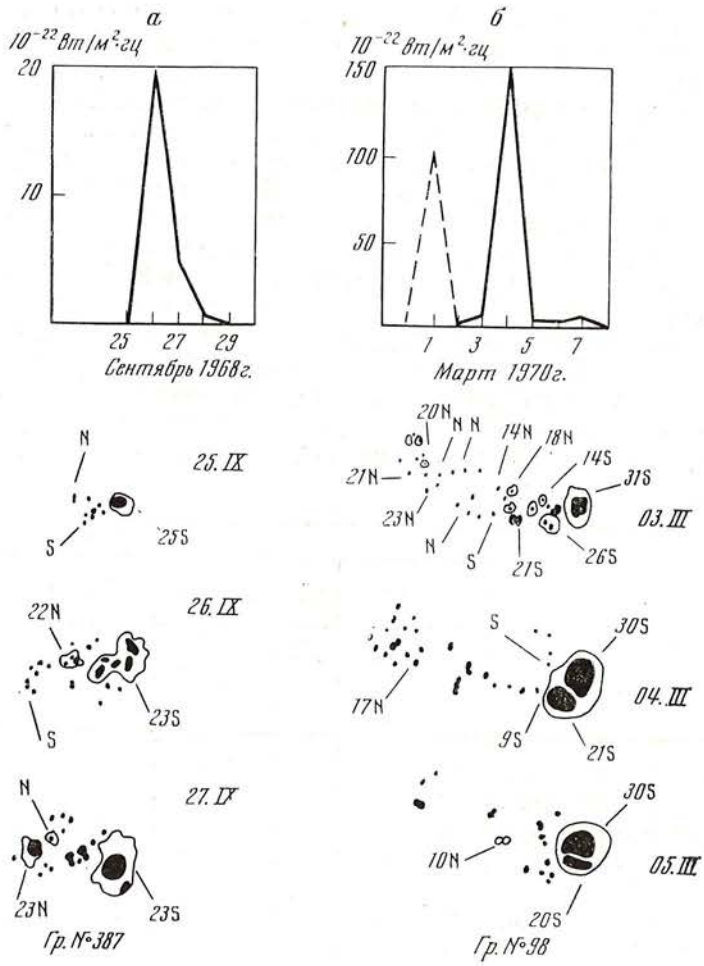
Тип группы пятен		Тип изменения								
		Постепенное ослабление		Без существенных изменений		Постепенное усиление		Быстрый рост		
		Наличие источника ш.б. в короне								Доля, %
		−	+	−	+	−	+	−	+	
Униполярные	$S < 300$ м.д.п.	33	—	11	—	—	—	—	—	—
	$S > 300$ м.д.п.	2	—	2	—	—	—	—	—	—
Со слабой второй полярностью	$S < 300$ м.д.п.	25	—	11	—	4	—	10	—	0
	$S > 300$ м.д.п.	15	—	8	2	—	—	3	4	67
Биполярные	$S < 300$ м.д.п.	12	—	1	—	3	—	5	8	61
	$S > 300$ м. д. п.	9	2	—	—	2	—	11	34	75
Всего		96	2	33	2	9	—	29	46	62

Из табл. 2 видно, что в основном ш.б. связаны с группами, в которых наблюдались быстрые изменения. Последние, по-видимому, свидетельствуют о наличии некоторых нестационарных процессов во всей активной области, включая и корону. Этим можно объяснить и тот факт, что униполярные области (см. табл. 2), имеющие «спокойный» характер изменений в фотосфере, не были связаны с радиоизлучением.

В группах со слабой второй полярностью появление источника ш.б. в короне отмечено только при наличии большого пятна. Для этой категории групп пятен наблюдалось меньшее число групп с быстрым ростом по сравнению с биполярными группами (17 случаев против 58 у биполярных групп).

В биполярных группах наиболее активными в радиоизлучении оказались группы с большим головным пятном, 75% (34 из 45) их были связаны с радиоизлучением.

Согласно табл. 2 в группах с быстрым ростом площади пятна и напряженности магнитного поля в 29 случаях не оказалось источника радиоизлучения в короне. Нами в [5] обнаружен эффект влияния гелиошироты Земли на прием радиоизлучения метровых волн. В [5] показано, что при положении Земли в определенном поясе гелиоширот принимаемое на Земле радиоизлучение ш.б. может оказаться ослабленным в несколько



Графики изменения потока радиоизлучения шумовых бурь и эскизы групп пятен
а — группа № 387, сентябрь 1968 г.; *б* — группа № 98, март 1970 г.

раз. Учет этого эффекта показал, что в 21 из 29 случаев можно ожидать некоторого ослабления радиоизлучения при распространении от источника к Земле. Если предположить, что во всех этих случаях источник ш. б. в короне возникал, но радиоизлучение от него мы не наблюдали из-за неблагоприятных условий распространения, то тогда окажется, что 90% групп пятен с быстрым ростом площади пятна и напряженности магнитного поля были связаны с радиоизлучением. В действительности, вероятно, следует считать согласно данным табл. 2, что появление ш.б. сопровождает быстрые изменения в группах пятен в фотосфере в 60—90% случаев.

На рисунке приведены примеры изменения конфигураций (быстрый рост) групп пятен в фотосфере и радиоизлучения ш.б. Группа № 387 наблюдалась в сентябре 1968 г. Источник ш.б. возник 26.IX (график показывает изменение потока радиоизлучения ш.б.). 25, 26 и 27.IX наблюдались значительные изменения конфигурации группы № 387 в фотосфере, включающие увеличение площади головного пятна и появление одного большого ядра на месте многих мелких.

Группа № 98 проходила по диску Солнца в марте 1970 г. Источник радиоизлучения во много раз увеличил свою эмиссию 4.III. Это увеличение соответствует быстрым изменениям, происходившим в головном

пятне группы. Надо отметить, что в случае группы № 98 более значительными были изменения в структуре самого ядра. Может быть, с этим фактом связан очень сильный поток в радиоизлучении. Однако эта сторона вопроса требует специального изучения.

Таким образом, проведенное рассмотрение показало, что максимальная связь с радиоизлучением наблюдается в тех случаях, когда группы пятен имеют сложную магнитную структуру и большое пятно. В случаях малой площади пятна в биполярных группах или большого пятна, но слабой второй полярности источник в короне возникает значительно реже. В униполярных группах, где магнитный поток можно считать квазистационарным, источник ш. б. не наблюдается совсем.

На основании полученных результатов можно говорить о нестационарности магнитного потока на уровне фотосферы как необходимом условии для возникновения источника ш.б. в короне, при этом, естественно, надо предполагать некоторые пороговые величины как самого потока, так и его изменений. Источник радиоизлучения в короне, по-видимому, возникает тогда, когда эта нестационарность начинает проявляться на высоких уровнях в солнечной атмосфере.

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность соотруднику отдела физики Солнца Н. Н. Степанян за полезные обсуждения.

26 апреля 1974 г.

Литература

1. *R. Payne-Scott, A. G. Little.* Austral. J. Phys., 1951, **14**, 508.
2. *A.-M. Le Squeren.* Ann. astrophys., 1963, **23**, 97.
3. *О. С. Королев.* Сборник докладов сессии Научного совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия». ИЗМИРАН, 13—16 октября 1970 г.
4. *Л. А. Елисеева, Л. И. Юровская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **49**, 42.
5. *Л. И. Юровская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, 163.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

НАБЛЮДЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНЕ 3,9 *мм*

В. А. Ефанов, И. И. Зинченко, А. Г. Кисляков, И. В. Кузнецов, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов

С помощью РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР измерены плотности потоков на волне 3,9 *мм* 21 источника космического радиоизлучения (квазаров, галактик и т. д.). Чувствительность радиотелескопа составляла порядка $2 \cdot 10^{-26}$ *вт/м²·гц*. Приведены значения плотностей потоков наблюденных источников

OBSERVATIONS OF RADIO SOURCES AT 3,9 mm, by *V. A. Efanov, I. I. Zinchenko, A. G. Kislyakov, I. V. Kuznetsov, I. G. Moiseev, A. I. Naumov.* The results of measurement of flux density of 21 radio sources at 3,9 mm are given. Observations were made with the 22-meter radiotelescope of the Crimean observatory in August-September 1973. The sensitivity of radiometer is 0,5° K at $\tau = 1$ sec.

Чувствительность радиотелескопов, используемых на миллиметровых волнах, пока еще значительно уступает чувствительности инструментов сантиметрового и дециметрового диапазонов волн. Кроме того, большая часть известных источников радиоизлучения обладает отрицательным спектральным индексом. Это две основные трудности для составления каталога источников по наблюдениям на миллиметровых волнах — задачи, актуальность которой несомненна.

В [1] приводятся результаты наблюдений на $\lambda = 3{,}87$ *мм* некоторых галактических туманностей с помощью РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории [2] и высокочувствительного радиометра со сканированием [3]. В этих наблюдениях удалось реализовать чувствительность радиотелескопа порядка 10^{-25} *вт/м²·гц*, так как облучалась только центральная часть зеркала. Точность поверхности и системы наведения РТ-22 [2], по-видимому, достаточны для эффективного использования всего зеркала на $\lambda = 4$ *мм*. В связи с этим была продолжена начатая ранее работа [1] по наблюдению источников космического радиоизлучения в 4 *мм* диапазоне волн. Как будет видно из дальнейшего, использование всего зеркала РТ-22 позволило реализовать эффективную площадь ~ 100 *м²* на $\lambda = 3{,}9$ *мм*, что дало возможность существенно расширить количество объектов исследования и включить в их число ряд квазаров. Квазары, как переменные радиоисточники представляют наибольший интерес для наблюдений на миллиметровых волнах, так как переменность квазаров усиливается с уменьшением длины волны.

Наблюдения проводились в августе-сентябре 1973 г. Чувствительность радиометра при наблюдениях составляла 0,5° К при $\tau = 1$ *сек* (полоса пропускания частот ~ 1000 *Мгц*).

Для облучения зеркала на $\lambda = 3{,}9$ *мм* использовалась система Кассегрена РТ-22, описанная в [4]. Эффективная площадь антенны определялась путем наблюдений Сатурна. Яркостная температура диска Сатурна принималась равной (125 ± 13)° К [5]. Рис. 1 суммирует результаты из-

мерений эффективной площади РТ-22 на $\lambda = 3{,}9$ *мм* в зависимости от высоты планеты над горизонтом. Как видно из рис. 1, при $h \geqslant 60°$ эффективная площадь $A_{эфф} \geqslant 100$ *м*². С уменьшением h величина $A_{эфф}$ убывает. Причины этого явления окончательно не выяснены, однако можно предполагать, что одной из основных является дефокусировка вторичного отражателя при наклоне антенны из-за прогиба тяг. Характер появляющихся при опускании зеркала лепестков диаграммы направленности (они хорошо видны на записях радиоизлучения Юпитера) подтверждает это предположение.

Ширина главного лепестка диаграммы направленности, найденная из записей радиоизлучения планет, оказалась равной $46 \pm 3''$ по углу высоты и $56 \pm 4''$ по азимуту (на уровне — 3 *дб*). Принималось вертикально поляризованное излучение.

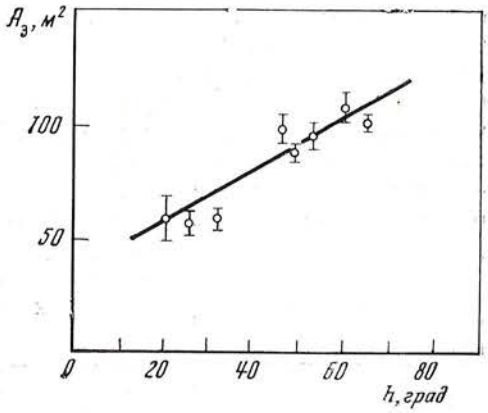


Рис. 1. Зависимость эффективной площади антенны от угла высоты

Значительные трудности встретились при наведении радиотелескопа, обладающего столь узкой диаграммой направленности, на источники. Совместное действие ряда факторов (прогиба тяг, рефракции и т. п.) приводит к сложной зависимости положения диаграммы направленности от угла высоты и азимута. Координаты источников вводятся в системе экваториальных координат (α и δ), что является дополнительным усложнением. В связи с этим перед наблюдениями источников были выполнены наблюдения планет (Юпитера, Венеры, Марса и Сатурна), по которым осуществлялась «привязка» положения диаграммы направленности. Это позволило реализовать наведение радиотелескопа с точностью $\pm 10''$, соответствующей точности сопровождения РТ-22, для источников с $\delta \leqslant 22°$. При $\delta > 22°$ ошибки в наведении могли быть большими.

Наблюдения источников проводились медленным сканированием по δ (обычно со скоростью $1''$/*сек* и при постоянной времени 32 *сек*). Диаграмма направленности при этом быстро «качалась» на угол $\sim 5'$ (путем переключения первичных облучателей). Одна серия наблюдений источника включала в себя около 10 сканов. В дальнейшем производилось усреднение сканов и определение температуры антенны.

Плотности потоков радиоизлучения источников находились по формуле [6]

$$S = 2kT_а A_{эфф}^{-1} e^{\gamma} g, \tag{1}$$

где k — постоянная Больцмана, $T_а$ — антенная температура, $A_{эфф}$ — эффективная площадь антенны, γ — атмосферное поглощение на луче зрения, g — коэффициент, учитывающий соизмеримость угловых размеров диаграммы направленности и источника. Для источников с гауссовым распределением радиояркости и при гауссовской аппроксимации диаграммы направленности коэффициент g имеет вид [6]

$$g = \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\varphi_и}{\varphi_а}\right)^2\right]\left[1 + \left(\frac{\theta_и}{\theta_а}\right)^2\right]}, \tag{2}$$

где $\varphi_и$, $\theta_и$ и $\varphi_а$, $\theta_а$ — размеры источника и диаграммы направленности в перпендикулярных плоскостях φ и θ.

Атмосферное поглощение радиоволн определялось методом «разрезов» [7] несколько раз в течение суток.

1. Источники с малыми угловыми размерами

Если размеры источника малы по сравнению с шириной диаграммы направленности, то в формуле (1) $g \approx 1$. В таблице суммированы измеренные значения потоков этих источников. В большинстве случаев они находятся в согласии с данными [8—16] с учетом переменности некоторых источников. В то же время имеются и расхождения. Так, измеренная плотность потока галактики NRAO 4295 (1345—12) составила $11{,}5 \pm 4$ ед. потока, в то время как экстраполяция спектра этого источника, приведенного в [8], дает величину $S \approx 1$ ед. потока. Возможно, этот результат указывает на возрастание плотности потока этой галактики с уменьшением длины волны в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Данные о радиоизлучении сейфертовской галактики 3C 71 (NGC 1068) в рассматриваемом диапазоне противоречивы [8, 9]. В [9] получена плотность потока $S = 9{,}5 \pm 3$ ед. потока на $\lambda = 3{,}4$ *мм*, а в [8] источник не был обнаружен на $\lambda = 3$ *мм* и установлен верхний предел 0,3 ед. потока. Измеренное нами значение плотности потока составляет $S = 5 \pm 2$ ед. потока,

Источник	Дата, 1973 г.	$T_а$, °K	10^{-26} *вт/м²·гц*	Примечания
BL Lac	5.IX	0,43	13±3	
	7.IX	0,37	16±4	
OJ 287	6.IX	0,20	9±3	
0422+00		0,11	6±2	Среднее по трем дням наблюдений
NRAO 150	25.VIII	0,38	12±3	
	29.VIII	0,28	11±3	
4C 39.25	26.VIII	0,18	7±3	
3C 273	26.VIII	0,52	27±6	
	27.VIII	0,40	21±6	
	6.IX	0,53	26±7	
3C 279	26.VIII	0,16	10±4	
	27.VIII	0,18	12±5	
3C 345	21.VIII	0,25	9±3	
	4.IX	0,30	10±3	
2134+00	23.VIII	0,30	16±5	
3C 454.3	26.VIII	0,20	11±4	
NRAO 4702		0,035	3±2	По четырем дням наблюдений
3C 71		0,084	5±2	По трем дням наблюдений
3C 84	26.VIII	0,19	7±2	Возможна ошибка в наведении
3C 120	23.VIII	0,15	7±3	
	31.VIII	0,24	11+3	
NRAO 4295	31.VIII	0,27	12+4	
	1.IX	0,24	11+4	
DR-21	12.IX	0,18	7+2	Возможна ошибка в наведении

однако необходимо отметить, что погодные условия наблюдений были не совсем хорошими. Измеренная величина плотности потока источника 0422 + 00 в 3—4 раза больше, чем следует из спектра, приведенного в [8].

Как уже упоминалось, у нас имелись некоторые трудности в точном наведении телескопа при $\delta > 22°$. Видимо, этим обстоятельством обусловлены слишком малые значения потоков, полученные для некоторых источников (DR-21, 3C 84). Поэтому данные наблюдения последних источников мы приводим как предварительные.

2. Протяженные источники

Крабовидная туманность. Данные о плотности потока Крабовидной туманности (3C 144) в миллиметровом диапазоне весьма противоречивы [1, 17—20]. Есть указания на изменение знака спектрального индекса в этом диапазоне, однако ряд авторов [17, 18] их отрицает. В наших наблюдениях мы не измеряли размеров источника и для определения плотности потока воспользовались имеющимися в литературе радиокартами. При размерах источника $4',8 \times 3',5$ [1] величина плотности потока составит (340 ± 75) ед. потока, и при размерах $3',9 \times 2',4$ [18] плотность потока будет 200 ± 45 ед. потока. Эти значения согласуются с линейной экстраполяцией длинноволнового спектра источника. Данные о плотности потока 3C 144, приводимые в [1], представляются более надежными (они получены в более благоприятных условиях наблюдений). Тем не менее для решения вопроса о поведении спектрального индекса источника нужны тщательные наблюдения на более коротких волнах.

Лебедь А. Радиогалактика Лебедь А состоит из двух небольших (с размером менее ширины диаграммы направленности) компонент, разнесенных примерно на 2′ [21]. Мы пронаблюдали западную часть источника. Измеренное значение плотности потока составило 10 ± 3 ед. потока, что хорошо согласуется с данными о спектре [9]. Восточную часть мы не обнаружили.

Центр Галактики (Sgr). Центр галактики является очень интересным источником с неожиданно большим потоком на субмиллиметровых волнах [22]. Нами были проведены наблюдения источников Sgr A и Sgr B_2. Однако оценка их плотности потока затруднена неопределенностью размеров источников, которые зависят от длины волны [19]. В литературе имеются различные оценки этих размеров в миллиметровом диапазоне. Так, для Sgr A они меняются от $1',3 \times 1'5$, до $1',7 \times 2',4$ [15]. Соответственно плотность потоков, получающаяся по измеренной нами антенной температуре 0,15° K, будет меняться в пределах от (72 ± 30) до (130 ± 55) ед. потока. Меньшее из этих значений хорошо согласуется со спектром источника (рис. 2) и подтверждает вывод о постоянстве спектрального индекса в этом диапазоне. Отметим, что наблюдения района Sgr A на 350 *мкм* [23], [24] позволили установить лишь верхний предел плотности потока этого источника 270 ед. потока [24].

В оценках размеров источника Sgr B_2 имеется еще большой разброс: от $0',5 \times 1',25$ [26] до $2',9 \times 3',6$ [15]. Наши оценки размеров источника по δ согласуются скорее с бо́льшим из этих значений. Допустив, что размеры источника $2',9 \times 3',6$, мы получили плотность потока (450 ± 160) ед. потока, что противоречит измерениям на 3,55 *мм* [26], где получено значение плотности потока (72 ± 11) ед. потока (рис. 3). Это расхождение связано с разницей в оценках размеров источника. В [26] приведены размеры $0',5 \times 1',25$. Измеренное нами значение указывает на возрастание плотности потока с уменьшением длины волны в этом диапазоне. Заметим, что, в отличие от приведенного результата [26], оно согласуется с экстраполяцией по закону Релея — Джинса данных измерений на

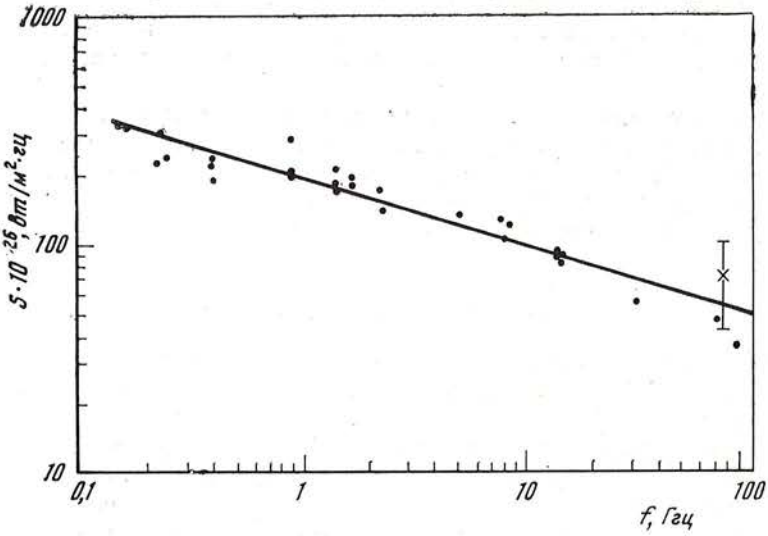


Рис. 2. Спектр Sgr A

График заимствован из [15]. Крестиком отмечено полученное нами значение

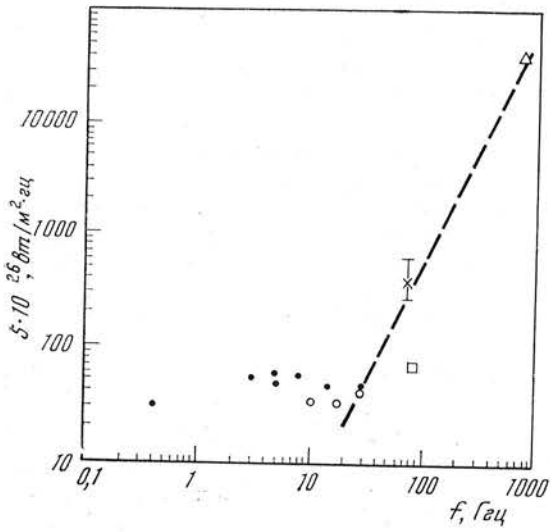


Рис. 3. Спектр Sgr B_2

График заимствован из [15] и дополнен данными работ [25] (кружки), [23] (треугольник) и [26] (квадратик). Полученное нами значение отмечено крестиком. Штриховая линия соответствует релей-джинсовской ветви излучения черного тела

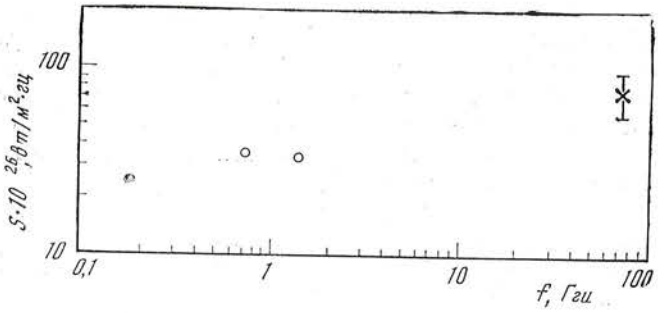


Рис. 4. Спектр 3C 58 (по данным каталога NRAO).

Полученное нами значение отмечено крестиком

350 *мкм* [23]. Это позволяет предположить, что тепловой источник радиоизлучения является оптически толстым на $\lambda < 4$ *мм*. Правда, как уже отмечалось, размеры источника зависят от длины волны и такая экстраполяция не совсем обоснованна.

3C58. Нам не известны успешные наблюдения 3C 58 в миллиметровом диапазоне (в [10] источник не был обнаружен на 4,3 *мм*). Нами измерена плотность потока 77 ± 20 ед. потока в предположении, что размеры источника 3′,5 × 3′,5 (это соответствует нашим оценкам протяженности источника по δ и измерениям на 1400 *Мгц* (Каталог NRAO)). Антенная температура была равна 0,15° К. Этот результат получился при суммировании данных двух дней наблюдений (т. е. двух серий по 10 сканов). На рис. 4 приведен спектр источника в радиодиапазоне, построенный по данным каталога NRAO. Полученный нами результат свидетельствует о возрастании плотности потока в миллиметровой области, хотя, конечно, он требует подтверждения и уточнения.

Авторы пользуются случаем поблагодарить В. Н. Воронова, В. И. Чернышева, А. Б. Бурова и В. Г. Рыскина, участвовавших в наблюдениях, а также П. Н. Стежку, обеспечившего высококачественную работу систем РТ-22 во время наблюдений.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. В. Кузнецов, И. Г. Моисеев, А. В. Троицкий.* Астрон. ж., 1974, **51**, № 2.
2. *В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 3.
3. *В. Н. Воронов; Р. Киракосян.* Изв. вузов. Радиофизика, 1973, **16**, 1439.
4. *Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, В. А. Ефанов, Л. Р. Коган, В. И. Костенко, Л. И. Матвеенко, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин.* Изв. вузов. Радиофизика, 1973, **16**, 675.
5. *E. E. Epstein, M. M. Dworetsky, I. W. Montgomery, W. G. Fogorty.* Icarus, 1970, **13**, 276.
6. *А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович.* Радиоастрономические методы измерения параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964.
7. *А. Г. Кисляков.* Радиотехника и электроника, 1968, **13**, 1161.
8. *K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth.* Astrophys. Lett., 1971, 8, 153.
9. *R. A. Schorn, E. E. Epstein, J. P. Oliver, S. L. Soter, W. J. Wilson.* Astrophys. J., 1968, **151**, L 27.
10. *R. W. Hobbs, H. H. Corbett, N. J. Santini.* Astron. J., 1969, **74**, 824.
11. *R. W. Hobbs, H. H. Corbett, N. J. Santini.* Astrophys. J., 1968, **152**, 43.
12. *R. W. Hobbs, J. A. Waak.* Astrophys. J., 1970, **161**, 793.
13. *K. W. Riegel, E. E. Epstein.* Astrophys. J., 1968, **151**, L 33.
14. *N. Visvanathan.* Astrophys. J., 1973, **185**, 145.
15. *D. Dawnes, A. Maxwell, R. Rinehart.* Astrophys. J., 1970, **161**, L123.
16. *W. A. Dent, R. W. Hobbs.* Astron. J., 1973, **78**, 163.
17. *J. W. Montgomery, E. E. Epstein, J. P. Oliver, M. M. Dworetsky, W. G. Fogarty.* Astrophys. J., 1971, **167**, 77.
18. *L. I. Matveyenko.* Astrophys. Lett., 1971, 8, 165.
19. *А. Г. Кисляков.* УФН, 1970, **104**, вып. 4.
20. *Krishn M. V. Apparao.* Astrophys. Space Sci., 1973, **25**, 3.
21. *Ka Bing W. Yip. G. A. Scielstad.* Astrophys. J., 1972, **177**, 291.
22. *W. F. Hoffmann, C. L. Frederick.* Astrophys. J., 1969, **157**, L 9.
23. *D. Y. Gerari, R. R. Joyce, M. Simon.* Astrophys. J., 1973, **179**, L 67.
24. *G. H. Rieke, D. A. Harper, F. I. Low, K. R. Armstrong.* Astrophys. J., 1973, **183**, L 67.
25. *R. W. Hobbs, K. J. Johnston.* Astrophys. J., 1971, **163**, 299.
26. *R. W. Hobbs, S. B. Modali, S. P. Maran.* Astrophys. J., 1972, **171**, L 67.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

РАДИО- И ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

И. Г. Моисеев, Г. Е. Патсон, Л. Х. Соломон,
Г. М. Товмасян, Ц. С. Хигинс, П. Ф. Чугайнов

Приводятся результаты выполненных в 1965 г. наблюдений вспыхивающих звезд UV Cet, V371 Ori, EQ Peg и GC 22805. Наблюдения радиоизлучения проводились на 64-*м* радиотелескопе в Парксе (Австралия), на частотах 153, 408 и 1410 *Мгц*. Оптические наблюдения были сделаны в Вумера, Крыму и группой астрономов-любителей Австралии. Было зарегистрировано семь оптических вспышек, три из которых сопровождались радиовсплесками. Радиовсплески были зарегистрированы только на частоте 153 *Мгц*. Это свидетельствует о том, что радиовсплески имеют очень крутой спектр или что они появляются только на низких частотах.

RADIO AND OPTICAL OBSERVATIONS OF SOME FLARE STARS, by *I. G. Moiseev, C. S. Higgins, H. M. Tovmassian, L. H. Solomon, G. E. Patston, P. F. Chugainov.*— The results of joint radio-optical observations of flare stars UV Cet, V371 Ori, EQ Peg and GC 22805 AB made in May—August, 1965, are presented. Radio observations have been made with the 64 m radio telescope at Parkes, CSIRO, at frequencies 153, 408 and 1410 MHz. Optical observations have been carried out in Woomera, Crimea and by the group of amateur astronomers in Australia. In total 7 optical flares have been recorded of which 3 were probably accompanied by radio flares. Possible radio flares were observed only at 153 MHz. It is suggested that radio flares have very steep spectra or they occur at lower frequencies only.

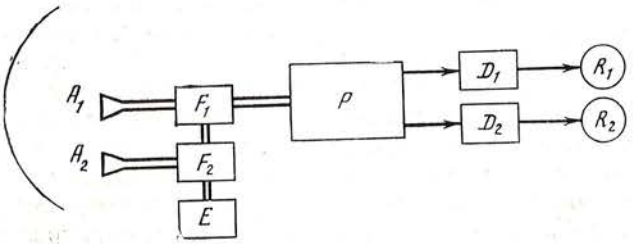
Вспыхивающие звезды являются молодыми объектами, возраст которых менее 10^8 лет [1] и которые все еще находятся в нестабильном состоянии. Изучение их очень важно для понимания процесса развития звезд и ранней стадии их эволюции. Усилия исследователей концентрируются в основном на изучении вспышек — быстрых нерегулярных увеличениях и уменьшениях яркости звезды. Детальное изучение вспышечных феноменов Амбарцумяном [2, 3] показало, что увеличение непрерывной эмиссии звезды, наблюдаемое во время вспышек, имеет нетепловую природу. Он затем утверждает, что это увеличение эмиссии происходит в результате освобождения энергии в звездной атмосфере.

Попытки обнаружения радиоизлучения, которое может сопровождать вспышки, были предприняты почти одновременно Ловеллом в Джодрел Бэнке в Англии и в отделе радиофизики CSIRO в Австралии. Первые успешные наблюдения радиоизлучения вспышек были сообщены Ловеллом, Уипплом и Соломоном [4] и Сли, Соломоном и Патсоном [5]. Было показано, что радиовсплески появляются несколькими минутами позже оптических вспышек [6, 7], хотя некоторые радиовсплески (на 240 *Мгц*) возникают одновременно с оптическими вспышками [8]. Был замечен дрейф радиособытий от высоких частот к низким со скоростью порядка 0,3—3 *Мгц/сек* [9, 10]. В настоящей работе приводятся результаты радио- и оптических наблюдений четырех вспыхивающих звезд — UV Cet, V371 Ori, EQ Peg и GC 22805, проведенных в 1965 г.

1. Наблюдения

Радионаблюдения. Наблюдения радиоизлучения были проведены в Парксе на 64-*м* радиотелескопе, оснащенном облучателями и радиометрами на частоты 153, 408 и 1410 *Мгц*.

На частоте 408 *Мгц* был применен метод двойной модуляции, предложенный в [11]. При использовании этого метода сигнал от основного облучателя A_1 (см. рисунок) с помощью первого переключателя F_1 сравнивается с сигналом на выходе второго переключателя F_2 (частота переключения модулятора F_1 не равна частоте переключения модулятора F_2). Второй модулятор сравнивает температуру бокового облучателя A_2 с охлажденной нагрузкой E. Благодаря различию частот модуляции оба сигнала выделяются двумя синхронными детекторами D_1 и D_2 и записываются на



Блок-схема радиометра с двухчастотной модуляцией.

A_1, A_2 — облучатели антенны; F_1 и F_2 — высокочастотные переключатели (модуляторы); P — приемник; D_1 и D_2 — синхронные детекторы, R_1 и R_2 — выходные регистраторы (самописцы)

двух самописцах R_1 и R_2. Этот метод позволяет исключить внешние помехи, попадающие в два облучателя, а также влияние изменения коэффициента усиления, так как оба сигнала усиливаются одним и тем же приемником P. На частотах 153 и 1410 *Мгц* из-за отсутствия второго переключателя наблюдения проводились с одним модулятором с использованием опорного облучателя.

Период и общее время наблюдений радиоизлучения для каждой из четырех исследуемых вспыхивающих звезд приведены в табл. 1.

Таблица 1

Звезда	Дата, 1965 г.	Продолжительность наблюдений
UV Cet	24—30.VIII	35 *час*
V371 Ori	21—26.VIII	7 *час* 45 *мин*
GC 22805	9—12.V 3—6.VII	28 *час*
EQ Peg	4—15.V 4—6.VII	21 *час* 40 *мин*

Перед каждым сеансом и после него проводилась калибровка по радиоисточникам, поток которых был хорошо известен. Кроме того, после каждого часа наблюдений радиометры на каждой частоте калибровались путем подачи калиброванного сигнала от шумовых генераторов.

Оптические наблюдения. Оптические наблюдения состояли из:

а) фотографических наблюдений с помощью Бэккер — Шмидт камеры Смитсонианской астрофизической обсерватории США в Вумера, Австралия;

б) фотоэлектрических наблюдений на 64-*см* телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР;

с) визуальных наблюдений, проводимых астрономами-любителями Брисбена, Белфилда, Литхоу.

Оптические наблюдения планировалось проводить одновременно с радионаблюдениями, но по некоторым причинам, в основном из-за погодных условий, оптических наблюдений было сделано меньше, чем радионаблюдений. Кроме того, в ряде случаев из-за неполадок в приемной аппаратуре или по другим причинам (как, например, из-за больших помех) запланированные радионаблюдения также не все были выполнены.

В результате звезда UV Cet наблюдалась одновременно оптическими и радиосредствами в течение 23 *час* 15 *мин*, V371 Ori — в течение 3 *час*, GC 22805 — около 25 *час* и EQ Peg — в течение 10 *час*.

2. Результаты наблюдений и их обсуждение

Результаты наблюдений суммированы в табл. 2. Из-за сравнительно короткого общего времени наблюдений каждой из звезд — от 25 до 3 *час* — было зарегистрировано только несколько оптических вспышек. Отмечено четыре вспышки UV Cet. Одну из них, с амплитудой 1^m, 5, можно было связать с радиовсплеском на частоте 153 *Мгц*. Радиовсплеск начался спустя 5 *мин* после максимума оптической вспышки и длился около 7 *мин*. Через 2 *мин* после первого всплеска началось второе, более интенсивное увеличение радиоизлучения, которое продолжалось около 8 *мин*. Вероятно, эти два события связаны и представляют сложный всплеск. В обоих случаях не было зарегистрировано увеличения радиоизлучения на частотах 408 и 1410 *Мгц*. Таким образом, спектральный индекс α (из соотношения $S \sim f^{-\alpha}$) для этих радиовсплесков в интервале частот 153—408 *Мгц* получается более чем 1,8. Во время остальных трех более слабых оптических вспышек UV Cet (амплитуды вспышек около 0^m,5) радиовсплесков зарегистрировано не было.

Таблица 2

Дата	Время максимума оптической вспышки	Радиовсплеск			Плотность потока, 10^{-26} *вт/м²·гц*			Место оптических наблюдений	Максимальное увеличение яркости
		начало	максимум	конец	153 *Мгц*	408 *Мгц*	1410 *Мгц*		
				UV Cet					
25.VIII	17^h37^m	—	—	—	<2,0	<0,8	<0,2	Вумера	0^m,5
27.VIII	14 42	—	—	—	<2,0	<0,8	<0,2	»	0,5
27.VIII	16 22	—	—	—	<2,0	<0,8	<0,2	»	0,5
28.VIII	15 00	15^h05^m	15^h08^m	15^h12^m	5,0	<0,8	<0,2	»	1,5
		15 14	15 17	15 22				Белфилд Литхоу	
				V371 Ori					
22.VIII	00 44	00 44	00 47	00 52	3,5	<0,8	<0,2	Крым	0,15
				GC 22805					
9.V	14 35	14 36	14 37	14 38	7,0	<0,8	<0,2	Литхоу Белфилд	0,3
				EQ Peg					
4.VII	18 45	—	—	—	<2,5	<0,8	<0,2	Белфилд Брисбен Литхоу	0,3

Слабая вспышка (амплитуда 0^m,15) звезды V 371 Ori была зарегистрирована фотоэлектрическим способом в Крыму. Во время этой вспышки отмечен радиовсплеск на частоте 153 *Мгц*, который начался одновременно с оптической вспышкой и продолжался в течение 8 *мин*. Спектр этого всплеска более пологий, чем предыдущий, его спектральный индекс $\alpha = 1,5$.

В течение времени наблюдений звезды EQ Peg и GC 22805 вспыхивали по одному разу, амплитуда вспышек около $0^m.3$. Вспышка GC 22805, вероятно, сопровождалась всплеском на частоте 153 *Мгц*, во время вспышки EQ Peg радиовсплесков отмечено не было.

Таким образом, во всех случаях радиовсплески, связанные со вспышками, наблюдались только на частоте 153 *Мгц*. Отсюда можно заключить, что радиовсплески имеют очень крутой спектр или что они появляются в основном только на низких частотах. Нельзя исключить и такую возможность, что некоторые из наблюденных всплесков радиоизлучения могут быть не связаны с оптическими вспышками, так как они наблюдались на частотах, на которых помехи встречаются много чаще, в то время как на частоте 408 *Мгц*, на которой мы были в состоянии отличить реальный всплеск от всякого рода помех, ни одного всплеска, связанного со вспышками, зарегистрировано не было.

Следует отметить, что мы рассматривали зарегистрированную плотность потока радиоизлучения только для коротких интервалов времени, прилегающих к моменту максимума оптической вспышки (в случае частоты 153 *Мгц* эта плотность потока включала в себя также и помехи). Подобная методика была ранее использована и в других работах, так как плотность потока радиоизлучения от вспышек звезд типа UV Cet обычно бывает того же порядка, что и ошибки ее определения, и поэтому независимое выделение всплесков радиоизлучения невозможно. При данной методике нельзя сказать, какова вероятность случайного совпадения оптического и радиовсплесков. Что касается частоты возникновения оптических вспышек UV Cet и V371 Ori по нашим наблюдениям, то сравнение ее с данными других программ фотографических и визуальных наблюдений [4, 5] показывает согласие. Для двух других звезд — EQ Peg и GC 22805 — продолжительных рядов наблюдений ранее не было получено.

Авторы приносят благодарность сотрудникам радиоастрономической обсерватории в Парксе, CSIRO за их полезную помощь в период радионаблюдений, а двое из них (И. Г. М. и Г. М. Т) обязаны др. Е. Г. Боуэну и Мр. Ж. Г. Болтону за предоставление возможности проведения наблюдений в Парксе. Авторы благодарны также астрономам-любителям Австралии, принимавшим участие в наблюдениях.

Май 1974 г.

Литература

1. *G. Haro.* Sympos. on Stellar Evolution. La Plata, 1962, p. 37.
2. *В. А. Амбарцумян.* Сообщ. Бюраканской обс., 1954, **13**, 3.
3. *V. A. Ambartsumian.* Non-Stable Stars. Cambridge Univ. Press, 1957, p. 177.
4. *A. C. Lovell, F. L. Whipple, L. H. Solomon.* Nature, 1963, **198**, 228.
5. *O. B. Slee, L. H. Solomon, G. E. Patston.* Nature, 1963, **198**, 991.
6. *A. C. B. Lovell, P. F. Chugainov.* Nature, 1964, **203**, 1213.
7. *A. C. B. Lovell, L. H. Solomon.* Observatory, 1966, **86**, 16.
8. *A. C. B. Lovell.* Observatory, 1964, **84**, 191.
9. *O. B. Slee, C. S. Higgins, G. E. Patston.* Sky and Telescope, 1963, **25**, 83.
10. *A. C. B. Lovell, F. L. Whipple, L. H. Solomon.* Nature, 1964, **201**, 1013.
11. *В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 53.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫШЕК КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД ПО ЭНЕРГИЯМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Краснобабцев, Р. Е. Гершберг

В предположении эргодичности вспышечной активности совокупности звезд близкой светимости проведен статистический анализ фотографических наблюдений вспышек в Плеядах и Орионе. Обнаружена определенная общность в распределении вспышек по энергии оптического излучения для широкого диапазона светимостей и возрастов вспыхивающих звезд в скоплениях и окрестностях Солнца.

THE DISTRIBUTION OF RED DWARF STARS' FLARES IN OPTICAL RADIATION ENERGY, by *V. I. Krasnobabtsev*, *R. E. Gershberg*.— Assuming the ergodic character of flare activity within an ensemble of stars of similar luminosity we have carried out statistical analysis of photographic observations of flares in Pleiades and in Orion. The certain community is found for distributions of flares in energy of optical radiation within wide ranges of luminosity and age of flare stars in clusters and in solar vicinity.

Анализ вспышечных объектов в семи различных звездных агрегатах позволил Аро и Чавире [1] заключить, что по мере перехода от молодых к более старым агрегатам систематически изменяются многие свойства звезд, на которых обнаруживаются вспышки: ослабевает и затем исчезает видимая связь этих объектов с диффузным веществом, наиболее ранний спектральный класс вспышечной звезды в скоплении становится все более поздним, на диаграмме Герцшпрунга — Рессела эти объекты все теснее располагаются около главной последовательности, возрастает средняя частота повторных вспышек. И существенно, что классические вспыхивающие звезды типа UV Кита хорошо продолжают все эти корреляции, если считать, что возраст таких звезд не менее 10^8 лет. С другой стороны, известные спектральные и фотометрические характеристики быстрых вспышек звезд в скоплениях сходны с соответствующими свойствами звезд типа UV Кита: в обоих случаях кривые блеска имеют быстрый подъем и более медленный спад, невелики различия временных масштабов вспышек, сходны соотношения линейчатой и непрерывной эмиссии в оптическом излучении вспышек [2]. Эти факты наводят на мысль, что вспышки звезд типа UV Кита и вспышечных звезд в скоплениях — это весьма близкие или даже тождественные физические процессы.

К сожалению, наблюдения этих разновидностей вспыхивающих объектов проводятся весьма различными методами. Так, основные результаты фотометрических исследований звезд типа UV Кита — это несколько сотен высокоточных фотоэлектрических кривых блеска вспышек, зарегистрированных примерно на дюжине объектов в ближайших окрестностях Солнца, тогда как фотометрические данные по вспышечным звездам в скоплениях охватывают сотни объектов, но для подавляющего большинства таких звезд на каждой из них были зарегистрированы лишь одна-две вспышки и для каждого такого события в лучшем случае есть лишь не-

сколько фотографических оценок блеска, полученных с экспозициями в несколько минут. Слабый видимый блеск вспышечных звезд в скоплениях и низкая частота регистрируемых вспышек таких объектов не позволяют надеяться, что в ближайшее время будут получены многочисленные фотоэлектрические кривые блеска таких вспышек. С другой стороны, требуются сотни часов непрерывных патрульных наблюдений многочисленных красных карликовых звезд, разбросанных по всему небу, для существенного увеличения числа известных объектов типа UV Кита. Иными словами, нет оснований ожидать скорого появления однородного фотометрического материала для вспыхивающих звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца. Поэтому представляется целесообразным обсудить вероятную близость вспышечных процессов в обоих случаях, исходя из имеющихся данных, полученных различными методами.

1. Статистика вспышек в Плеядах

Самые полные данные о вспышках в скоплениях получены для Плеяд. Согласно последней сводке бюраканских исследователей [3], в области Плеяд обнаружено свыше 400 вспыхивающих объектов, на которых было зарегистрировано свыше 500 вспышек в фотографических и ультрафиолетовых лучах. Из этого обширного материала сперва мы отобрали наиболее однородные данные, куда были отнесены вспышки, удовлетворяющие следующим условиям: 1) всплеск яркости был зарегистрирован в ходе фотографического патрулирования блеска звезд скопления с экспозициями от 3 до 5 *мин* при наблюдениях в фотографических лучах и с экспозициями от 10 до 15 *мин* при наблюдениях в ультрафиолете; 2) наблюдения охватывают момент максимума блеска вспышки; 3) блеск соответствующей звезды в спокойном состоянии известен и 4) общее число зарегистрированных на ней вспышек не превышает четырех. Из публикаций [3—27] было отобрано 80 «фотографических» и 214 «ультрафиолетовых» вспышек, удовлетворяющих перечисленным требованиям. Для каждой такой вспышки была вычислена средняя по времени экспозиции светимость вблизи максимума:

$$\bar{L}_{\max} = L_0\,(10^{0,4\Delta m} - 1)\ [\textit{эрг сек}], \tag{1}$$

где L_0 — светимость звезды в спокойном состоянии и Δm — амплитуда вспышки, измеренная по негативу. Величины L_0 были определены для каждой вспыхивающей звезды по ее видимой величине m:

$$L_0 = 4\pi r^2 \Pi_{\Delta\lambda} \cdot 10^{-0,4m}, \tag{2}$$

где $r = 125$ *пс* — расстояние до Плеяд, а $\Pi_{\Delta\lambda}$ — плотность потока излучения, приходящего на 1 *см*^{2} границы земной атмосферы от звезды нулевой величины в соответствующей фотометрической полосе. Для определения светимости вспышек в ультрафиолетовых и фотографических лучах мы воспользовались вычисленными в [28] величинами Π_U и Π_B. Использование Π_B вместо Π_{pg} связано с тем обстоятельством, что неизвестны точные кривые реакции фотографических областей спектра, реализуемых на различных светосильных камерах, где велись наблюдения вспыхивающих звезд. С другой стороны, поскольку речь идет о фотометрии весьма красных объектов, то несколько бóльшая протяженность pg-полосы в область коротких длин волн по сравнению с B-полосой не может привести к существенной ошибке в калибровке. Это утверждение легко проверить. Воспользовавшись кривой реакции полосы B [29] и предполагая, что кривая реакции pg-полосы определяется только спектральной чувствительностью фотоэмульсии 103aO [30] и резким спадом около λ3000 Å из-за поглощения в земной атмосфере, мы подсчитали отношения потоков F_{pg}/F_B от красных карликовых звезд, распределения энергии в спектре которых даны в [31]; для звезд спектральных классов K0 V—M5 V эти отношения оказались

равны 1,32—1,06. Если же учесть, что в реальных pg-системах коротковолновая граница определяется также пропусканием мениска или шмидтовской пластины, то отношения F_{pg}/F_B должны быть еще ближе к единице. Поэтому, пренебрегая возможной ошибкой в калибровке до 15—20%, мы считали, что описанная процедура дает нам непосредственно светимости вспышек в полосе B.

Затем мы предположили, что близкие по светимости звезды скопления должны иметь сходную вспышечную активность; иными словами, предполагается, что совокупность вспышек, зарегистрированных в течение сравнительно короткого времени на многих сходных звездах, должна быть аналогична совокупности вспышек, которые были бы зарегистрированы при достаточно продолжительном времени наблюдений на каждой из этих звезд. Близкими по светимости мы считали звезды в интервале видимых величин $\Delta m = 2^m$. Такие интервалы дают уже, как правило, достаточные для статистики наборы вспышек, а, с другой стороны, согласно [32], вспыхивающие звезды AD Leo, EV Lac и YZ CMi, светимости которых заключены в интервале абсолютных величин $\Delta M_B = 1^m_{,}4$, действительно имеют практически одинаковый спектр вспышечной активности. Из 73 звезд, на которых были зарегистрированы упомянутые выше 80 «фотографических» вспышек, сперва были отобраны объекты в интервале видимых звездных величин от $14^m_{,}5$ до $16^m_{,}5$, затем объекты, блеск которых в спокойном состоянии попадает в интервалы $15^m_{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 17^m_{,}5$, $16^m_{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 18^m_{,}5$ и $17^m_{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 19^m_{,}5$. Из 137 звезд, на которых были зарегистрированы 214 ультрафиолетовых вспышек, отбирались объекты в интервалах $15^m \leqslant m_U \leqslant 17^m$, $16^m \leqslant m_U \leqslant 18^m$, $17^m \leqslant m_U \leqslant 19^m$, $18^m \leqslant m_U \leqslant 20^m$ и $19^m \leqslant m_U \leqslant 21^m$. Затем для каждой группы звезд строилось распределение вспышек по величине $\bar{L}_{max}$. Для уменьшения эффекта конечной выборки подсчитывались накопленные числа вспышек $N(\bar{L}_{max})$, которые связаны со средним числом вспышек $n(\bar{L}_{max})$ соотношением

$$N(\bar{L}_{max}) = \int_{\bar{L}_{max}}^{\infty} n(\bar{L}_{max})\, d\bar{L}_{max}. \qquad (3)$$

Результаты подсчетов приведены на рис. 1.

После этого из исходных данных наблюдений к рассмотренным выше вспышкам были добавлены такие вспышки, которые удовлетворяли лишь трем последним из четырех перечисленных критериев отбора; иными словами, в рассмотрение были включены вспышки независимо от длительности экспозиций, с которыми велось фотографическое патрулирование скопления. Среди этих дополнительных данных оказалось около десятка вспышек с экспозициями, отличными от указанных выше, а в остальных случаях наблюдатели не указывали длительности экспозиций. В результате ценой некоторого уменьшения однородности набора вспышек по параметру $\bar{L}_{max}$ было заметно увеличено число рассматриваемых вспышек: до 228 «фотографических» и 247 «ультрафиолетовых». Эти расширенные наборы вспышек были подвергнуты описанной выше процедуре статистической обработки, результаты которой представлены на рис. 2. Сравнение рис. 1 и 2 не обнаруживает каких-либо существенных различий.

Вспыхивающие звезды, на которых было зарегистрировано свыше четырех вспышек, следует рассмотреть отдельно. Согласно [15], есть основания подозревать, что эти объекты весьма неоднородны по уровню вспышечной активности; следовательно, здесь нельзя считать, что совокупность вспышек, зарегистрированных в течение сравнительно короткого времени на многих звездах, представляет характер вспышечной активности каждой из этих звезд. Поэтому из двух десятков звезд указанной группы мы рассмотрели лишь звезды H II 2411 и Ton 18 — объекты, где число зарегистрированных вспышек максимально. При вычислении светимостей

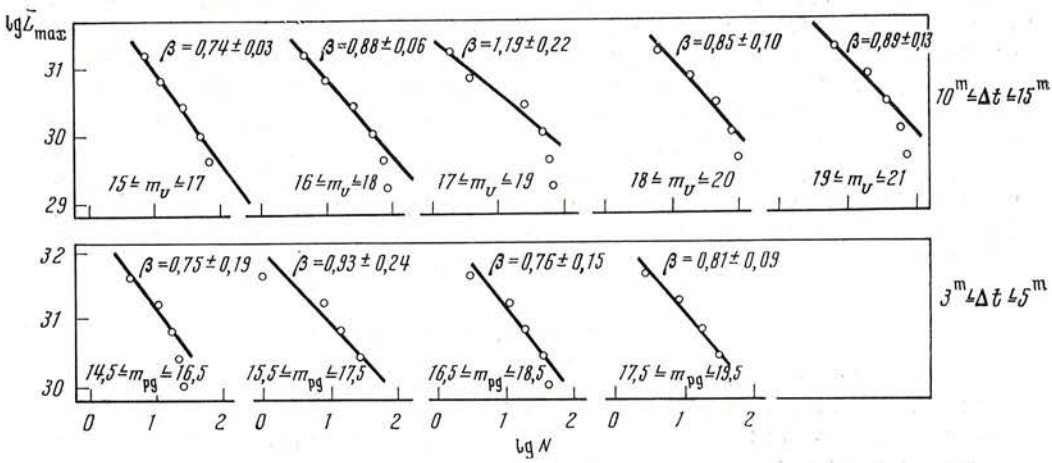


Рис. 1. Статистика вспышек звезд в Плеядах с отбором по длительности фотографических экспозиций

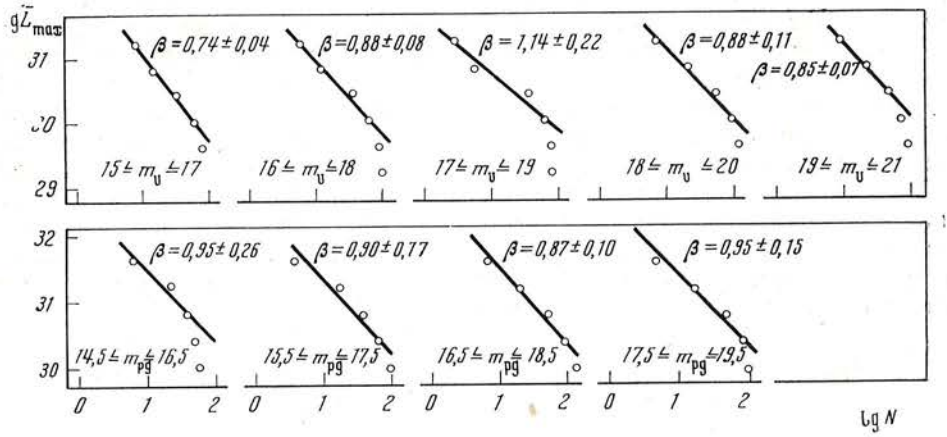


Рис. 2. Статистика вспышек звезд в Плеядах без отбора по длительности фотографических экспозиций

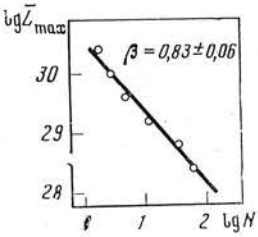


Рис. 3. Статистика вспышек звезды H II 2411 в Гиадах

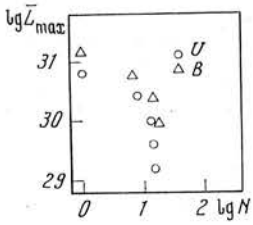


Рис. 4. Статистика вспышек звезды Ton 18 в Плеядах

вспышек H II 2411, принадлежащей, как известно, Гиадам, принималось расстояние до этого объекта $r = 40$ *пс* [33]. Результаты анализа вспышек этих двух звезд приведены на рис. 3 и 4.

Как видно из рис. 1—4, на большинстве графиков в области вспышек больших светимостей между $\lg N$ и $\lg \bar{L}_{\max}$ можно проследить линейную зависимость, которая довольно резко изменяется в области более слабых

вспышек. На графиках даны прямые, представляющие наиболее вероятные линейные зависимости $\lg N$ ($\lg \bar{L}_{max}$), причем при отыскании соответствующих уравнений регрессии точкам на графиках придавались веса, равные $N^{1/2}$. На рисунках указаны также угловые коэффициенты этих прямых $\beta = -\,d\ln N/d\ln \bar{L}_{max}$; возможные ошибки в β, обусловленные неопределенностью в выборе последней точки перед «завалом», как правило, не превышают указанных на рисунках вероятных ошибок β, полученных при вычислении уравнений регрессии. Как следует из рис. 4, 16 «ультрафиолетовых» и 18 «фотографических» вспышек звезды Ton 18 недостаточны для получения четкой зависимости N ($\bar{L}_{max}$).

2. Статистика вспышек в Орионе

Используя публикации [2, 11, 34—37] мы собрали фотометрические данные о вспышках звезд в Орионе — втором по числу зарегистрированных вспыхивающих звезд звездном скоплении. Результаты обработки этих данных по описанной выше схеме приведены на рис. 5. При вычислении светимостей вспышек мы полагали расстояние до вспыхивающих звезд равным 410 *пс*.

К сожалению, для вспыхивающих звезд, где были зарегистрированы «ультрафиолетовые» вспышки, нет единой системы величин m_U. Аро и Чавира, которым мы обязаны наблюдениями в ультрафиолете, приводят m_U для 92 отобранных нами вспыхивающих звезд; статистика 105 вспышек, зарегистрированных на этих объектах, дана на рис. 5, *б*. Недавно тщательные определения блеска звезд в области Ориона были выполнены Эндрюсом [38, 39] и Синческул [40]. Если в качестве основных взять m_U из [38—40] и дополнить их мексиканскими данными, то удается определить $\bar{L}_{max}$ для 130 «ультрафиолетовых» вспышек, имевших место на 117 объектах; статистика этих вспышек дана на рис. 5, *а*. Однако увеличение объема данных на одну треть сопряжено с уменьшением их однородности, так как между оценками m_U, полученными разными наблюдателями, обнаруживаются значительные расхождения.

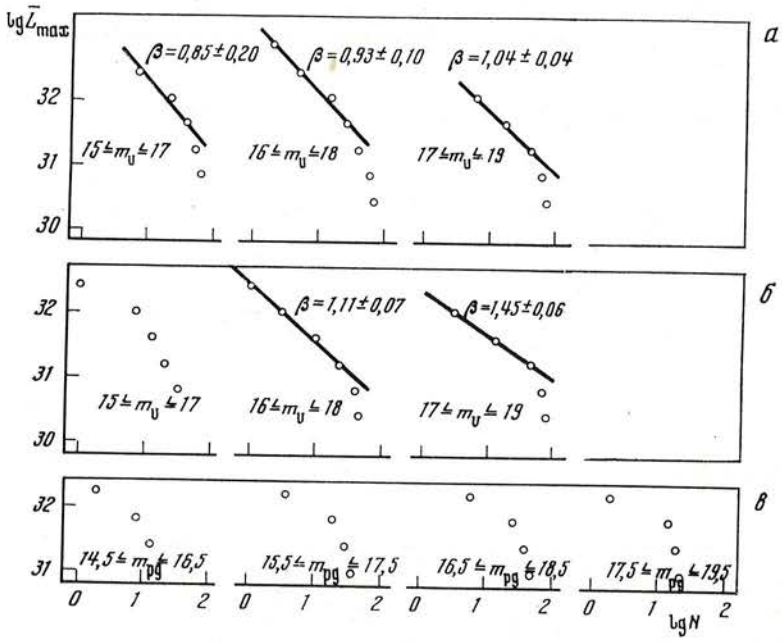


Рис. 5. Статистика вспышек звезд в Орионе

Данные по 63 вспышкам на 62 звездах, зарегистрированным в фотографических лучах, представлены на рис. 5, *в*; как и в случае с Ton 18, эти наблюдения явно недостаточны для каких-либо статистических заключений.

Наблюдения вспыхивающих звезд в других скоплениях (в Яслях, Гиадах, Волосах Вероники, NGC 2264, Тельце и Угольном мешке) пока еще тоже весьма малочисленны и недостаточны для подобного статистического рассмотрения.

3. Обсуждение результатов. Сопоставление со звездами типа UV Кита

При обсуждении полученных частотных распределений вспышек следует, конечно, помнить, что степенная зависимость N от $\bar{L}_{\max}$ для наиболее мощных вспышек может быть лишь подходящим аналитическим приближением более сложной зависимости $N(\bar{L}_{\max})$ в более широком диапазоне светимостей. Действительно, совокупности величин $\{\bar{L}_{\max}\}$, которые дают $N \propto \bar{L}_{\max}^{-\beta}$ для сильных вспышек, в целом обнаруживают достаточно близкое к нормальному распределение величин $\{\lg \bar{L}_{\max}\}$. При обсуждении совокупностей $\{\bar{L}_{\max}\}$ в пределах диапазона наблюдаемых величин выбор того или иного аналитического представления не имеет принципиального значения. Однако, если с помощью такого представления конечной выборки пытаться понять общие свойства генеральной совокупности, то указанная альтернатива существенна. Предпочесть нормальное распределение $\{\lg \bar{L}_{\max}\}$ — это значит иметь возможность оценить наиболее вероятную светимость вспышки и считать, что одинаковые по абсолютной величине отклонения $\Delta \lg \bar{L}_{\max}$ в сторону более сильных и более слабых вспышек равновероятны; ограничиться рассмотрением сильных вспышек, где имеет место $N \propto \bar{L}_{\max}^{-\beta}$,— значит заведомо отнести само существование максимума в наблюдаемом распределении вспышек по светимости и всю ветвь слабых вспышек до этого максимума за счет селекции наблюдений. Учитывая эти предварительные соображения, рассмотрим с качественной и количественной точек зрения полученные результаты.

Из наиболее полной статистики вспышек в Плеядах (рис. 1 и 2) следует, что на вспыхивающих звездах, абсолютная светимость которых различается на $5—6^m$, регистрируются вспышки в одном и том же диапазоне светимостей. Аналогичный вывод можно сделать и на основании рис. 3 в работе [5]. Это довольно неожиданный результат. Как известно [41], вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца обнаруживают другую закономерность: на более ярких звездах в среднем регистрируются более мощные вспышки. Но среди UV Cet-звезд в окрестности Солнца имеются объекты различного возраста [42], и можно предполагать, что обнаруженная независимость диапазона светимостей вспышек от блеска звезды есть следствие одинакового возраста вспыхивающих звезд в Плеядах. С другой стороны, не исключено, что постоянство диапазона светимостей вспышек в Плеядах есть довольно сложный эффект наблюдательной селекции: суммарное время фотометрического патрулирования Плеяд еще недостаточно для регистрации наиболее мощных вспышек, а заметная продолжительность экспозиции затрудняет регистрацию фотографическим методом наиболее слабых вспышек. Если же обратиться к статистике вспышек в Орионе, то там такого эффекта нет: согласно рис. 5 в Орионе, как у вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца, на более ярких звездах регистрируются в среднем более мощные вспышки, а на более слабых вспыхивающих объектах прослеживаются менее мощные вспышки.

Сопоставим теперь количественно полученные выше результаты для вспыхивающих звезд в скоплениях со статистикой вспышек звезд типа UV Кита.

Для вспышек четырех наиболее изученных объектов типа UV Кита, согласно [32], имеет место следующее соотношение:

$$\frac{d \ln \tilde{\nu}}{d \ln E} = -(0{,}91 \div 0{,}38), \tag{4}$$

где E — полное излучение вспышки в полосе B, а $\tilde{\nu}$ — накопленная частота вспышек. С другой стороны, результаты статистических исследований Кункеля [43], основанные на наблюдениях десятка UV Cet-звезд, в наших обозначениях приводят к соотношению

$$\frac{d \ln \tilde{\nu}}{d \ln L_{\max}} = -(1{,}35 \div 0{,}80), \tag{5}$$

где $L_{\max}$ — светимость вспышек в момент максимума в полосе U. По-видимому, различия фотометрических полос, для которых получены соотношения (4) и (5), в данном случае несущественны. В пользу такого предположения можно привести два довода. Во-первых, на звезде EV Lac было зарегистрировано достаточно большое число вспышек как в B-, так и в U-полосе, и в этом случае, согласно [32], величина $d \ln \tilde{\nu}/d \ln E_B$ практически совпала с $d \ln \tilde{\nu}/d \ln E_U$. Во-вторых, согласно определению,

$$E = \int L(t)\, dt. \tag{6}$$

Следовательно, полную энергию вспышки E можно представить как произведение трех сомножителей: максимальной светимости вспышки $L_{\max}$, характерной длительности вспышки, в качестве которой можно взять величину $t_{0,5}$ — временнóй интервал от максимума блеска до момента времени, когда $L = {}^1/_2\, L_{\max}$, и некоторого множителя Φ, определяемого формой кривой блеска:

$$E = L_{\max} t_{0,5} \Phi. \tag{7}$$

Согласно статистическим результатам Шаховской [41], для вспышек, зарегистрированных в полосе B, имеет место соотношение

$$\frac{d \ln t_{0,5}}{d \ln L_{\max}} = +0{,}27. \tag{8}$$

Того же знака, но еще более слабая зависимость существует между Φ и $L_{\max}$. Следовательно, соотношение, весьма близкое к (5), может быть получено и непосредственно из наблюдений в полосе B.

Итак, частотное распределение вспышек звезд типа UV Кита по энергиям описывается соотношением (4), распределение вспышек по максимальным светимостям — соотношением (5). Если те же самые вспышки UV Cet-звезд наблюдались бы с помощью методики, которая использована при изучении вспыхивающих звезд в скоплениях и которая вместо $L_{\max}$ дает $\bar{L}_{\max}$, то найденная в таком случае величина $d \ln \tilde{\nu}/d \ln \bar{L}_{\max}$ должна была бы оказаться между $d \ln \tilde{\nu}/d \ln E$ и $d \ln \tilde{\nu}/d \ln L_{\max}$. Действительно, по смыслу величины $\bar{L}_{\max}$, если Δt — тот временнóй интервал, одинаковый для всех вспышек, на котором производится оценка $\bar{L}_{\max}$, то $\bar{L}_{\max} \to L_{\max}$ при $\Delta t \to 0$ и $d \ln \bar{L}_{\max} = d \ln (\bar{L}_{\max} \times \Delta t) \to d \ln E$, когда Δt сравнимо с длительностью самых продолжительных вспышек. Иными словами, для одной и той же совокупности вспышек имеют место следующие соотношения:

$$\frac{d \ln \tilde{\nu}}{d \ln L_{\max}} < \frac{d \ln \tilde{\nu}}{d \ln \bar{L}_{\max}} < \frac{d \ln \tilde{\nu}}{d \ln E}. \tag{9}$$

Поскольку

$$\tilde{\nu} = N/kT, \tag{10}$$

где T — суммарное время патрулирования блеска k вспыхивающих звезд

в скоплении, и, следовательно,

$$\frac{d \ln \tilde{\nu}}{d \ln \bar{L}_{\max}} = \frac{d \ln N}{d \ln \bar{L}_{\max}}, \tag{11}$$

то согласно рисункам величины $d \ln \tilde{\nu}/d \ln \bar{L}_{\max}$, полученные из статистики вспышек в скоплениях, удовлетворяют неравенствам (9), когда две крайние величины этих соотношений взяты из статистики вспышек звезд типа UV Кита. Это и означает, что относительные распределения вспышек по энергии на звездах типа UV Кита и на вспыхивающих звездах в скоплениях одинаковы.

Оценим теперь по этому статистическому распределению накопленного числа вспышек в скоплении абсолютное распределение вспышек по энергиям на «средней» вспыхивающей звезде скопления. Следуя Амбарцумяну [44], общее число вспыхивающих звезд в скоплении можно оценить по числам звезд, на которых зарегистрировано по одной (n_1) и по две вспышки (n_2):

$$k = \frac{n_1^2}{2n_2} \exp\left(\frac{2n_2}{n_1}\right). \tag{12}$$

С помощью этого соотношения мы оценили общее число вспыхивающих звезд в каждом из рассмотренных выше интервалов звездных величин; результаты вычислений приводим в таблице. Далее, пренебрегая слабой статистической зависимостью величин $t_{0,5}$ и Ф от светимости вспышки, мы вычислили среднее — для всех вспышек, у которых имеются достаточно

	Диапазон видимых величин	Средние абсолютные величины M_V	n_1	n_2	k
Плеяды	$15 \leqslant m_U \leqslant 17$	8,0	18	3	76
	$16 \leqslant m_U \leqslant 18$	9,0	17	6	49
	$17 \leqslant m_U \leqslant 19$	10,0	28	14	76
	$18 \leqslant m_U \leqslant 20$	11,0	29	17	81
	$19 \leqslant m_U \leqslant 21$	12,0	21	10	57
	$14,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 16,5$	8,7	45	5	252
	$15,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 17,5$	9,7	88	10	487
	$16,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 18,5$	10,7	94	10	544
	$17,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 19,5$	11,7	59	8	286
Орион	$15 \leqslant m_U \leqslant 17$	7,6	33	7	117
	$16 \leqslant m_U \leqslant 18$	8,6	45	9	168
	$17 \leqslant m_U \leqslant 19$	9,6	55	9	233

детальные кривые блеска, позволяющие оценить полную энергию излучения E — отношение полной энергии излучения вспышки к энергии излучения в течение одной экспозиции вблизи максимума блеска:

$$\mu = \frac{E}{\bar{L}_{\max} \Delta t}. \tag{13}$$

Для 41 «фотографической» вспышки из [10, 13, 18, 22, 23] $\bar{\mu}_B = 2,35 \pm 0,10$ и для 4 «ультрафиолетовых» вспышек из [14, 15] $\bar{\mu}_U = 1,70 \pm 0,05$. Тогда, полагая

$$E = \bar{L}_{\max} \bar{\mu} \Delta \bar{t}, \tag{14}$$

где $\Delta \bar{t}_U = 13$ *мин* и $\Delta \bar{t}_B = 4$ *мин*, и используя соотношения (10), (12)

и (14), мы перенесли прямые регрессии с рисунков 2, 3 и 5, *а* в плоскость ($\lg E$, $\lg \tilde{\nu}$). Результаты такого переноса приведены на рис. 6. Здесь же, согласно [32], нанесены распределения по энергиям вспышек нескольких звезд типа UV Кита. Средние абсолютные величины звезд M_V, приведенные в таблице и на рис. 6, вычислены с помощью [38, 46], абсолютные величины отдельных вспыхивающих звезд взяты из [47, 48].

Заключение

Рис. 6 содержит основной результат работы. Формальная точность локализации на этом графике прямых, соответствующих звездам скоплений, достаточно высока; суммарная вероятная ошибка результатов многочисленных вычислительных процедур едва ли превышает 0,2—0,4 (в логарифмическом масштабе рисунка). Однако мы не знаем, с какой степенью точности выполняется основное допущение нашей статистики — гипотеза об эргодичности вспышечной активности совокупности звезд близкой светимости в скоплениях. Далее, как показывает многолетний опыт бюраканских исследователей [44, 15—17, 3], при малом числе зарегистрированных вспышек оценка общего числа вспыхивающих звезд по статистике Пуассона дает заметно заниженные результаты; этот же вывод следует и из нашей таблицы: для Плеяд n_1^U систематически меньше n_1^B и $k_U < k_B$. Перенося прямые регрессии на рис. 6 с помощью (14), мы согласно (9) допускаем небольшую, но систематическую ошибку в спектральном индексе энергетического спектра. Наконец, хотя межзвездное поглощение до Плеяд и до Ориона невелико [49, 50], абсолютные светимости некоторых вспыхивающих звезд, вычисленные по (2), могут быть занижены из-за неучтенного поглощения в клочковатой диффузной среде, связанной с этими скоплениями. Таким образом, реальная ошибка локализации на рис. 6 прямых, соответствующих звездам скоплений, может, видимо, достигать единицы (логарифмической шкалы). Но несмотря на все эти неопределенности, рис. 6 четко показывает, что энергетические спектры вспышек у различных по светимости вспыхивающих звезд одного скопления близки друг к другу. В целом же этот рисунок позволяет говорить об определенной общности энергетических спектров вспышек в широком диапазоне светимостей и возрастов вспыхивающих звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца.

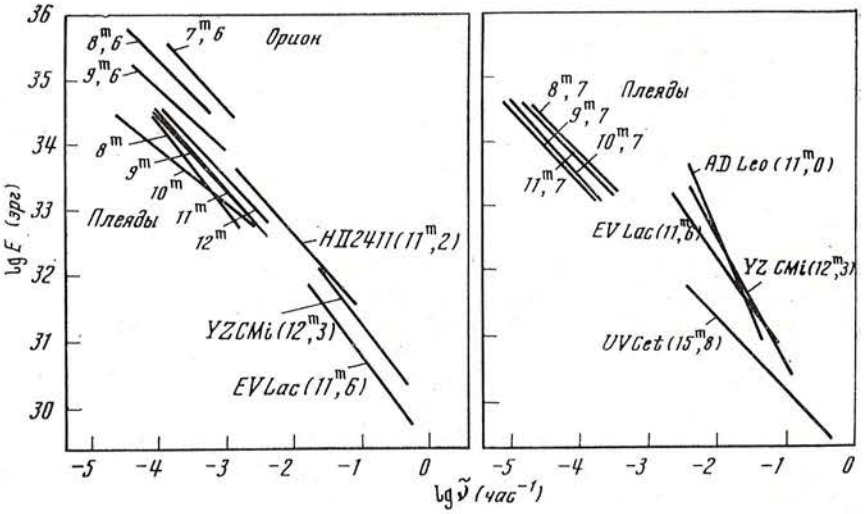


Рис. 6. Распределение вспышек по энергии оптического излучения в полосах *U* (слева) и *B* (справа) на вспыхивающих звездах в скоплениях и в окрестностях Солнца

Полученные статистические зависимости между частотами вспышек разной энергии представляют интерес с нескольких точек зрения.

Во-первых, такие соотношения необходимы для количественных оценок вероятности успеха при постановке тех или иных наблюдений вспыхивающих звезд в скоплениях, для оценок суммарного влияния активности этих звезд на окружающую среду, для оценок скопления вспыхивающих звезд как возможных источников жесткого и неравновесного излучения.

Во-вторых, зависимость $N(L)$ позволяет оценивать влияние отдельно не регистрируемых, слабых вспышек на общие спектральные и фотометрические характеристики звезд (см., например, [51]).

В-третьих, полученное из наблюдений соотношение $N(L)$ можно было бы использовать как критерий правильности статистической теории вспышечной активности звезд. Но для вспыхивающих звезд такой теории пока не существует. Более того, не существует статистической теории вспышечной активности и для Солнца, несмотря на огромное количество собранных данных по солнечной активности и несмотря на настоятельную необходимость в надежном прогнозе этой активности. Поэтому найденная зависимость $N(L)$ может пока использоваться лишь для эвристических соображений. Так, например, то обстоятельство, что при наблюдаемом частотном распределении вспышек имеет место неравенство

$$\nu(E)\,E \neq \mathrm{const}, \tag{15}$$

где $\nu = -d\tilde{\nu}/dE$ — средняя частота вспышек энергии E — означает, что либо выделение энергии, которая в конечном счете проявляется в виде дискретных вспышек, происходит с переменной мощностью, либо для развития вспышки, помимо определенного запаса энергии, необходимо возникновение некоторых начальных условий, не сводящихся к чисто энергетическим требованиям. По-видимому, в пользу существования таких неэнергетических начальных условий свидетельствует отмеченное в [32] отсутствие статистической корреляции между полной энергией вспышки, временем ее возгорания и абсолютной скоростью нарастания светимости вспышки перед максимумом блеска. Во всяком случае, неравенство (14) нетривиально: во вспышках звезд типа U Близнецов, которые, по-видимому, имеют глобальный, а не локальный характер, энергия вспышки приблизительно пропорциональна длительности предшествовавшего спокойного состояния звезды [52].

Мы глубоко благодарны В. А. Темненко за критические замечания и полезные обсуждения работы и Т. С. Сивцовой за помощь в оформлении статьи.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *G. Haro, E. Chavira.* Vistas in Astronomy, 1965, 8, 89.
2. *G. Haro.* In «Nebulae and interstellar matter». B. M. Middlehurst and L. H. Aller (Eds). Chicago, 1968, p. 141.
3. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. В. Оганян, И. И. Янкович.* Астрофизика, 1973, 9, 461.
4. *G. Haro, E. Chavira.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1969, 5, N 31, 23.
5. *E. Parsamian, E. Chavira.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1969, 5, N 31, 35.
6. *G. Haro, E. Chavira.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1970, 5, N 34, 181.
7. *G. Haro, E. Chavira.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1970, 5, N 34, 191.
8. *G. Haro, G. Gonzalez.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1972, 6, N 38, 149.
9. *G. Haro, E. Chavira.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1972, 6, N 38, 155.
10. *L. Rosino.* Contribs. Asiago Obs., 1966, N 189.
11. *L. Rosino, L. Pigatto.* Contribs. Asiago Obs., 1969, N 231.
12. *L. Pigatto, L. Rosino.* Contribs. Asiago Obs., 1971, N 246.
13. *L. Pigatto, L. Rosino.* Contribs. Asiago Obs., 1971, N 266.
14. *L. Pigatto, L. Rosino.* Mem. Soc. astron. ital., 1972, 43, 455.

15. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова.* Астрофизика, 1970, **6**, 7.
16. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова.* Астрофизика, 1971, **7**, 319.
17. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян.* Астрофизика, 1972, **8**, 485.
18. *L. G. Balazs, R. A. Vardanian.* IBVS, 1970, N 493.
19. *L. Pigatto.* IBVS, 1973, N 776.
20. *L. G. Balazs, L. Ratkos.* IBVS, 1972, N 688.
21. *G. Haro, E. Chavira.* IBVS, 1973, N 788.
22. *Э. С. Парсамян.* Сообщ. Бюраканской астрофиз. обс., 1972, **44**, 3.
23. *Л. К. Ерастова.* Сообщ. Бюраканской астрофиз. обс., 1972, **44**, 28.
24. *Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян.* Сообщ. Бюраканской астрофиз. обс., 1970, **42**, 17.
25. *Э. С. Парсамян.* Астрофизика, 1972, **7**, 507.
26. *L. G. Balazs, M. Kun, G. Szecsenyi-Nagy.* IBVS, 1973, N 803.
27. *G. Haro, E. Parsamian.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1969, **5**, N 31, 41.
28. *Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 7.
29. *А. Ажусенис, В. Страйжис.* Астрон. ж., 1969, **46**, 402.
30. Kodak Publication N P-9. Rochester, 1967.
31. *В. Страйжис, З. Свидерскене.* Бюлл. Вильнюсской астрон. обс., 1972, № 35.
32. *R. E. Gershberg.* Astrophys. Space Sci., 1972, **19**, 75.
33. *C. A. Murray, C. M. Lowne, E. D. Clements.* Roy. Obs. Bull., 1966, N 108.
34. *G. Haro, E. Chavira.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1969, **5**, N 32, 59.
35. *L. Rosino.* Contribs Asiago Obs., 1956, N 69.
36. *R. I. Kiladze.* IBVS, 1972, N 670.
37. *C. Roslund.* Arkiv astron., 1969, **5**, N 22, 381.
38. *A. D. Andrews.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1970, **5**, N 34, 195.
39. *A. D. Andrews.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1972, **6**, N 38, 161.
40. *В. Н. Синческул.* Каталог звездных величин, показателей цвета и спектральных классов звезд в области ассоциации I Ori. Киев, «Наукова думка», 1970.
41. *Н. И. Шаховская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, 92.
42. *Н. И. Шаховская.* Наст. том., стр. 165.
43. *W. E. Kunkel.* Astrophys. J. Suppl. Ser., 1973, **25**, N 213.
44. *В. А. Амбарцумян.* В кн. «Звезды, туманности, галактики». Ереван, 1969, стр. 283.
45. *P. Pesch.* Astrophys. J., 1972, **178**, 203.
46. *F. Ahmed, L. C. Lawrence, V. C. Reddish.* Roy. Obs. Edinburgh Publ., 1965, **3**, N 7, 187.
47. *B. Iriarte.* Bol. Obs. Tonantzintla, 1967, **4**, N 28, 79.
48. *W. Gliese.* Veröffentl. Astron. Rechen-Instituts Heidelberg, 1969, N 22.
49. *H. L. Johnson.* In «Nebulae and interstellar matter», B. M. Middlehurst and L. H. Aller (Eds). Chicago, 1968, p. 167.
50. *S. Sharpless.* Astrophys. J., 1962, **136**, 767.
51. *C. A. O. Torres, S. F. Mello.* Astron. and Astrophys., 1973, **27**, N 2, 231.
52. *В. Г. Горбацкий.* Астрон. ж., 1971, **48**, 676.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ВОЗРАСТОМ И ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

Н. И. Шаховская

Исследование кинематических характеристик 646 красных карликовых звезд в окрестности Солнца показало, что наиболее активные переменные типа UV Cet являются членами молодого населения диска. Менее мощная вспышечная активность наблюдается и у звезд, принадлежащих к старому населению диска. Известен также случай вспышек у объекта, который бесспорно относится к населению гало. Отношение числа вспыхивающих звезд к числу «нормальных» звезд в рассмотренных группах звездного населения снижается по мере увеличения возраста группы. Другими словами, вспышки чаще бывают у молодых звезд, по мере старения звезд вспышечная активность снижается, но в некоторых случаях она наблюдается и у звезд, возраст которых превосходит $5 \cdot 10^9$ лет. Этот результат меняет сложившееся ранее представление, согласно которому вспышки характерны только для молодых звезд.

THE DEPENDENCE BETWEEN THE AGE AND THE FLARE ACTIVITY OF THE RED DWARF STARS OF THE SOLAR VICINITY, by *N. I. Shakhovskaya.*— The investigation of the space motion of 646 red dwarf stars of the solar vicinity shows that the most active UV Cet-type variable stars are members of the young disk population. But less powerful flare activity spreads on members of old disk population too. It is know one certain case of the flare activity on the member of halo population. The ratio of the flare stars number to the normal stars number within those groups of the stellar polulations decreases when the age of the stellar groups increases. In an other way, the flares are observed more often on the young stars, the flare activity decreases when age of the stars increases, but in some case flare activity is observed on stars older than $5 \cdot 10^9$ years. This result change the previous opinion that the flare activity is observed only on young stars.

Вспышки, подобные вспышкам красных карликовых звезд в окрестности Солнца, наблюдаются у карликовых звезд (спектральный класс dK — dM), которые связаны с молодыми скоплениями и ассоциациями (переменные типа UVn или flash stars). Поэтому еще в 1955 г. Аро [1] высказал предположение, что и вспыхивающие звезды в окрестности Солнца — молодые объекты. В пользу молодости вспыхивающих звезд свидетельствуют и некоторые общие кинематические и фотометрические свойства, отмеченные Хербигом в 1962 г. [2].

Однако в последние годы были обнаружены вспышки типа UV Cet у красных карликовых звезд, которые авторы [3—6] считают старыми объектами. В некоторых случаях, например [4], оценка возраста звезды основана на кинематических характеристиках рассматриваемого объекта. Между тем кинематические критерии возраста по своей природе являются статистическими, поэтому их следует применять только для групп звезд, а не для одиночных объектов.

В окрестности Солнца можно выделить по кинематическим критериям следующие типы звездного населения:

А — молодое население диска, возраст звезд, входящих в эту группу, не превосходит $5 \cdot 10^8$ лет;

В — старое население диска, возраст звезд этой группы от $5 \cdot 10^8$ до $5 \cdot 10^9$ лет;

С — население гало — старые звезды, их возраст более $5 \cdot 10^9$ лет.

Исследуем распределение вспыхивающих звезд в каждой из трех возрастных групп. Ранее [7] было показано, что существует прямая статистическая связь между интенсивностью эмиссии в спокойном спектре звезды и уровнем вспышечной активности этой звезды: чем больше доля энергии, излучаемая «спокойной» хромосферой звезды, тем бóльшую часть энергии звезда излучает во время вспышек. Из существования этой связи следует, что эмиссия в спектре красной карликовой звезды является достаточным признаком переменности типа UV Cet.

Согласно Эггену [8], на плоскости UV (**U** и **V** — компоненты вектора пространственного движения звезды относительно Солнца в галактической системе координат: **U** — вектор, направленный к галактическому центру, **V** — в направлении галактического вращения) звезды группы А заключены в области, ограниченной на рисунке неправильным многоугольником, звезды старого населения диска (группа В) — в области, ограниченной эллипсом, а вне эллипса расположены старые объекты группы С — население гало.

Для исследования распределения вспыхивающих звезд в этих возрастных группах мы нанесли все карликовые звезды спектрального класса более позднего, чем К0, для которых в [9] даны компоненты вектора пространственного движения, на плоскость UV. Оказалось, что звезды с признаками вспышечной активности есть во всех трех возрастных группах. В таблице представлены результаты подсчета. В первой строке таблицы приведены числа неэмиссионных звезд спектральных классов d K0 — dM8 в группах А, В и С, во второй строке — числа звезд с эмиссией в спектре или известной фотометрической переменностью типа UV Cet в этих группах.

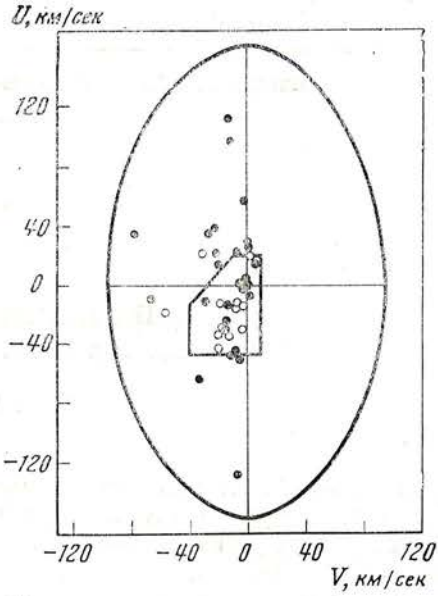
Характеристика звезд	n_A	n_B	n_C	n_A/n_B
dK0 — dM8	221	248	18	0,82
dMe, UV Cet	98	70	1	1,4
$W_{H_\alpha} \geqslant 3$ Å	11	2		5,5
$W_{H_\alpha} < 3$ Å	10	16		0,62

Единственной звездой типа UV Cet в группе С является объект Gl 451 B, о наблюдении вспышечной активности которого сообщает ван де Камп [6]. Но принадлежность этого объекта к группе С нельзя считать случайным результатом, так как следующие независимые соображения свидетельствуют, что возраст системы не менее $5 \cdot 10^9$ лет. Так, главный компонент системы — известный белый карлик Gl 451 A и система принадлежит к старому движущемуся скоплению Groombridge 1830 [6].

Данные первых двух строк таблицы подтверждают отмеченную ранее особенность кинематических характеристик красных карликовых звезд: дисперсия пекулярных скоростей эмиссионных звезд меньше, чем неэмиссионных [2, 10, 11].

Относительные числа вспыхивающих звезд в группах А, В, С согласно данным таблицы соответственно равны $(n_f/(n+n_f))_A = 0{,}32$, $(n_f/(n+n_f))_B = 0{,}22$, $(n_f/(n+n_f))_C = 0{,}05$. Таким образом, чем моложе группа звезд, тем больше в ней относительное число вспыхивающих звезд.

На рисунке в плоскости UV изображены положения эмиссионных карликовых звезд, для которых ранее [7] были исследованы характеристики эмиссионных спектров. Светлыми кружками обозначены объекты с наиболее сильной эмиссией в спектре, эквивалентная ширина линии H_α для этих звезд $W_{H_\alpha} \geqslant 3$ Å, темными кружками — эмиссионные звезды, для которых $W_{H_\alpha} < 3$ Å. В последних двух строках таблицы представлены результаты подсчета числа этих звезд в группах А и В. Из данных таблицы следует, что большинство самых активных звезд типа UV Cet принадлежит к молодому населению диска, менее активные звезды распределены по группам А и В примерно в той же пропорции, что и обычные карликовые звезды.



Положение эмиссионных карликовых звезд в плоскости UV

Итак, результаты исследования кинематических характеристик звезд типа UV Cet не противоречат прежнему представлению о связи вспышечной активности с возрастом звезд, а существенно дополняют его: стадия вспышечной активности не является резким скачком в развитии звезд, но в молодых звездах вспышечная активность сильнее, по мере развития звезды вспышечная активность снижается, хотя в некоторых случаях она может наблюдаться у звезд, возраст которых не менее $5 \cdot 10^9$ лет.

Автор благодарна Р. Е. Гершбергу и А. А. Боярчуку за обсуждение результатов работы и ценные советы.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *G. Haro.* IAU Sympos. N 3. G. H. Herbig (Ed.). Cambridge, 1957.
2. *C. H. Herbig.* Sympos. on Stellar Evolution. La Plata, 1962.
3. *П. Ф. Чугайнов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 14.
4. *W. E. Kunkel.* IBVS, 1972, N 748.
5. *T. A. Lee, B. T. Hoxie.* IBVS, 1972, N 707.
6. *P. van de Kamp.* In «Low-luminosity stars». S. S. Kumar (Ed.). N. Y.— London, Paris, Gordon and Breach Sci. Publ., 1969, p. 199.
7. *Н. И. Шаховская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, 93.
8. *O. J. Eggen.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1969, **81**, N 482, 353.
9. *W. Gliese.* Veröffentl. Astron. Rechen-Institutes Heidelberg, 1969, N 22.
10. *I. Delaye.* C. r. Acad. sci 1953, N 237, 294.
11. *М. А. Аракелян.* Изв. АН Арм. ССР, 1958, **11**, 79.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЕМ Сер В 1971—1972 ГОДАХ

Т. М. Рачковская

В 1971—1972 гг. выполнены фотоэлектрические наблюдения звезды ЕМ Сер в фильтре *B*. В результате изучения кривой блеска 1) обнаружено изменение амплитуды блеска ЕМ Сер в диапазоне $0^m,10$—$0^m,05$ и 2) можно предполагать существование быстрых колебаний блеска.

Уточнен период ЕМ Сер, он оказался равным $0^d,806196$. Результаты исследования показывают, что ЕМ Сер можно отнести к звездам типа β Сер, однако для подтверждения этого нужны еще дополнительные наблюдения.

A PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF EM Cep FROM 1971—1972, by *T. M. Rachkovskaya.*— The photoelectric observations of EM Cep have been carried out with *B*-filter in the period 1971—1972. It have been shown: 1) there is the light variations of the amplitude over the range $0.^m10$ — $0.^m05$; 2) the rapid variations of the light are present.

The period of the light variations EM Cep was found to be $0^d.806196$. EM Cep probably belongs to type β Cep variables.

Переменность блеска ЕМ Сер была обнаружена Линдсом в 1958 г. [1] при исследовании В-звезд. Он установил, что ЕМ Сер меняет блеск примерно с амплитудой $0^m,10$ и периодом $0^d,8061$, и предположил, что она является затменной системой. Кривая блеска имеет минимумы одинаковой глубины и меняет форму от цикла к циклу. В 1968 г. Джонстон [2] выполнил фотоэлектрические наблюдения этой звезды с интерференционным фильтром в H_β. Он уточнил период изменения блеска ЕМ Сер и отметил отклонения блеска в некоторые ночи от средней кривой.

Спектр ЕМ Сер был изучен нами [3] по наблюдениям 1967—1968 гг. Наблюдения в разных фазах показали присутствие спектральных линий только одного компонента. Линии размыты и изменения с фазой не показывают. На двух спектрограммах можно лишь подозревать раздвоение водородных линий H_γ и H_δ. Такой факт отмечался также Линдсом [1]. Из наших оценок спектрального класса и абсолютной визуальной величины следует, что ЕМ Сер лежит в области звезд типа β Сер на диаграмме Герцшпрунга — Рессела.

Можно предполагать, что ЕМ Сер — нестационарный объект, и лишь систематические наблюдения ее блеска, а также спектра могут объяснить динамические и физические процессы, происходящие в ней.

1. Наблюдения. Анализ периода

В 1971—1972 гг. нами выполнены фотоэлектрические наблюдения ЕМ Сер на телескопах МТМ-200 (телескоп системы Максутова диаметром 200 *мм*) и телескопе 640 *мм* переменной. В обоих случаях наблюдения велись в фильтре *B*. Цветовая система аппаратуры близка цвету *B* в между-

народной системе U, B, V. В течение 10 ночей наблюдений 1971 г. сделано более 1200 оценок блеска EM Сер и примерно столько же оценок в 1972 г. в течение 27 ночей.

В качестве звезды сравнения и контрольной звезды сравнения, так же как Линдс и Джонстон, мы использовали звезды HD 208218 и HD 208339. Некоторые сведения о них и о EM Сер представлены в табл. 1, из которой видно, что все три звезды близки по цвету, блеску и расположению на небе. Это позволило не учитывать дифференциальную экстинкцию, которая, по нашим оценкам, даже в наиболее неблагоприятных случаях не превышала $0^m.001$. Все оценки блеска собраны в табл. 2 (1971 г.) и табл. 3 (1972 г.).

Таблица 1

Звезда	HD	α_{1900}	δ_{1900}	Sp	m_V	$B-V$	$U-B$	Литература
EM Сер	208 392	$21^h50^m.9$	+62°08′	B1 IV	$7^m.10$	+0,261	−0,585	[4]
Сравнения	208 218	21 49,7	+62 13	B1 III	6,76	+0,245	−0,550	[5]
Контрольная	208 339	21 57,6	+62 00	B0 IV	6,48	+0,025	−0,826	[5]

Примечание: Указанные ссылки относятся к двум последним столбцам таблицы.

Перейдем к анализу периода EM Сер. В табл. 4 записаны все наблюдавшиеся моменты минимумов (столбец 1). В столбце 2 дана эпоха от начального момента (числа 0 или 5 после запятой обозначают главный или вторичный минимум соответственно), в столбце 4 — величина $(O-C)_1$, вычисленная на основании элементов EM Сер согласно Джонстону [2]. Построив зависимость $(O-C)_1$, E, мы определили поправку к периоду и моменту минимума Джонстона и получили новые элементы для EM Сер, которые были уточнены решением условных уравнений $O-C=\Delta T_0+\Delta P\cdot E$ методом наименьших квадратов. Окончательно получили

$$T_{\min} = \text{J. D. } 2440134^d,725 + 0^d.806196E. \qquad (*)$$

В последнем столбце табл. 4 записаны величины $(O-C)_2$, вычисленные на основании (*). Изменение $(O-C)_2$ со временем, вероятно, обусловлено изменением периода. Однако имеющийся в нашем распоряжении наблюдательный материал невелик, поэтому характер возможных изменений периода трудно установить. Кроме того, из рис. 2 и 3 видно, что середины минимумов блеска для разных ночей наблюдений не попадают на одну и ту же фазу.

Прежде чем перейти к обсуждению кривой блеска, попытаемся установить, действительно ли существует затмение в системе EM Сер или изменение блеска обязано только эффекту эллипсоидальности. Как известно, фактор эллипсоидальности $z=\varepsilon^2\sin^2 i$ (ε — эксцентриситет меридионального сечения, i — наклонность орбиты) определяется тангенсом угла наклона прямой

$$l^2 = 1 - z\cos^2\theta,$$

где l — блеск звезды, θ — фазовый угол.

На рис. 1 показана зависимость l^2 от $\cos^2\theta$. Из графика видно, что точки достаточно хорошо ложатся на прямую, но с некоторого момента ($\cos^2\theta \approx 0{,}78$) отмечается отклонение от прямой, т. е., по-видимому, начинается затмение. На основании этого можно считать, что если EM Сер — двойная система, то происходит затмение.

Таблица 2

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
206,233	0m,309	206,340	0m,266	206,451	0m,341	218,227	0m,309
,235	,322	,342	,252	,452	,330	,228	,320
,236	,329	,343	,264	,454	,331	,230	,341
,237	,334	,344	,268	,457	,353	,232	,328
,239	,319	,349	,285	,458	,351	,233	,338
,244	,344	,350	,276	,460	,341	,238	,367
,245	,323	,352	,254	,462	,358	,239	,366
,247	,311	,353	,265	,463	,358	,241	,384
,249	,306	,354	,280	,468	,330	,242	,378
,254	,304	,358	,278	,469	,372	,243	,381
,255	,280	,360	,270	,471	,357	,247	,332
,257	,252	,361	,250	,473	,379	,249	,380
,258	,268	,363	,273	,474	,354	,251	,358
,260	,283	,365	,277	,478	,354	,252	,380
,261	,253	,369	,276	,479	,358	,253	,364
,265	,273	,371	,288	,481	,356	,259	,371
,266	,301	,372	,285	,482	,348	,261	,360
,267	,294	,374	,283	,483	,328	,263	,371
,269	,302	,376	,302	,488	,360	,265	,353
,270	,302	,380	,302	,489	,362	,266	,373
,273	,285	,381	,314	,491	,352	,271	,362
,274	,289	,383	,296	,492	,347	,272	,336
,276	,303	,385	,284	,493	,333	,273	,338
,277	,301	,387	,296	,497	,326	,274	,346
,278	,294	,393	,275	,499	,360	,276	,340
,282	,307	,394	,254	,500	,356	,279	,353
,283	,275	,396	,304	,501	,354	,280	,352
,285	,304	,398	,298	,503	,326	,281	,346
,286	,312	,400	,283	,508	,371	,282	,326
,288	,271	,403	,295	,509	,396	,283	,347
,292	,290	,405	,331	,510	,394	,287	,327
,294	,291	,407	,319	,512	,365	,289	,326
,295	,270	,409	,324	,513	,381	,290	,291
,296	,290	,411	,338	,517	,361	,291	,324
,297	,283	,415	,330	,518	,378	,294	,342
,300	,277	,416	,281	,520	,408	,299	,318
,301	,271	,418	,298	,521	,411	,301	,336
,302	,261	,419	,324	,523	,407	,302	,320
,304	,295	,421	,344	,526	,389	,303	,332
,305	,288	,430	,310	,528	,398	,304	,318
,308	,274	,431	,310	,529	,374	,307	,334
,310	,274	,433	,344	,531	,402	,308	,322
,311	,290	,435	,325	,533	,404	,309	,306
,313	,300	,436	,331	,536	,402	,311	,328
,315	,278	,439	,333	,538	,404	,313	,328
,330	,252	,440	,327	,540	,408	,316	,316
,331	,243	,441	,326	,542	,370	,317	,296
,333	,274	,442	,359	,544	,406	,318	,308
,334	,265	,444	,330	218,217	,405	,320	,303
,335	,274	,447	,338	,221	,437	,321	,305
,339	,284	,449	,357	,222	,442	,325	,274

Таблица 2 (продолжение)

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
218,326	0m,252	220,294	0m,401	220,383	0m,276	220,478	0m,264
,327	,292	,295	,402	,384	,262	,479	,254
,329	,277	,296	,415	,385	,276	,481	,273
,330	,268	,299	,401	,388	,273	,492	,254
,333	,288	,301	,399	,389	,271	,493	,280
,334	,258	,302	,399	,390	,254	,495	,282
,336	,309	,303	,400	,391	,279	,496	,265
,338	,295	,304	,375	,393	,265	,498	,264
,339	,296	,307	,371	,399	,247	,502	,274
,345	,303	,308	,382	,400	,264	,504	,250
,346	,233	,309	,372	,402	,263	,505	,256
,348	,280	,310	,356	,403	,252	,506	,279
,349	,275	,311	,362	,404	,252	,508	,261
,353	,271	,316	,355	,405	,252	,513	,257
,354	,244	,317	,374	,408	,255	,515	,242
,355	,224	,318	,358	,409	,254	,517	,238
,356	,258	,319	,348	,410	,234	,518	,255
,358	,277	,320	,375	,412	,248	,519	,260
,363	,244	,323	,354	,413	,255	,523	,262
,365	,261	,324	,354	,417	,264	,525	,240
,366	,266	,326	,331	,419	,233	,526	,242
,367	,271	,327	,329	,420	,231	,528	,230
220,234	,402	,329	,350	,421	,252	,530	,255
,235	,394	,332	,341	,422	,228	,533	,236
,238	,396	,333	,324	,429	,270	,534	,244
,244	,410	,335	,341	,431	,262	,535	,253
,246	,424	,336	,329	,432	,270	,537	,225
,248	,436	,337	,315	,433	,266	,538	,249
,249	,421	,342	,311	,435	,276	,542	,256
,251	,423	,343	,315	,438	,260	,544	,272
,255	,415	,345	,314	,439	,258	,545	,260
,257	,404	,347	,319	,440	,282	,546	,276
,258	,419	,348	,317	,442	,268	,548	,270
,260	,414	,352	,315	,443	,252	,551	,269
,261	,410	,353	,312	,446	,270	,552	,254
,263	,409	,354	,322	,447	,261	,554	,263
,265	,410	,355	,302	,448	,249	,555	,272
,266	,421	,356	,311	,449	,272	,557	,268
,268	,414	,360	,292	,451	,241	,559	,268
,273	,400	,361	,297	,454	,244	,561	,248
,274	,384	,362	,310	,456	,231	,562	,267
,276	,379	,363	,319	,458	,233	,564	,256
,277	,393	,364	,301	,459	,238	,565	,275
,278	,415	,367	,302	,460	,253	,569	,288
,281	,402	,368	,293	,464	,238	,570	,265
,283	,398	,369	,300	,465	,244	,572	,257
,285	,395	,371	,295	,466	,214	,573	,247
,286	,394	,372	,295	,468	,208	,574	,241
,287	,407	,379	,260	,469	,242	222,242	,348
,292	,397	,381	,262	,475	,258	,243	,349
,293	,395	,382	,274	,476	,258	,245	,359

Таблица 2 (продолжение)

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
222,247	0m,332	222,354	0m,324	222,464	0m,244	225,332	0m,263
,249	,341	,359	,304	,466	,234	,334	,282
,253	,347	,360	,293	225,207	,328	,335	,276
,255	,370	,362	,299	,210	,317	,337	,287
,257	,380	,363	,296	,212	,302	,342	,270
,258	,363	,365	,278	,214	,324	,344	,275
,259	,354	,369	,306	,217	,333	,348	,278
,264	,372	,371	,279	,221	,298	,350	,278
,266	,347	,372	,297	,223	,314	,354	,278
,267	,360	,373	,291	,225	,312	,356	,275
,269	,357	,375	,270	,230	,318	,357	,280
,271	,357	,381	,293	,231	,308	,358	,284
,278	,378	,383	,270	,234	,320	,360	,278
,280	,380	,384	,290	,235	,327	,364	,273
,281	,376	,385	,265	,237	,299	,366	,259
,283	,378	,387	,280	,242	,304	,368	,281
,285	,360	,392	,273	,244	,285	,369	,272
,288	,382	,393	,267	,245	,287	,371	,280
,290	,364	,394	,263	,247	,299	,374	,302
,291	,354	,396	,279	,249	,284	,376	,280
,294	,376	,398	,264	,252	,290	,377	,290
,295	,389	,401	,273	,255	,275	,379	,310
,298	,369	,403	,244	,257	,290	,381	,271
,299	,360	,404	,250	,258	,308	,386	,282
,301	,353	,406	,270	,260	,294	,387	,270
,303	,367	,408	,248	,273	,262	,389	,288
,304	,369	,412	,264	,275	,272	,390	,287
,308	,367	,414	,236	,277	,262	,392	,298
,310	,378	,416	,259	,279	,262	,398	,290
,311	,352	,417	,255	,281	,251	,399	,312
,312	,362	,419	,250	,286	,280	,401	,303
,315	,371	,423	,261	,288	,276	,403	,303
,317	,351	,424	,255	,289	,280	,404	,316
,319	,347	,426	,242	,291	,283	,410	,304
,321	,334	,428	,255	,292	,275	,411	,322
,322	,347	,429	,260	,298	,277	,412	,289
,323	,348	,433	,246	,301	,266	,414	,322
,327	,325	,434	,234	,302	,256	,416	,338
,329	,330	,435	,258	,303	,298	,420	,299
,331	,325	,437	,251	,305	,295	,421	,316
,332	,326	,439	,237	,308	,282	,423	,322
,333	,320	,445	,232	,310	,282	,424	,289
,338	,337	,447	,262	,311	,278	,426	,332
,340	,309	,449	,264	,313	,274	,430	,314
,341	,310	,450	,264	,315	,279	,432	,340
,342	,312	,451	,258	,319	,278	,434	,314
,344	,310	,455	,248	,320	,276	,436	,304
,348	,302	,457	,246	,321	,274	,438	,310
,349	,306	,459	,253	,324	,273	,442	,319
,351	,324	,460	,236	,326	,275	,443	,333
,352	,328	,461	,246	,331	,287	,445	,327

Таблица 2 (продолжение)

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
225,446	0m,316	235,286	0m,274	235,384	0m,235	235,495	0m,299
,448	,316	,288	,270	,388	,236	,497	,306
,454	,324	,291	,268	,390	,234	,501	,276
,456	,348	,292	,255	,392	,236	,502	,281
,459	,361	,294	,267	,393	,242	,503	,262
,461	,360	,295	,272	,395	,244	,506	,304
235,185	,411	,296	,252	,396	,252	,508	,308
,187	,392	,298	,272	,401	,238	,509	,289
,188	,376	,302	,258	,403	,236	236,184	,284
,191	,384	,303	,260	,405	,229	,186	,262
,193	,393	,304	,274	,406	,244	,188	,259
,197	,380	,306	,276	,408	,240	,189	,256
,199	,374	,307	,264	,412	,249	,192	,276
,200	,374	,311	,259	,414	,241	,197	,267
,202	,369	,312	,264	,416	,248	,199	,271
,204	,368	,313	,264	,417	,254	,201	,258
,208	,377	,315	,271	,419	,244	,203	,256
,210	,357	,316	,255	,423	,260	,204	,287
,211	,352	,320	,237	,424	,279	,213	,225
,212	,362	,322	,248	,426	,250	,215	,259
,213	,359	,323	,249	,428	,266	,216	,254
,217	,354	,324	,249	,429	,248	,218	,252
,218	,367	,326	,230	,433	,257	,219	,273
,220	,365	,330	,243	,434	,247	,224	,278
,221	,367	,331	,243	,435	,274	,226	,250
,222	,342	,333	,249	,437	,272	,227	,248
,227	,337	,334	,242	,439	,276	,228	,281
,228	,343	,335	,232	,444	,256	,230	,273
,229	,333	,339	,253	,445	,261	,235	,288
,231	,345	,340	,249	,446	,258	,236	,295
,232	,330	,342	,243	,448	,269	,238	,291
,235	,343	,343	,242	,449	,271	,239	,303
,237	,343	,345	,243	,454	,267	,241	,301
,238	,319	,349	,243	,455	,276	,244	,284
,239	,336	,350	,233	,457	,264	,245	,294
,240	,318	,352	,233	,459	,282	,247	,300
,244	,340	,353	,234	,460	,266	,248	,314
,245	,344	,354	,224	,468	,312	,250	,306
,246	,334	,358	,233	,470	,283	,257	,270
,247	,334	,360	,230	,471	,272	,258	,244
,249	,324	,361	,235	,473	,279	,260	,247
,253	,317	,362	,240	,475	,263	,261	,273
,254	,317	,364	,228	,476	,282	,266	,278
,256	,324	,367	,230	,481	,295	,267	,276
,257	,312	,370	,223	,483	,278	,268	,262
,258	,308	,372	,236	,484	,293	,270	,283
,262	,304	,373	,226	,485	,293	,274	,277
,263	,318	,378	,232	,486	,311	,275	,287
,282	,292	,379	,194	,491	,299	,277	,280
,283	,302	,380	,223	,492	,299	,278	,236
,285	,284	,382	,228	,494	,310	,280	,280

Таблица 2 (продолжение)

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
236,283	0m,293	236,391	0m,313	237,258	0m,356	237,365	0m,266
,284	,288	,393	,358	,259	,332	,367	,268
,286	,287	,394	,355	,260	,348	,368	,268
,287	,300	,396	,328	,262	,346	,369	,270
,289	,271	,401	,332	,263	,340	,373	,264
,296	,307	,403	,334	,267	,353	,376	,274
,298	,334	,404	,348	,268	,354	,377	,262
,299	,327	,406	,331	,269	,327	,379	,260
,301	,304	,408	,326	,271	,327	,383	,256
,302	,302	,412	,326	,272	,327	,390	,280
,305	,306	,413	,319	,277	,344	,392	,278
,307	,311	,415	,302	,278	,327	,393	,276
,308	,313	237,177	,382	,280	,331	,395	,268
,312	,320	,179	,401	,281	,322	,396	,297
,313	,341	,181	,389	,283	,314	,399	,293
,317	,317	,183	,399	,287	,324	,401	,280
,318	,320	,187	,372	,289	,329	,403	,270
,319	,315	,188	,375	,292	,336	,404	,282
,321	,325	,190	,380	,293	,329	,407	,278
,322	,331	,192	,385	,294	,299	,411	,263
,328	,326	,194	,391	,301	,311	,412	,276
,329	,329	,198	,362	,303	,308	,414	,250
,331	,342	,200	,360	,305	,302	,415	,273
,332	,358	,202	,378	,306	,306	,419	,294
,334	,364	,204	,380	,308	,297	,421	,301
,338	,358	,205	,378	,314	,293	,423	,313
,339	,350	,208	,364	,315	,294	,424	,278
,341	,360	,210	,374	,317	,294	,425	,289
,342	,360	,211	,378	,318	,283	,429	,292
,344	,352	,213	,356	,319	,274	,431	,308
,351	,356	,215	,353	,322	,293	,432	,326
,352	,396	,219	,362	,324	,295	,434	,297
,354	,376	,220	,360	,325	,280	,436	,258
,356	,370	,221	,360	,327	,284	,439	,290
,358	,370	,223	,347	,328	,286	,441	,280
,361	,386	,224	,357	,332	,292	,444	,280
,362	,364	,228	,359	,333	,281	,446	,300
,364	,395	,229	,375	,334	,268	,447	,300
,365	,378	,231	,362	,335	,254	,452	,323
,367	,363	,233	,362	,337	,257	,453	,306
,370	,376	,234	,348	,342	,278	,455	,310
,372	,361	,237	,345	,344	,261	,456	,278
,373	,368	,239	,356	,345	,278	,458	,294
,375	,350	,240	,366	,347	,272	,462	,284
,376	,386	,241	,346	,350	,256	,463	,304
,381	,358	,243	,348	,355	,272	,465	,314
,382	,337	,247	,358	,356	,260	,466	,299
,384	,337	,249	,340	,358	,256	,468	,297
,385	,358	,250	,362	,359	,277	,471	,294
,386	,364	,252	,362	,360	,275	,473	,301
,390	,378	,254	,337	,364	,275	,475	,287

Таблица 2 (окончание)

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
237,476	0m,296	240,275	0m,268	240,374	0m,313	241,178	0m,367
,478	,298	,276	,248	,376	,318	,180	,366
240,183	,302	,278	,262	,378	,315	,181	,389
,185	,294	,281	,271	,379	,311	,191	,394
,186	,300	,283	,263	,381	,308	,193	,398
,188	,294	,284	,250	,385	,336	,195	,392
,189	,290	,286	,266	,387	,328	,197	,387
,193	,246	,287	,260	,389	,328	,199	,404
,195	,273	,292	,242	,391	,356	,203	,370
,197	,284	,294	,264	,393	,340	,204	,362
,198	,296	,295	,256	,399	,350	,205	,380
,200	,308	,296	,258	,401	,362	,207	,376
,204	,272	,298	,260	,403	,364	,209	,364
,205	,273	,302	,264	,404	,382	,217	,384
,207	,280	,304	,268	,406	,387	,219	,387
,208	,283	,305	,256	,410	,356	,220	,384
,210	,276	,306	,258	,412	,363	,222	,374
,215	,278	,308	,271	,413	,365	,223	,401
,216	,272	,312	,278	,415	,376	,226	,378
,217	,274	,313	,299	,416	,368	,228	,396
,219	,282	,314	,291	,420	,348	,229	,384
,220	,270	,315	,266	,421	,372	,231	,392
,223	,281	,317	,262	,423	,349	,232	,377
,224	,268	,321	,284	,424	,345	,236	,379
,226	,259	,323	,284	,426	,348	,237	,379
,227	,277	,324	,283	,430	,367	,239	,393
,228	,279	,326	,276	,431	,342	,240	,402
,232	,271	,327	,273	,433	,356	,242	,374
,233	,269	,329	,262	,435	,322	,245	,398
,234	,269	,332	,290	,436	,357	,246	,388
,236	,251	,333	,296	,441	,368	,248	,374
,237	,276	,335	,298	,442	,368	,249	,361
,241	,264	,336	,302	,444	,372	,251	,372
,242	,264	,337	,290	,445	,366	,255	,381
,244	,260	,341	,289	,447	,359	,256	,362
,245	,256	,342	,298	,451	,353	,258	,378
,246	,261	,344	,315	,453	,352	,259	,387
,251	,281	,345	,296	,454	,334	,260	,343
,252	,271	,347	,284	,459	,331	,265	,349
,253	,293	,351	,306	,460	,347	,267	,349
,255	,277	,353	,328	,462	,343	,268	,369
,256	,304	,355	,330	,464	,334	,269	,344
,258	,287	,356	,320	,465	,340	,271	,341
,259	,299	,357	,318	,469	,304	,274	,372
,262	,283	,361	,315	,471	,348	,276	,356
,264	,297	,362	,314	,472	,323	,278	,348
,265	,297	,365	,330	,474	,323	,279	,344
,267	,280	,367	,332	,476	,318		
,268	,264	,368	,333	241,173	,366		
,272	,273	,372	,320	,176	,358		
,273	,263						

Таблица 3

J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
394,562	0m,397	396,554	0m,312	408,435	0m,395	416,508	0m,375
,565	,382	,556	,323	,441	,382	,510	,387
,567	,385	,558	,307	,442	,388	,513	,402
,576	,407	,560	,313	,445	,402	,515	,390
,579	,390	,565	,297	,447	,395	,520	,395
,581	,371	,567	,303	,449	,378	,522	,395
,585	,388	,569	,315	,454	,407	,524	,395
,587	,392	,571	,295	,456	,412	,525	,396
,588	,353	,573	,302	,458	,415	,527	,397
,591	,390	,577	,300	,460	,420	,533	,418
395,510	,358	,579	,322	,462	,425	,535	,405
,513	,377	,581	,307	,466	,435	,537	,390
,515	,367	,583	,305	,468	,423	,539	,415
,517	,363	,589	,317	,470	,430	,541	,383
,518	,377	,591	,300	,472	,425	,546	,405
,524	,392	,592	,310	,474	,407	,548	,405
,527	,386	,594	,310	,479	,430	,550	,410
,529	,375	397,526	,350	,481	,427	,552	,412
,531	,367	,527	,342	,483	,425	,554	,400
,533	,388	,529	,334	,486	,422	,558	,420
,537	,394	,531	,351	,488	,440	,560	,432
,539	,389	,533	,355	,492	,438	,562	,432
,541	,404	,538	,361	,494	,418	,564	,418
,543	,407	,540	,375	,497	,440	,566	,412
,546	,400	,542	,367	,499	,465	,571	,405
,552	,402	,544	,370	,501	,433	,573	,410
,554	,415	,545	,364	,508	,437	,575	,408
,556	,420	,552	,363	,509	,448	,577	,395
,558	,430	,553	,357	,511	,452	417,532	,325
395,560	,415	,555	,362	,513	,440	,534	,310
,566	,430	,556	,365	,515	,442	,536	,308
,568	,437	,558	,363	,518	,408	,538	,315
,570	,430	,563	,365	,521	,452	,540	,318
,572	,435	,565	,350	413,538	,310	,547	,317
,574	,437	,567	,360	,540	,310	,549	,327
,579	,440	,568	,368	,542	,313	,551	,330
,581	,452	,570	,380	,545	,300	,552	,335
,583	,452	,575	,387	,547	,303	,554	,328
,586	,490	,576	,360	,553	,300	,558	,320
,588	,482	,579	,380	,556	,298	,560	,330
,593	,475	,581	,412	,558	,305	,561	,308
,596	,447	,583	,375	,560	,300	,563	,330
,598	,470	,587	,377	,562	,304	,565	,332
,600	,500	,589	,390	,567	,310	420,502	,350
,606	,475	,591	,382	,570	,300	,504	,370
396,538	,330	,592	,375	,572	,293	,506	,363
,540	,315	,594	,377	,574	,305	,508	,350
,542	,307	408,426	,380	,576	,320	,510	,350
,545	,320	,429	,375	,582	,310	,515	,373
,547	,322	,431	,382	,586	,300	,517	,355
,552	,298	,433	,370	416,506	,385	,518	,365

Таблица 3 (продолжение)

J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
		427,420	0m,394	462,456	0m,376	477,400	0m,424
420,520	0m,370	,422	,390	,458	,362	,402	,374
,522	,398	,425	,415	,460	,380	,403	,401
,527	,385	,427	,416	,464	,367	,408	,374
,529	,370	,429	,417	,468	,381	,410	,368
,531	,385	,434	,414	,470	,381	,412	,406
,533	,378	,436	,426	,473	,388	,414	,404
,535	,390	,438	,418	,477	,395	,416	,424
,540	,388	,440	,400	,479	,395	,420	,430
,542	,387	,442	,408	,481	,387	,422	,410
,543	,388	,447	,424	,482	,383	,424	,406
,545	,407	,449	,414	,484	,386	,426	,446
,547	,400	,451	,412	,489	,394	,428	,440
,552	,410	,454	,428	,491	,403	485,342	,382
,554	,395	,456	,422	,495	,402	,344	,383
,556	,405	,462	,399	,495	,417	,346	,380
,558	,400	,464	,408	,497	,412	,357	,390
,560	,405	,466	,393	,501	,412	,360	,378
,565	,402	,468	,390	,503	,397	,362	,383
,566	,420	,471	,392	,505	,402	,365	,369
,568	,412	,479	,398	,507	,410	,368	,382
,570	,408	,481	,392	,508	,429	,375	,384
,501	,370	,483	,378	,513	,423	,378	,389
,503	,352	,485	,392	,516	,429	,381	,382
,504	,375	,487	,388	,517	,412	,383	,393
,506	,370	,492	,387	,519	,419	,385	,393
,508	,358	,494	,382	,521	,408	,394	,382
,514	,353	,496	,388	475,423	,476	,400	,394
,515	,350	,498	,390	,424	,483	,402	,385
,517	,370	,500	,382	,428	,459	,405	,385
,520	,365	,505	,371	,430	,466	,407	,386
,521	,372	,507	,374	,435	,453	,413	,382
,525	,360	,509	,378	,437	,462	,415	,389
,527	,360	,511	,384	,443	,450	,418	,386
,529	,350	,513	,372	,445	,453	,420	,384
,531	,362	,520	,365	,449	,411	,422	,393
,533	,370	,522	,367	,454	,428	,426	,415
,538	,370	,524	,373	,457	,430	,429	,398
,540	,373	,526	,374	,460	,410	,435	,400
,542	,372	,529	,370	,461	,437	,438	,408
,545	,368	,533	,368	,462	,424	,444	,396
,547	,362	,535	,380	,469	,406	,446	,392
,552	,357	,537	,362	,470	,396	,448	,398
,554	,358	,539	,364	,472	,387	,450	,398
,556	,370	,541	,372	,474	,394	,452	,395
,558	,388	,545	,364	,477	,396	,456	,404
,560	,378	,547	,361	,482	,398	,458	,426
,563	,378	,548	,368	,484	,375	,460	,408
,565	,368	,550	,362	,485	,396	,462	,420
,567	,378	462,452	,356	477,396	,383	,464	,401
427,413	,394	,454	,380	,398	,392	,469	,399

Таблица 3 (продолжение)

J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
485,471	0m,391	487,414	0m,386	493,421	0m,322	495,344	0m,357
,474	,407	,416	,379	,426	,327	,347	,379
,476	,414	493,300	,291	,428	,334	496,294	,399
,479	,414	,301	,288	,430	,330	,296	,412
,485	,421	,303	,287	,432	,334	,298	,388
,487	,409	,306	,290	,434	,322	,299	,436
,489	,403	,307	,277	,439	,328	,301	,369
,491	,416	,312	,286	,441	,330	,308	,416
,494	,419	,315	,301	,443	,331	,310	,428
,503	,428	,316	,297	,445	,336	,312	,421
,505	,413	,318	,309	,447	,339	,315	,419
,507	,398	,320	,299	,452	,348	,317	,419
,510	,401	,325	,305	,454	,339	,322	,444
,512	,387	,327	,309	,456	,346	,324	,429
487,312	,307	,329	,300	,458	,344	,326	,418
,315	,306	,331	,293	,461	,356	,328	,480
,317	,327	,333	,308	,465	,376	,331	,438
,319	,302	,337	,298	,467	,386	,336	,497
,321	,306	,340	,298	,469	,381	,338	,452
,325	,296	,342	,302	,471	,385	,340	,456
,327	,329	,345	,307	,474	,386	,342	,494
,329	,318	,347	,306	,481	,394	,344	,465
,331	,324	,353	,318	,483	,396	,349	,462
,333	,328	,355	,298	,485	,396	,351	,468
,341	,320	,357	,298	,487	,400	,353	,484
,343	,322	,359	,306	,488	,397	,356	,462
,345	,334	,361	,295	,494	,416	,358	,452
,347	,328	,365	,300	,496	,416	,363	,466
,349	,330	,367	,302	,498	,418	,365	,466
,353	,327	,369	,300	,500	,417	,367	,468
,355	,339	,371	,294	,502	,419	500,286	,366
,357	,347	,373	,292	,510	,423	,288	,365
,359	,352	,377	,284	,512	,433	,290	,357
,361	,345	,379	,286	,514	,436	,292	,346
,370	,356	,381	,298	,516	,440	,294	,347
,372	,350	,383	,294	,518	,434	,301	,343
,374	,346	,385	,290	,523	,442	,303	,350
,377	,356	,389	,284	,525	,453	,306	,345
,379	,356	,391	,302	,527	,450	,308	,308
,383	,366	,393	,298	,529	,445	,310	,300
,385	,368	,394	,292	,531	,456	,315	,348
,388	,364	,396	,292	495,319	,367	,318	,374
,390	,364	,401	,292	,321	,358	,320	,343
,392	,378	,403	,298	,324	,343	,324	,348
,399	,360	,406	,298	,326	,335	,326	,354
,402	,401	,408	,313	,328	,338	,333	,380
,404	,352	,410	,309	,333	,342	,335	,352
,406	,420	,415	,319	,335	,346	,337	,392
,408	,389	,417	,312	,337	,348	,340	,392
,410	,398	,419	,320	,339	,356	,342	,383
,412	,403	,420	,309	,341	,354	514,280	,294

Таблица 3 (продолжение)

J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
514,283	0m,286	514,434	0m,377	518,353	0m,331	519,301	0m,376
,286	,270	,436	,384	,356	,328	,303	,388
,287	,281	,439	,383	,358	,329	,308	,386
,290	,284	,442	,378	,363	,320	,311	,384
,296	,304	,448	,380	,366	,335	,312	,390
,303	,292	,450	,384	,369	,326	,315	,395
,305	,290	,452	,383	,371	,315	,317	,402
,307	,268	,454	,375	,373	,329	,323	,425
,312	,297	,456	,387	,378	,333	,325	,425
,314	,291	,461	,396	,381	,324	,328	,422
,316	,326	,463	,395	,383	,333	,330	,423
,318	,303	,465	,394	,385	,338	,333	,435
,321	,303	,467	,398	,387	,334	,337	,439
,326	,312	,469	,399	,392	,339	,340	,440
,328	,307	,475	,410	,394	,328	,342	,437
,331	,310	,477	,419	,397	,348	,344	,446
,333	,313	,479	,410	,399	,326	,346	,454
,335	,335	,481	,406	,401	,326	,351	,462
,336	,334	,483	,404	,408	,346	,353	,450
,342	,318	,490	,414	,410	,348	,354	,448
,344	,321	,492	,416	,413	,344	,356	,444
,346	,310	,494	,408	,415	,348	,369	,454
,349	,320	,496	,413	,417	,340	,372	,445
,351	,327	,499	,416	,424	,351	,374	,459
,356	,312	,506	,425	,426	,345	,376	,449
,358	,324	,508	,422	,428	,346	,379	,444
,360	,318	,510	,422	,430	,354	,384	,445
,362	,338	,512	,418	,432	,354	,387	,445
,365	,342	,514	,428	,437	,346	,390	,445
,371	,344	,525	,428	,440	,340	,392	,457
,374	,334	,528	,416	,442	,359	,396	,454
,377	,351	,531	,427	,444	,357	,399	,434
,379	,349	,533	,418	,447	,356	,406	,426
,381	,351	,535	,415	,453	,359	,408	,421
,383	,328	518,306	,319	,455	,364	,410	,422
,388	,356	,308	,333	,458	,365	,412	,416
,390	,364	,310	,333	,460	,360	,414	,418
,392	,358	,312	,338	,462	,356	,419	,408
,394	,360	,314	,350	,470	,362	,421	,407
,397	,359	,319	,334	,473	,367	,423	,406
,403	,353	,321	,324	,476	,363	,432	,410
,406	,368	,324	,326	,478	,364	,450	,367
,408	,365	,326	,335	,479	,366	,453	,370
,410	,365	,328	,337	,481	,369	,456	,361
,412	,363	,335	,322	519,281	,356	,458	,384
,418	,370	,337	,333	,284	,358	521,337	,345
,421	,371	,339	,332	,286	,359	,340	,348
,423	,375	,342	,332	,289	,396	,342	,356
,425	,370	,344	,318	,294	,382	,344	,360
,427	,369	,349	,329	,297	,377	,347	,358
,432	,365	,351	,322	,299	,375	,351	,359

Таблица 3 (продолжение)

J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
521,353	0m,354	521,499	0m,322	523,438	0m,361	525,302	0m,348
,356	,339	,500	,330	,443	,372	,304	,334
,358	,365	,501	,336	,445	,364	,306	,332
,360	,353	,503	,338	,447	,352	,308	,345
,365	,346	,509	,330	,449	,352	,313	,340
,367	,361	,511	,329	,451	,349	,315	,320
,369	,363	,513	,338	,457	,336	,318	,343
,371	,370	,515	,325	,460	,335	,320	,342
,374	,360	,517	,321	,462	,332	,322	,358
,379	,382	,524	,332	,464	,341	,329	,352
,383	,385	,526	,331	,466	,331	,331	,360
,385	,391	,529	,329	,472	,326	,333	,348
,387	,386	,531	,334	,475	,329	,336	,360
,389	,398	,533	,323	,477	,324	,338	,352
,394	,378	,539	,336	,479	,316	,343	,336
,396	,379	,541	,322	,481	,322	,345	,364
,398	,376	,543	,342	,486	,322	,348	,349
,400	,376	,545	,341	,488	,312	,350	,366
,402	,371	,548	,344	,490	,308	,352	,374
,405	,370	523,334	,390	,492	,293	,357	,384
,410	,372	,337	,395	,494	,311	,359	,377
,412	,364	,339	,372	,502	,310	,361	,381
,414	,368	,341	,381	,504	,295	,364	,398
,417	,382	,343	,380	,506	,297	,366	,398
,419	,369	,345	,386	,508	,295	,371	,387
,424	,363	,330	,394	,510	,289	,373	,379
,426	,358	,352	,373	,516	,286	,375	,404
,428	,352	,354	,408	,518	,286	,377	,390
,431	,360	,357	,399	,520	,279	,379	,401
,433	,360	,359	,394	,522	,281	,384	,388
,439	,357	,365	,413	,524	,280	,387	,398
,441	,360	,367	,413	,530	,291	,389	,406
,443	,349	,369	,383	,532	,286	,391	,394
,445	,353	,371	,386	,534	,264	,394	,403
,447	,354	,373	,410	,536	,281	,399	,379
,453	,345	,379	,418	,538	,275	,401	,404
,455	,349	,382	,410	,543	,264	,403	,398
,457	,353	,401	,397	,545	,275	,405	,387
,458	,349	,404	,412	,548	,263	,407	,396
,461	,346	,407	,414	525,272	,306	,414	,404
,467	,336	,409	,400	,273	,329	,416	,398
,469	,331	,411	,404	,275	,326	,418	,392
,471	,334	,417	,407	,277	,327	,420	,400
,474	,339	,420	,383	,280	,322	,422	,408
,476	,334	,421	,378	,282	,311	,429	,394
,481	,344	,423	,406	,286	,319	,432	,395
,483	,332	,425	,384	,288	,328	,434	,390
,485	,333	,430	,384	,291	,318	,436	,405
,488	,328	,432	,385	,293	,320	,438	,399
,491	,330	,434	,384	,295	,320	,448	,407
,497	,330	,436	,366	,300	,334	,450	,394

Таблица 3 (окончание)

J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm	J. D.⊙	Δm
2441...		2441...		2441...		2441...	
525,452	0m,394	526,316	0m,298	526,459	0m,293	527,386	0m,364
,455	,388	,318	,298	,466	,288	,388	,351
,457	,387	,322	,297	,468	,295	,391	,354
,463	,390	,325	,295	,470	,291	,395	,362
,466	,380	,327	,293	,475	,296	,398	,368
,468	,376	,329	,291	,477	,296	,400	,364
,470	,378	,331	,280	,483	,304	,402	,367
,472	,372	,336	,293	,486	,301	,404	,353
,477	,376	,338	,300	527,264	,320	,414	,368
,480	,370	,341	,284	,266	,316	,417	,360
,482	,370	,343	,284	,268	,336	,419	,354
,484	,368	,345	,286	,271	,317	,422	,366
,486	,366	,350	,278	,272	,322	,425	,368
,492	,364	,352	,282	,279	,335	,430	,371
,494	,356	,354	,294	,282	,318	,432	,354
,496	,354	,356	,292	,284	,320	,434	,366
,498	,355	,358	,286	,286	,315	,462	,332
,500	,364	,364	,302	,289	,333	,464	,345
,505	,358	,368	,285	,295	,333	,466	,346
,507	,358	,372	,275	,296	,338	,468	,346
,509	,356	,374	,282	,300	,325	,470	,352
,511	,360	,376	,294	,302	,324	,475	,339
,514	,355	,381	,280	,304	,312	,477	,342
,520	,346	,383	,275	,309	,331	,479	,350
,522	,346	,385	,287	,311	,324	,482	,349
,525	,356	,387	,273	,313	,332	,484	,348
,527	,346	,389	,282	,315	,329	,489	,344
,529	,356	,395	,272	,318	,322	,491	,342
,535	,324	,397	,305	,323	,341	,493	,338
,537	,333	,399	,285	,325	,329	,495	,336
,540	,331	,401	,275	,327	,331	,498	,330
,543	,325	,403	,277	,329	,324	,502	,345
,545	,325	,408	,290	,332	,335	,504	,340
526,267	,329	,410	,286	,337	,335	,507	,328
,270	,320	,412	,287	,339	,338	,509	,336
,273	,330	,414	,287	,341	,341	,511	,336
,275	,340	,418	,276	,343	,334	,516	,326
,277	,328	,422	,298	,345	,338	,518	,322
,283	,319	,425	,290	,350	,335	,520	,338
,285	,325	,427	,282	,352	,331	,522	,333
,287	,337	,429	,288	,355	,349	,524	,338
,289	,331	,432	,295	,357	,348	,530	,314
,291	,319	,438	,284	,359	,344	,532	,324
,296	,325	,439	,288	,362	,356	,534	,324
,298	,294	,441	,286	,367	,349	,536	,310
,300	,286	,443	,288	,369	,348	,538	,318
,302	,289	,445	,290	,371	,357	,544	,327
,304	,296	,450	,292	,374	,352	,547	,324
,309	,290	,452	,295	,376	,351	,550	,316
,311	,294	,454	,289	,381	,354	,552	,318
,313	,281	,457	,294	,384	,355	,554	,309

Примечание. Наблюдения в интервале J. D.⊙ 2441394 — J.D.⊙ 2441426 выполнены Э. А. Витриченко.

Таблица 4

Минимум J.D.⊙	E	Наблюдатель	$(O-C)_1$	$(O-C)_2$
2436402,880	−4628,0	Линдс	−0ᵈ,001	−0ᵈ,036
403,698	−4627,0		−0,010	−0,048
404,895	−4626,5		−0,002	−0,036
779,808	−4161,5		−0,008	+0,087
40124,657	−10,0	Джонстон	−0,00	+0,055
134,741	+0,0		+0,006	+0,016
174,660	+49,5		+0,014	+0,028
183,513	+60,5		−0,002	+0,013
208,493	+91,5		+0,017	+0,001
41218,252	+1343,0	Рачковская	−0,119	0,000
220,274	+1346,5		−0,114	+0,006
222,289	+1349,0		−0,114	+0,006
236,362	+1366,5		−0,151	−0,030
240,419	+1371,5		−0,125	−0,004
416,562	+1589,0		−0,153	−0,015
485,491	+1675,0		−0,161	−0,015
514,520	+1711,5		−0,159	−0,009
519,366	+1717,5		−0,150	−0,001
525,416	+1725,0		−0,147	+0,003
527,411	+1727,5		−0,168	−0,018

2. Обсуждение кривой блеска

Изменение амплитуды блеска. На рис. 2 и 3 построены кривые изменения блеска EM Cep по отношению к звезде сравнения в разные ночи наблюдений 1971—1972 гг. Каждая кривая есть средняя, проведенная по индивидуальным моментам регистрации блеска в данную ночь (см. табл. 2). Из этих рисунков ясно, что в отдельные ночи заметно уменьшается амплитуда колебания блеска (средняя квадратическая ошибка одного наблюдения составляет $\sigma = 0^m,012$ в 1971 г. и $\sigma = 0^m,010$ в 1972 г.). В этом отношении характерны ночи с 19 по 28. VII 1972 г. Так, например, 19.VII

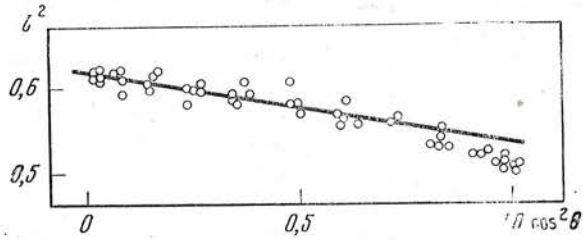


Рис. 1. Зависимость блеска l от фазового угла θ по наблюдениям 1971 г.

блеск в максимуме после главного минимума составлял $0^m,325$, после этого наблюдался очень пологий спад к минимуму. 20.VII амплитуда колебаний блеска, видимо, увеличивается и мы наблюдаем очень глубокий, острый вторичный минимум, примерно равный $0^m,450$. 22.VII на кривой блеска наблюдается снова мелкий главный минимум, когда блеск равен $0^m,380$, и затем в максимуме понижается до $0^m,330$. По наблюдениям 22.VII можно с уверенностью сказать, что амплитуда колебаний вместо нормальной $0^m,10$ уменьшается до $0^m,05$. 24.VII амплитуда колебаний увеличивается, и 26.VII колебания сохраняются большими. Но 27.VII и особенно 28.VII наступает резкое уменьшение амплитуды колебаний, и она составляет

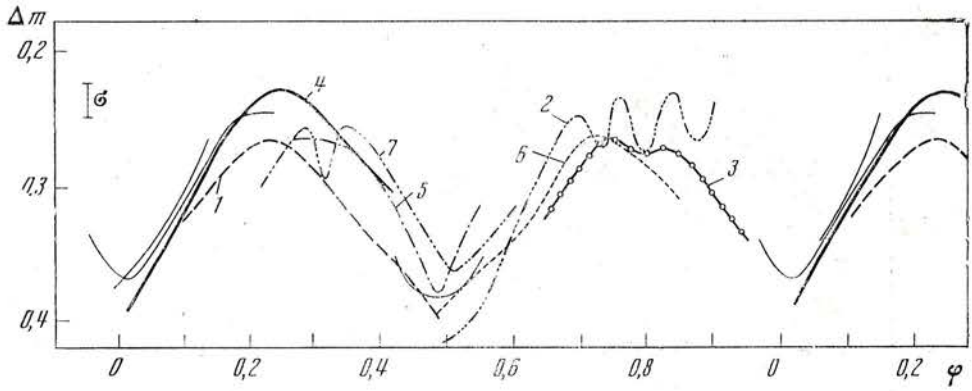


Рис. 2. Кривая блеска EM Cep в 1971 г.

1—11.IX; *2*—25.IX; *3*—30.IX; *4*—10.X; *5*—11.X; *6*—12.X; *7*—15.X. Наблюдения 17, 23.IX и 16.X представлены сплошными тонкими линиями

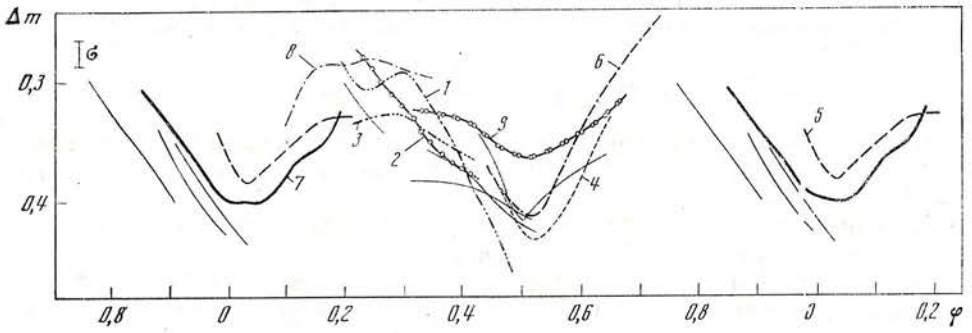


Рис. 3. Кривая блеска EM Cep в 1972 г.

1—24.VI; *2*—15.VII; *3*—19.VII; *4*—20.VII; *5*—22.VII; *6*—24.VII; *7*—26.VII; *8*—27.VII; *9*—28.VII. Наблюдения в остальные даты представлены сплошными тонкими линиями

лишь $0^m.03$ в последнюю из указанных ночей. На основании этой группы наблюдений можно сделать вывод, что на протяжении 10 дней у EM Cep нормальная амплитуда колебания $0^m.10$—$0^m.12$ трижды уменьшалась до величины $0^m.05$—$0^m.03$. Такое уменьшение могло сохраняться до двух суток.

Из наших наблюдений следует, что понятия главного и вторичного минимумов у EM Cep совершенно условны,— все зависит от наблюдательного материала, по которому построена кривая блеска.

Быстрые колебания блеска. При внимательном рассмотрении рис. 2 и 3 можно обратить внимание на то, что в отдельные ночи кривые искажены быстрыми колебаниями, причем они происходят не только в момент максимального блеска звезды, но и на ветвях кривой, соответствующих падению и подъему яркости. Это видно, например, в ночи 25.IX, 30.IX, 15.X 1971 г. и 24.VI 1972 г. На рис. 4 нанесены индивидуальные оценки блеска (мелкие точки) в зависимости от фазы φ, сделанные 25.IX 1971 г. Большие точки представляют собой средние, полученные по отдельным наблюдениям через интервал $\varphi = 0^p.02$. На рис. 4 внизу в том же масштабе кружками нанесены наблюдения контрольной звезды по отношению к звезде сравнения, выполненные в тот же промежуток времени, когда наблюдалась и переменная звезда. Вертикальной чертой показана утроенная средняя квадратическая ошибка отдельного измерения контрольной звезды.

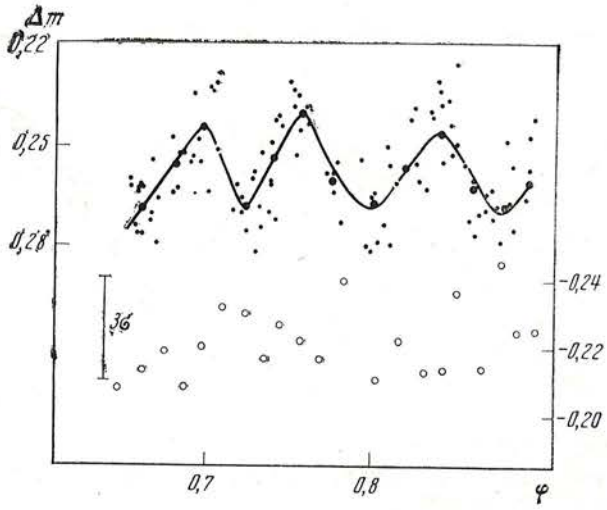


Рис. 4. Быстрые колебания блеска EM Cep 25.IX 1971 г.

Из рис. 4 видно, что величина быстрых колебаний EM Cep находится в пределах точности измерений, тем не менее, вероятно, можно предполагать, что они существуют и имеют квазипериоды $1^h,2$—$1^h,5$.

3. Обсуждение результатов

1. Подтверждены предполагаемые Линдсом и Джонстоном колебания амплитуды блеска EM Cep и определен диапазон этих колебаний. Он равен $0^m,10$—$0^m,05$.

2. Можно предполагать, согласно нашим наблюдениям, что у EM Cep существуют быстрые колебания блеска.

Итак, результаты фотоэлектрических и спектральных наблюдений EM Cep весьма противоречивы. С одной стороны, кривая блеска как будто показывает эффект небольшого затмения и такую форму, что можно предполагать, что EM Cep является контактной системой, состоящей из двух компонентов одинакового блеска. С другой стороны, спектральные наблюдения не показывают присутствия линий вторичного компонента [3]. Кроме того, не обнаружено заметного изменения лучевой скорости с фазой. Об этом свидетельствуют данные [6], где приводится лучевая скорость EM Cep, измеренная по девяти спектрограммам. Результаты измерений следующие: $v_r = -26{,}2$ *км/сек* (четыре спектрограммы), $v_r = -22{,}6$ *км/сек* (две спектрограммы), $v_r = -27$ *км/сек* (три спектрограммы). Среднее значение из всех измерений $v_r = -25{,}7$ *км/сек*.

Лучевая скорость была измерена также нами по шести спектрограммам, соответствующим разным фазам изменения блеска EM Cep. Результаты измерений дали следующие значения v_r: —30, —38, —43, —31, —42 и —29 *км/сек*. Средняя $\bar{v}_r = -37$ *км/сек*. Средняя квадратическая ошибка каждого определения составляет $\sigma = \pm 6$ *км/сек*.

Следует отметить, что спектральные линии EM Cep сильно расширены из-за вращения звезды, поэтому точность измерений v_r низкая. Однако можно сделать вывод, что изменение у EM Cep с фазой не превышает 20 *км/сек*.

Можно думать, что изменение лучевой скорости мы не наблюдали потому, что скорость орбитального движения звезды значительно меньше скорости вращения, которая, по нашим оценкам [3], равна $v \sin i = 190$ *км/сек*. Предположив, что массы компонентов одинаковы, и определив массу по спектральному классу, на основании третьего закона Кеплера мы вычислили радиус орбиты EM Cep и затем определили скорость орбитального вращения звезды. Она оказалась равной $v_{орб} = 400$ *км/сек*.

Как уже упоминалось, согласно кривой блеска компоненты EM Cep

являются звездами одинаковой яркости и спектрального класса, следовательно, эквивалентные ширины спектральных линий компонентов EM Cep также должны быть близки по величине. И при скорости вращения $v \sin i = 190$ *км/сек* и $v_{орб} = 400$ *км/сек* у EM Cep в моменты элонгации должны наблюдаться две системы спектральных линий, принадлежащих разным компонентам, а также изменение лучевой скорости с фазой. Поскольку наблюдения спектров такого факта не показывают, возникает сомнение в том, что EM Cep — затменная система.

Можно предполагать, что EM Cep является звездой типа β Cep. В пользу этого говорит ее положение на диаграмме Герцшпрунга — Рессела, амплитуда изменения блеска, продолжительность основного периода (у EM Cep он равен $0^d,4$, если считать EM Cep звездой этого типа), наличие двух или трех периодов изменения блеска (хотя пока установлен только один период, но можно согласно кривой блеска предполагать, что существует периодичность колебания амплитуды блеска) [7]. Как известно [7], одной из основных характеристик звезд типа β Cep «является кривая лучевой скорости, период изменения которой заключен у разных звезд в пределах от 3 до 14,6 *час*, а амплитуда — от 5 до 150 *км/сек* и более». Исходя из результатов измерения лучевой скорости EM Cep (см. выше) и учитывая точность определения v_r, можно предполагать, что у EM Cep существует небольшая амплитуда изменения лучевой скорости. Против причисления EM Cep к звездам типа β Cep может говорить тот факт, что у нее не наблюдается изменения ширины спектральных линий с фазой, хотя для решения этого вопроса мы пока не располагаем достаточным материалом наблюдений.

В качестве третьей гипотезы для объяснения нестационарности у EM Cep можно предположить, что на ее поверхности имеется пятно (или пятна) — образование с более низкой температурой, чем поверхность звезды. Вследствие вращения звезды положение этого пятна относительно наблюдателя меняется, т. е. меняется вклад пятна в общий блеск EM Cep, что может быть причиной изменения блеска, которое мы наблюдаем у EM Cep.

Чтобы подвести основу под наши рассуждения, выполним некоторые вычисления, а именно, определим период вращения вокруг своей оси EM Cep исходя из того, что истинная скорость осевого вращения $v_{ист}$ равна наблюденной $v_{ист} = v_{набл} = 190$ *км/сек* (т. е. луч зрения перпендикулярен оси вращения) и радиус EM Cep равен $R = 7{,}6R_\odot$ согласно спектральному классу. Оказалось, что при таких условиях период вращения равен двум дням $P = 2^d$. Но наблюдения показывают, что период изменения блеска EM Cep равен $0^d,8$ или $0^d,4$ [1]. По-видимому, угол i значительно меньше 90°. Решая обратную задачу, т. е. задаваясь значением периода, мы определили: $i = 23°$ для $P = 0^d,8$ и $i = 29°$ для $P = 0^d,4$. В первом случае экваториальная скорость вращения будет равна 480 *км/сек*, во втором — 960 *км/сек*. Второй вариант не проходит, так как такие большие скорости осевого вращения не наблюдаются. Если допустить первый вариант ($P = 0^d,8$ и $i = 23°$), то, чтобы увязать его с наблюдениями, нужно предположить существование на поверхности EM Cep двух пятен, расположенных строго диаметрально. Это маловероятный случай, поэтому гипотеза существования пятен на поверхности EM Cep для объяснения изменения блеска звезды не убедительна.

Таким образом, как показывают результаты наблюдений EM Cep и наши рассуждения, самым подходящим объяснением нестационарных явлений в EM Cep является причисление этой звезды к типу β Cep. Однако, чтобы окончательно решить вопрос о природе EM Cep, необходимо продолжить наблюдения этой звезды и спектрально и фотоэлектрически. Причем спектральные наблюдения нужно проводить так, чтобы сводить до минимума продолжительность экспозиции. Это даст возможность выявить быстрые изменения в спектре EM Cep, если они существуют.

В заключение приношу благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение результатов, Н. М. Шаховскому за советы при выполнении наблюдений и их обработке, а также Г. Н. Шараповой за помощь в обработке материала наблюдений.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *C. R. Lynds.* Astrophys. J., 1959, **130**, 577.
2. *K. Johnston.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1970, 82, 1093.
3. *Т. М. Рачковская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 35.
4. *V. M. Blanco* et al. Publ. United States Naval Obs. Second series. Washington, 1968, **21**.
5. *Т. С. Белякина, П. Ф. Чугайнов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 257.
6. *R. E. Wilson.* 1953 General Catalogue of Stellar Radial Velocities. Washington.
7. *О. А. Мельников, В. С. Попов.* Пульсирующие звезды. М., «Наука», 1970, стр. 282.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

СПЕКТР ЦЕФЕИДЫ ζ Gem В ОБЛАСТИ λλ10580—11020 Å

Г. И. Шанин, А. Г. Щербаков

С помощью однокаскадного ЭОП на 50″ телескопе Крымской астрофизической обсерватории получены спектрограммы с дисперсией 48 Å/*мм* цефеиды ζ Gem. В области длин волн 10580—11020 Å в спектре цефеиды отождествлены линии Si I, C I, Fe I, Mg I, Sr II, H и He I.

Линия поглощения He I λ 10830 Å меняет свою интенсивность с фазой. Ее эквивалентная ширина в максимуме блеска ζ Gem не превышает 700 *м*Å.

THE SPECTRUM OF ζ GEMINORUM CEPHEID IN λλ 10580—11020 Å REGION, by *G. I. Shanin, A. G. Scherbakov.* Spectroscopic observations in the region λλ 10580—11020 Å of ζ Gem cepheid are presented. The observations consist of eight image-tube spectrograms, with 48 Å/mm dispersion, taken with spectrograph of the 50″ telescope. Numerous certain atomic line identifications and central line intensities of H, Si I, C I, Fe I, Mg I, Sr II, He I, are given for five phases. The λ 10830 Å line of neutral helium appears in absorption and shows the variation with phase. The light maximum equivalent width of helium line is equal or less than 700 mÅ.

Ближняя инфракрасная область дает возможность изучать линии химических элементов, которые плохо представлены в оптической области спектра. Так, например, у поздних звезд в диапазоне между λ10580 и λ11020 Å наблюдаются многочисленные линии нейтрального кремния, входящие в ряд мультиплетов. Измерение эквивалентных ширин линий по спектрам высокого разрешения и знание сил осцилляторов для соответствующих переходов могли бы привести к надежному определению содержания кремния в цефеидах.

Кроме того, в этой области находится интересная линия нейтрального гелия λ 10830 Å. Теория автоколебаний цефеид, развитая Жевакиным [1], основана на эффективности действия зоны критической двукратной ионизации гелия, которая зависит не только от строения оболочки звезды, но также и от содержания гелия. Содержание гелия, необходимое для пульсаций цефеид, согласно теоретическим расчетам заключено в пределах от 7 до 15% по числу атомов (по отношению к водороду).

Из-за высокого потенциала ионизации гелия и относительно низких температур цефеид пока не удалось установить его количество в атмосферах этих звезд непосредственным анализом по кривым роста. В настоящее время имеется единственная, весьма приближенная оценка содержания гелия, полученная Валлерштейном [2] по эмиссионной линии λ5876, обнаруженной на двух спектрограммах цефеиды II типа населения W Vir. Предполагая, что выполняется термодинамическое равновесие, Валлерштейн пришел к выводу, что отношение водорода к гелию у W Vir находится в пределах от 3 до 10 по числу атомов. Для классических цефеид (население I) подобных оценок пока не существует.

Линия поглощения He I λ10830 Å возникает при переходах атома из состояния 2^3S в состояние 2^3P. Уровень 2^3S является метастабильным, по-

этому его населенность сильно зависит от физических условий. Если атом гелия оказался в метастабильном состоянии, в условиях звездных атмосфер он не успевает перейти вниз в состояние 1^1S с излучением кванта запрещенной линии. Гораздо чаще он переходит вверх при поглощении излучения, а так как разность энергий возбуждения уровня 2^3S и ближайшего к нему уровня 2^3P составляет всего 1,14 *эв*, то в условиях атмосфер цефеид с относительно низкими температурами линия λ10830 Å должна быть наиболее интенсивной среди всех линий поглощения, возникающих с уровня 2^3S.

Далее, для накопления атомов в метастабильном состоянии необходима относительно низкая плотность материи. Это условие в гораздо большей степени выполняется в протяженных атмосферах сверхгигантов, чем у звезд главной последовательности. Вауган и Зирин [3], наблюдавшие линию He I λ10830 Å у звезд поздних типов, отмечают, что она действительно показывает некоторый статистический рост эквивалентной ширины с увеличением светимости звезды.

Классические цефеиды являются сверхгигантами спектральных классов F5—G5. Приведенные выше рассуждения, а также факт обнаружения линии He I λ10830 Å у поздних звезд указывают на возможность существования этой линии заметной интенсивности в спектрах классических цефеид.

ζ Geminorum является классической цефеидой с периодом 10,15 дня и симметричной кривой блеска. При изменении визуальной величины V от $3^m.68$ до $4^m.16$ ее спектральный класс меняется в пределах F7—G3. Класс светимости Ib. Многоцветная фотометрия этой звезды проведена недавно Келсаллом [4]. Наиболее полные спектроскопические исследования в оптической области с дисперсией 2,8 Å/*мм* выполнены Капуто [5]. Лучевые скорости ζ Gem измерялись Адамсом и Джоем [6].

1. Наблюдения

Наблюдения ζ Gem проводились с фотоконтактным однокаскадным преобразователем изображения типа ФКТ-1А, установленным на спектрографе АСП-11 50″ телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Аппаратура и методика наблюдений подробно описаны в [7, 8]. Всего получено восемь спектрограмм ζ Gem с дисперсией 48 Å/*мм* и три спектрограммы звезды ζ Aur [G 5 III]. Данные наблюдений ζ Gem помещены в табл. 1.

Лабораторным спектром сравнения служил спектр лампы с полым катодом (Ne + Fe). Спектральное разрешение наших спектрограмм, полученное по измерениям полуширины инструментальных профилей линий неона в спектре сравнения, составляло 2,5—3 Å. Все спектры измерялись на микрофотометре в прямых интенсивностях, разработанном в Крымской астрофизической обсерватории.

Таблица 1

Номер спектрограммы	Дата, декабрь 1973 г.	Фаза	Экспозиция	sec z	Влажность, %
669	19	0,648	16^m30^s	1,11	93
677	20	0,747	11 00	1,10	85
678	20	0,748	16 00	1,10	85
686	21	0,852	12 20	1,16	100
695	23	0,046	10 20	1,13	95
696	23	0,047	14 50	1,13	95
711	25	0,253	12 35	1,54	87
712	25	0,254	12 20	1,54	87

2. Результаты наблюдений

Отождествление спектральных линий. Длины волн спектральных линий определялись измерением спектрограмм на компараторе ИЗА-2 по отношению к линиям неона в спектре сравнения. Для отождествления использовались длины волн спектральных линий из таблиц Мур [9], а также каталог и фотометрический атлас солнечного спектра в области λλ 7498—12016 Å [10, 11]. При отождествлении линий принимались во внимание потенциалы возбуждения соответствующих атомных уровней, потенциалы ионизации и относительные интенсивности линий внутри мультиплетов. Кроме того, изменения центральных интенсивностей линий с фазой сопоставлялись с изменениями температуры возбуждения ζ Gem, полученной Капуто [5] (рис. 1).

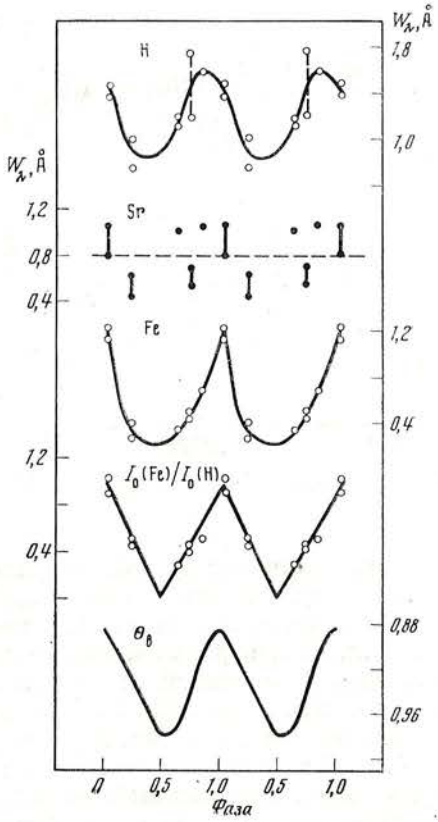


Рис. 1. Кривые изменения с фазой W_λ водородной линии P6 (λ10938 Å) и линий Sr II (λ10915 Å) и Fe I (λ10926 Å)

Кривая I_{0Fe}/I_{0H} показывает изменение с фазой отношения центральных интенсивностей указанных линий. Θ_b — кривая изменения температуры возбуждения по [5]

В наиболее трудных случаях вычислялись эквивалентные ширины линий. Например, линия Sr II λ 10914,88 Å совпадает по длине волны с линией Mg II λ 10914,2 Å. Потенциалы ионизации Sr I и Mg I равны 5,67 и 7,61 *эв*. Таким образом, при температуре 5000—6000° K в атмосфере ζ Gem должны присутствовать ионы обоих элементов. Однако если за появление линии 10914 Å ответствен ион магния, то, поскольку потенциал возбуждения соответствующего уровня Mg II равен 8,83 *эв*, т. е. довольно высок, изменение эквивалентной ширины этой линии в течение периода должно представлять собой плавную кривую с максимумом при наибольшем блеске звезды.

На рис. 1 [1] показано изменение с фазой эквивалентной ширины линии 10914 Å, полученной из наблюдений. Изменения таковы, что плавную кривую (как это, например, получается для линии Fe I λ 10925,8 Å) провести не удается. Однако такое поведение этой линии легко объяснить, если принять во внимание, что потенциал возбуждения уровня 4^2D линии Sr II λ 10914,88 Å равен 1,80 *эв*. При температуре возбуждения 5150° K [5], соответствующей минимуму блеска цефеиды, большинство ионов стронция находится в состоянии 4^2D. При возрастании температуры ионы переходят в состояния более высокого возбуждения и интенсивность линии должна падать; однако, при этом растет общее число ионов стронция в атмосфере ζ Gem, что должно приводить к росту интенсивности линии λ10914 Å. В сумме оба встречных фактора могут привести к наблюдаемой картине (рис. 1). Поэтому при отождествлении линии λ 10914 Å предпочтение было отдано нами Sr II.

На рис. 2 и в табл. 2 приведены результаты отождествления линий в спектре ζ Gem в области λλ10580—11020 Å. В таблице приводятся сле-

[1] Для наглядности на рис. 1 и 5 изменения величин внутри одного и того же периода показаны дважды.

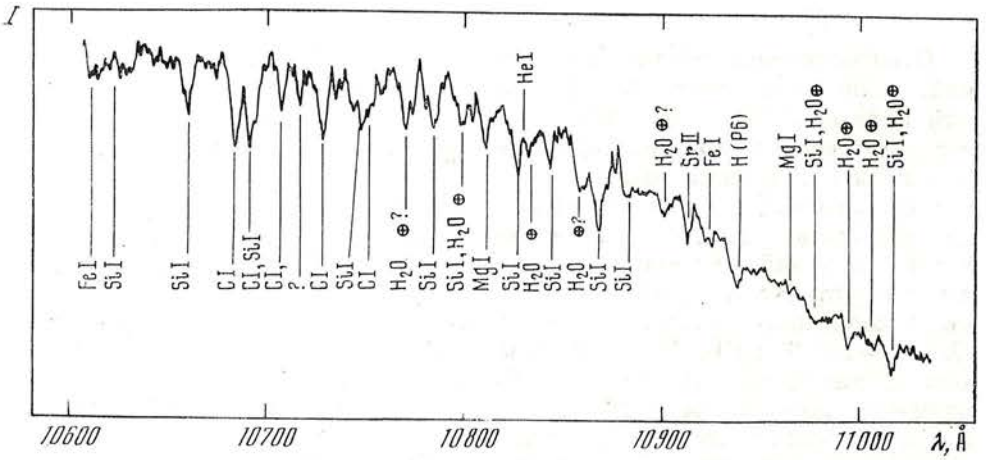


Рис. 2. Спектр ζ Gem в области λλ10600—11020 Å при фазе 0,75

дующие величины: 1) лабораторная длина волны, 2) химический элемент, 3) номер мультиплета, 4) потенциал возбуждения нижнего уровня перехода, 5—9) центральные интенсивности спектральных линий для пяти фаз в единицах центральной интенсивности линии Si I λ10827,09 Å. Ошибки приводимых значений интенсивности линий, определенные по разбросу их значений, полученных по разным спектрам, составляют 10—15%.

Анализ табл. 2 и рис. 2 приводит к следующим выводам.

1. Спектр поглощения ζ Gem в области λλ10580—11020 Å в основном представлен линиями нейтрального кремния и углерода. Причем линии кремния, попадающие в эту область, принадлежат девяти мультиплетам, а мультиплет Si I № 5 и мультиплет C I № 1 представлены в данной спектральной области полностью.

2. При достаточно хорошем спектральном разрешении такое обилие линий кремния могло бы явиться хорошей базой для построения кривой роста. Однако при дисперсии 48 Å/*мм* почти все наблюдаемые линии входят в бленды, состоящие, как правило, из двух-трех линий. Это хорошо видно в табл. 2, в которой объединены все линии, входящие в бленды.

3. Линии Ti I, входящие во многие бленды, по-видимому, не вносят в них большого вклада, так как линия Ti I λ10677,04 Å, свободная от бленд и довольно сильная в мультиплете, не особенно заметна в спектре ζ Gem.

4. Сравнение относительных интенсивностей линий для различных фаз показывает, что общий вид спектра поглощения звезды в разные фазы периода меняется не особенно сильно. Это связано, по-видимому, с тем, что в данной спектральной области почти все наблюдаемые линии имеют нижние уровни с примерно одинаковыми потенциалами возбуждения (в пределах 4—8 *эв*), и поэтому изменения температуры возбуждения в течение цикла переменности звезды отражаются примерно одинаковым образом на всех линиях. Наиболее характерной деталью спектра ζ Gem для всех фаз являются две бленды у λ10700 Å.

Линия He I λ 10830 Å. Наблюдать линию нейтрального гелия λ10830 Å у звезд поздних типов довольно трудно по той причине, что в спектрах этих звезд с коротковолновой стороны присутствует сильная линия Si I λ10827,09 Å. Кроме того, рядом находятся две теллурические линии поглощения H_2O λ10832,12 Å и λ10834,02 Å. Для иллюстрации на рис. 3 показана область линии гелия в спектре солнечного факела, полученная с большим спектральным разрешением. Точками отмечена линия He I λ10830 Å в спектре солнечного диска.

К сожалению, при дисперсии 48 Å/*мм* спектральное разрешение наших спектрограмм составляло, как уже отмечалось, 2,5—3 Å. При таком

Таблица 2

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Номер мультиплета	χ_{1k}, эв	Фаза 0,05	0,25	0,65	0,75	0,85
10582,66	Si I	84	6,20					
10584,66	Ti I	31	0,82		0,89			0,90
10585,12	Si I	6	4,93					
10603,38	Si I	5	4,91					
10607,78	Ti I	31	0,84		0,72	0,73	0,41	0,95
10616,75	Fe I	579	3,25		0,67	0,47	0,41	0,30
10660,98	Si I	5	4,90	0,68				
10661,61	Ti I	31	0,81		0,67	0,80	0,82	0,75
10677,04	Ti I	31	0,83	0,00	0,28	0,47	0,18	0,10
10683,18	C I	1	7,45	1,41				
10685,44	C I	1	7,45		1,28	1,73?	1,23	1,45
10689,52	Si I	53	5,93					
10691,36	C I	1	7,46	1,41	1,39	1,73?	1,23	1,40
10694,14	Si I	53	5,94					
10707,44	C I	1	7,45	0,45	0,83	1,06	0,65	0,95
10717	?			0,32		0,33	0,59	0,30
10726,33	Ti I	31	0,81					
10727,81	Si I			1,05	0,89	1,27	1,00	1,35
10729,59	C I	1	7,46					
10739	?			0,91	0,39		0,53	
10749,40	Si I	5	4,91	0,91	0,61	1,27	0,82	0,95
10754,09	C I	1	7,46	0,36	0,98	0,87	0,29	0,50
10772	$H_2O\oplus$?			0,68	0,44	0,94	0,65	0,30
10780,71	Fe I	579	3,22				0,59	
10784,33	Si I	53	5,94	0,96				
10786,86	Si I	5	4,91		0,78	0,94	0,82	1,35
10796,52	Si I	78	6,15	0,64	0,44	0,67	0,53	0,80
10812,8	Mg I	37	5,92	0,82	0,83	0,94	0,77	1,05
10820	Cr I? Ti I?			0,32	0,50	0,33	0,29	0,85
10827,09	Si I	5	4,93	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
10829,08	He I	1	19,73					
10830,25	He I	1	19,73					
10830,34	He I	1	19,73					
10844,02	Si I	31	5,84	0,68	0,67	0,67	0,77	
10850	?			0,23	0,22	0,53	0,41	0,50
10869,54	Si I	13	5,06	1,32	1,05	1,20	1,41	1,00
10875,00	Fe I	1316	5,00			0,40		
10882,66	Si I	53	5,96	0,50	0,56	0,47	0,59	1,15?
10885,16	Si I	77	6,15					
10914,2	Mg II?	3	8,83	0,91	0,72	1,27	1,00	1,40
10914,88	Sr II?	2	1,80					
10925,80	Fe I	1350	5,46	0,91	0,44	0,33	0,59	
10938,09	H	8	12,04	1,00	0,89	1,63	1,29	1,60
10949,4	Mg II?	3	8,83	0,64?		0,00	0,35?	
10961,2	Mg I	35	5,91	0,64		1,20	0,35	
10966,1	Mg I	35	5,91	0,27			0,29	
10979,27	Si I	5	4,93					
10982,28	Si I	77	6,16	0,55	0,83		0,59	
10984,24	Si I	77	6,16					
11013,27	Fe I	1246	4,77	0,55			0,65	
11018,00	Si I	39	5,85	0,64?			1,47	

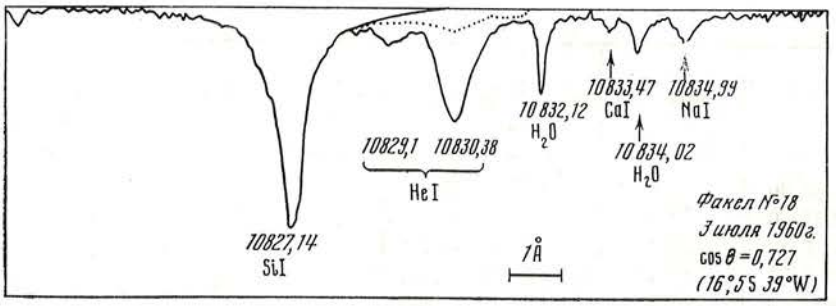
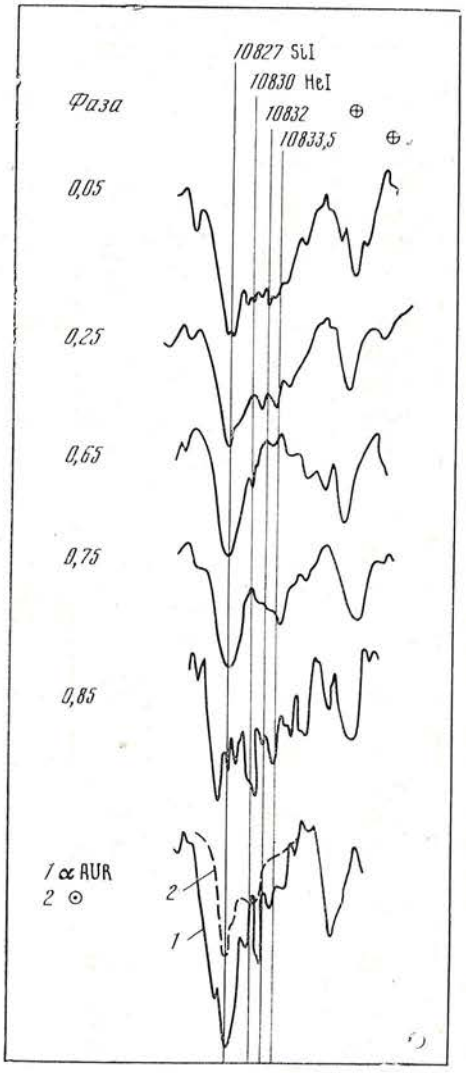


Рис. 3. Спектр солнечного факела в районе λ10830 Å (рисунок заимствован из [12])

Рис. 4. Изменение контура бленды у λ10830 Å в спектре ζ Gem с фазой



разрешении все линии, изображенные на рис. 3, сливаются в единую бленду. Однако, поскольку ζ Gem является правильной переменной звездой, оказалось возможным проанализировать изменения контура и эквивалентной ширины бленды с фазой и сделать некоторые оценки интенсивности линии гелия.

На рис. 4 показано изменение с фазой контура бленды у λ10830 Å в спектре ζ Gem, из которого видно, что довольно симметричный контур линии Si I λ10827 Å при фазе 0,65, близкой к минимуму блеска звезды, приобретает сильную асимметрию с длинноволновой стороны при фазах, близких к максимуму блеска. Линия кремния в бленде хорошо выделяется, а длинноволновая «добавка» имеет тенденцию плавно изменять свою величину с фазой. В табл. 1 приводятся значения величин sec z и доли относительной влажности, соответствующие моментам наблюдений цефеиды. Изменения с фазой этих величин, определяющих вклад линий атмосферной воды в бленду, имеют нерегулярный характер.

Таким образом, изменения контура бленды с фазой свидетельствуют как будто в пользу присутствия в спектре ζ Gem линии He I λ10830 Å переменной интенсивности. Это предположение также подтверждается некоторым сходством контуров бленды с кривыми *1* и *2* на рис. 4. Кривая *1* — это аналогичная бленда у λ10830 Å, полученная по нашим наблюдениям звезды α Aur, у которой (по измерениям с дисперсией 8 Å/*мм* [3]) эквивалентная ширина линии гелия составляет 700 *м*Å. Кривая *2* построена нами по рис. 3 и представляет собой спектр солнечного факела в том случае, если бы он был получен с разрешением 2,6 Å.

Возможными кандидатами, которые могут вносить вклад в бленду, являются также линии Ti I λ 10828,04 Å, Ca I λ10833,47 Å и Na I λ10834,99 Å. Однако линию Ti I нужно сразу отбросить, так как она имеет нижний уровень с потенциалом возбуждения 0,83 *эв* и при температурах возбуждения, соответствующих ζ Gem, должна менять свою интенсивность в противофазе. Кроме того, уже было отмечено, что линии Ti I (мультиплет № 31) в спектре ζ Gem вообще слабы, а рассматриваемая линия — самая слабая в мультиплете.

Линия Ca I могла бы вносить заметный вклад в бленду, но тогда в спектре звезды должна наблюдаться линия Ca I λ10838,77 Å, принадлежащая тому же мультиплету и в 2,5 раза более интенсивная. Однако рис. 2 и 4 не показывают никакой заметной линии у λ10839 Å.

Линия натрия расположена довольно далеко от линии Si I, и, кроме того, в спектре цефеиды не наблюдаются наиболее сильные в инфракрасной области линии этого элемента у λ = 10745 Å.

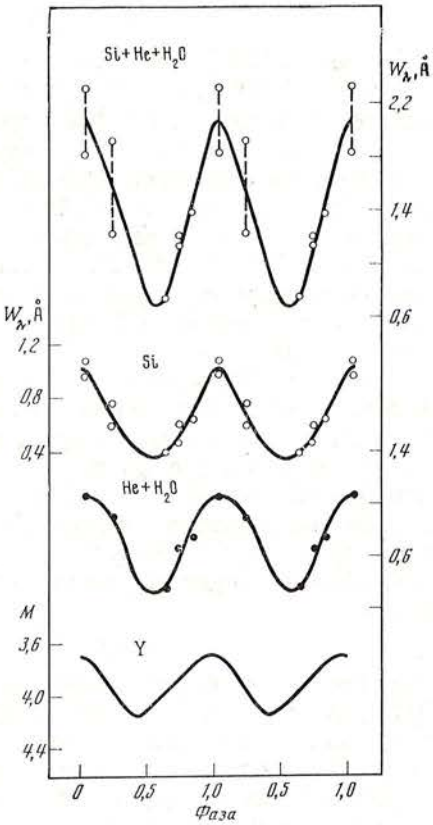


Рис. 5. Кривые изменения эквивалентных ширин сложной бленды у λ10830 Å, линии Si I (λ10827 Å) и линии гелия (λ10830 Å), блендированной теллурическими линиями H_2O

Темными кружками отмечены средние значения. Кривая Y — изменения блеска ζ Gem в фильтре Y (λ_0 = 5493 Å), согласно [4]

На рис. 5 показано изменение эквивалентной ширины бленды у λ10830 А в течение периода. Характер изменений полностью подтверждает рассуждения, основанные на рассмотрении рис. 4. Эквивалентная ширина бленды меняется в течение периода более чем в три раза. Линия кремния λ 10827 Å наиболее сильная в бленде, поэтому ее легко выделить.

Так как центральные интенсивности линий, входящих в бленду, невелики (10—15% от непрерывного спектра), можно поступить следующим образом. Считая линию кремния симметричной, определим эквивалентную ширину ее левого крыла и затем, удвоив полученное значение, получим эквивалентную ширину всей линии. Кривая изменения эквивалентной ширины этой линии показана на рис. 5. Очевидно, что разность эквивалентных ширин бленды и линии кремния будет представлять собой в этом случае эквивалентную ширину линии гелия, блендированной H_2O. Эта разность в течение периода меняется от 300 до 1000—1100 *м*Å (рис. 5).

Теперь предположим, что в минимуме блеска звезды линия гелия имеет нулевую интенсивность, а наблюдаемое значение эквивалентной ширины (300 *м*Å) обязано линиям H_2O. Тогда для максимума блеска имеем

$$W_{\mathrm{HeI}}^{\max} = 1000 - 300 = 700\ м\text{Å}.$$

Полученное значение эквивалентной ширины линии гелия является, повидимому, верхним пределом, поскольку интенсивность линий H_2O в момент, соответствующий максимуму блеска, могла оказаться большей в силу их возможной переменности.

3. Обсуждение результатов

Линия 10 830 Å нейтрального гелия — единственная линия солнечного спектра (от 3000 до 11 000 Å), которая возникает только в хромосфере. Естественно ожидать, что физические условия гелиевых областей атмосфер поздних звезд, имеющих эту линию в своих спектрах, должны быть близки к условиям в солнечной хромосфере. Во всяком случае, по аналогии с хромосферой Солнца в этих областях должны иметь место сильные отклонения от локального термодинамического равновесия. В этих условиях метастабильный уровень 2^3S атома гелия может быть сильно перенаселен, и пренебрежение отклонениями от термодинамического равновесия при вычислении отношения He/H приводит к невероятно большой его величине, равной $\sim 10^5$.

Для учета отклонений от термодинамического равновесия в объединенную формулу Больцмана — Саха вводятся параметры b_k. Для хромосферы Солнца их величины приведены в [13—16].

Если к атмосфере ζ Gem формально применить физические условия стационарной солнечной хромосферы, то на основании наблюдаемых эквивалентных ширин линий He I λ10 830 Å и H (P6) λ10 938 Å и температуры возбуждения 5 700 °K (для максимума блеска из [5]) можно получить приближенные оценки электронной температуры $T_e \approx 12\,000$ °K и отношения

$$\mathrm{He/H} \leqslant 27\,\% \text{ (по числу атомов)}.$$

Изменение с фазой эквивалентной ширины водородной линии P6 λ10 938 Å показано на рис. 1. Видно, что эквивалентная ширина этой линии достигает максимума при фазе 0,85, опережая кривую блеска цефеиды. Разумеется, этот факт должен быть проверен на более обширном наблюдательном материале, однако в целом он согласуется с данными об аномальном усилении водородных линий цефеид незадолго перед максимумом блеска (см., например, [17]). В общих чертах изменения эквивалентной ширины P6 повторяют кривую для линии гелия на рис. 5, если отвлечься от сдвига по фазе.

Хотя эквивалентная ширина P6 меняется довольно сильно, ее центральная интенсивность меняется с фазой незначительно. Этот факт можно объяснить изменением эквивалентной ширины линии за счет ее уширения (неразрешенного раздвоения) вследствие влияния макротурбуленции [5, 17].

Напротив, линия Fe I λ10925,8 Å, эквивалентная ширина которой также значительно меняется (рис. 1), показывает и сильные изменения центральной интенсивности, достигающей почти нулевого значения в минимуме блеска ζ Gem. Такое различие в поведении этих линий можно попытаться объяснить стратификацией излучения, предположив, что области образования водородной линии близки скорее к гелиевым областям (кривые W_λ^{H} и W_λ^{He}), чем к областям, формирующим линию Fe Iλ10926 Å.

На рис. 1 показана кривая для отношения центральных интенсивностей линий железа и водородной линии. Отметим, что отношение I_0 (Fe I_{10926})/I_0 (H_{10938}), как это видно из рис. 1, может служить критерием для спектральной классификации (при дисперсии ~ 50 Å/*мм*) цефеид и подобных им сверхгигантов.

Выводы

1. Спектр поглощения цефеиды ζ Gem в диапазоне λλ10580—11020 Å представлен в основном линиями Si I и C I. Причем линии Si I, попадающие в эту область, принадлежат девяти мультиплетам. Мультиплеты № 5 Si I и № 1 C I представлены полностью. Кроме линий этих элементов, в спектре с дисперсией 48 Å/*мм* наблюдается также несколько слабых линий Fe I, Ti I и Mg I и линия Sr II. Общий вид спектра поглощения в течение периода меняется мало.

2. В спектре ζ Gem присутствует линия поглощения нейтрального гелия λ10830 Å переменной интенсивности. Ее эквивалентная ширина в максимуме блеска звезды не превышает 700 *м* Å.

Авторы благодарны А. А. Боярчуку, Р. Е. Гершбергу за обсуждение статьи и полезную критику, а также В. И. Бурнашову за помощь в наблюдениях.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *С. А. Жевакин.* Пульсирующие звезды. М., «Наука», 1970, стр. 17.
2. *G. Wallerstein.* Astrophys. J., 1959, **130**, 560.
3. *A. H. Vaugan*, Jr., *H. Zirin.* Astrophys. J., 1968, **152**, 123.
4. *Th. Kelsall.* Multi-Colour Photometry of Supergiants and Cepheids. Preprint, Creenbelt, Mariland, May, 1971.
5. *F. Caputo.* Mem. soc. astron. ital., 1968, **39**, 401.
6. *W. Adams*, *A. Joy.* Publ. Amer. Astron. Soc., 1939, **9**. 254.
7. *Э. А. Витриченко*, *В. И. Волков*, *Г. И. Шанин*, *В. С. Шевченко*, *А. Г. Щербаков.* Астрон. ж., 1974, **51**, 866.
8. *Э. А. Витриченко*, *Г. И. Шанин*, *В. С. Шевченко*, *А. Г. Щербаков.* Сб. «Новая техника в астрономии», вып. 5, Л., «Наука», 1974, стр. 130.
9. *C. E. Moore.* Revised Multiplet Table. Princeton Univ. Obs. Contribs, 1945, N 20.
10. *L. Delbouille*, *G. Roland.* Photometric Atlas of the Solar Spectrum from λ7498 to λ12016. Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 1963, Spec. vol. 4.
11. *J. W. Swensson*, *W. S. Benedict*, *L. Delbouille*, *G. Roland.* The Solar Spectrum from λ7498 to λ12016. Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 1970, Spac. vol. 5.
12. *O. Namba.* Bull. Astron. Netherl., 1963, **17**, 93.
13. *R. G. Athay*, *H. R. Johnson.* Astrophys. J., 1960, **131**, 413.
14. *R. G. Athay.* Astrophys. J., 1963, **137**, 931.
15. *P. Томас*, *P. Атей.* Физика солнечной хромосферы. М., «Мир», 1965, стр. 292.
16. *R. N. Thomas.* Astrophys. J., 1949, **109**, 480.
17. *P. Крафт.* Сб. «Звездные атмосферы». М., ИЛ, 1963, стр. 369.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ИСТОЧНИКОВ В ТУМАННОСТЯХ ОМЕГА И В ОРИОНЕ НА ВОЛНАХ 3,9 и 13,5 *мм*

В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, В. И. Чернышев, В. Б. Штейншлейгер

Приводятся результаты исследования распределений радиояркости источников М 17, М 42 и М 43 на волнах 3,9 и 13,5 мм. Наблюдения выполнены с помощью РТ-22 КАО АН СССР. Получены радиоизображения источников с угловым разрешением 50″ и 2′,5 соответственно. Измерены плотности потоков радиоизлучения источников М 17, М 42 и М 43, а также источника в Орионе DNCL 1640. Обсуждаются данные о спектрах излучения источников на миллиметровых волнах.

ON THE RADIOEMISSION OF THE THERMAL SOURCES IN NEBULAE OMEGA AND ORION AT THE WAVELENGTHS 3,9 mm AND 13,5 mm, by *V. A. Efanov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, V. I. Chernyshov, V. B. Steinshleyger.*— The results of the radiobrightness distribution investigations of the sources M 17, M 42 and M 43, made with the aid of the 22-meter radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory at the wavelengths 3,9 mm and 13,5 mm are presented. Radiomaps of the sources with the angular resolution 50″ and 2′,5 respectively are obtained. Radioemission flux densities of M 17, M 42, M 43 and that of source in Orion DNCL 1640 have been measured. The spectra of the sources at the millimeter wavelengths are discussed.

Туманности в Орионе и Омега в настоящее время интенсивно исследуются различными средствами астрофизики. Значительные скопления пыли и газа в этих районах, наличие большого количества конденсаций вещества, служащих источниками сильного инфракрасного и радиоизлучения, позволяют предполагать, что эти области Галактики находятся в стадии бурной эволюции.

Оснащение радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР мазером на волну 13,5 *мм* существенно повысило чувствительность телескопа, что открывает новые возможности для исследования протяженных галактических объектов с угловым разрешением 2′,5. Успешный опыт использования РТ-22 на $\lambda = 3{,}9$ *мм* [1] показал, что на этой волне угловое разрешение радиотелескопа составляет около 50″. В связи со сказанным были предприняты наблюдения туманностей М 17, М 42 и М 43 на волнах 3,9 и 13,5 *мм*.

На волне 13,5 *мм* шумовая температура приемника с квантовым парамагнитным усилителем на входе составляла 160° К, что позволило реализовать флуктуационную чувствительность $\Delta T = 0{,}04°$ К при постоянной времени $\tau = 1$ *сек* и полосе пропускания частот усилителя 25 *Мгц*. На $\lambda = 3{,}9$ *мм* использовался радиометр, описанный в [2]. Его чувствительность составляла 0,5° К при $\tau = 1$ *сек*.

Наблюдения заключались в последовательном сканировании источников диаграммой направленности антенны по склонению с шагом по прямому восхождению $\Delta\alpha = 4^s$ на $\lambda = 13{,}5$ *мм* и $\Delta\alpha = 3^s$ на $\lambda = 3{,}9$ *мм*. Ро-

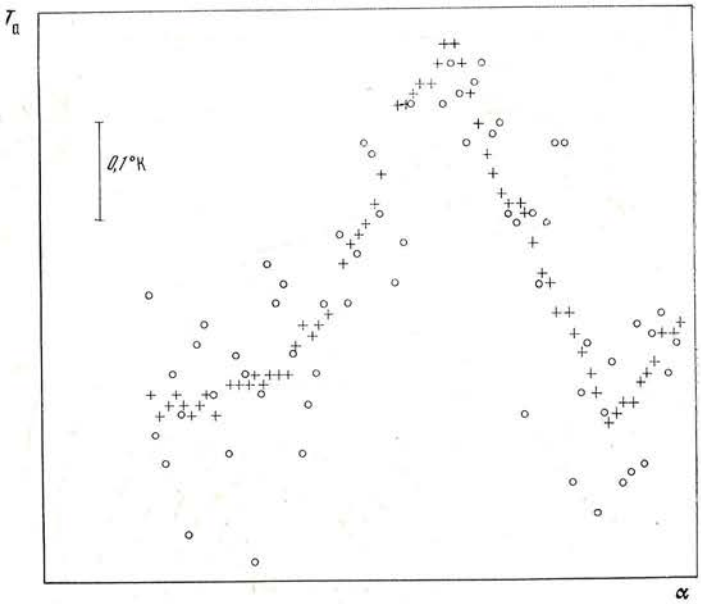


Рис. 1. Центральное сечение М 42, усредненное по 10 записям на $\lambda = 3{,}9$ *мм*

На графике кружками обозначены результаты усреднения, крестиками — результаты сглаживания

гистрация выходных сигналов радиометров производилась в цифровом виде [3] и на пишущем приборе ЭПП-09 при $\tau = 4$ *сек* (на $\lambda = 13{,}5$ *мм*) и $\tau = 32$ *сек* (на $\lambda = 3{,}9$ *мм*). При дальнейшей обработке результатов наблюдений на $\lambda = 3{,}9$ *мм* приходилось прибегать к усреднению нескольких сканов. Окончательная их обработка производилась с помощью ЭВМ «Наири-К». После суммирования сканов кривая сглаживалась путем вычисления «скользящего среднего». Пример обработки центрального сечения ($\lambda = 3{,}9$ *мм*) туманности М 42 приведен на рис. 1. Усредненные сканы использовались для построения радиоизображений источников.

Объект	λ, *мм*	Время наблюдений	Размеры источников (угл. мин.)	Плотность потока, ед *	Примечания, ссылка
M42	3,9	VIII.1973 г.	2,5×4	240(+100,−50)	
	13,5	III.1974 г.	4×4	370±40	
M43	13,5	III.1974 г.	2,5×3	8±1	
M17	3,9	VIII.1973 г.	1,5 и 2	210(+80,−30)	Размеры компонент по δ (точность±0′,5)
	13,5	III.1974 г.	3,5×6	400±40	Компоненты не разрешены
DNCL № 1640	1,15	XII.1971 г.	2	1100±300	[14]
	3,87	X.1972 г.	2,6 и 3	230±40	[15] Размеры компонент по δ (±0′,3)
	3,9	IX.1973 г.	2,0 и 1,5	—	Размеры компонент по δ
	13,5	VI.1973 г.	2,5	10±15**	

* 1 ед. = 10^{-26} *вт/м²·гц*.

** Размер источника принят по данным измерений на $\lambda = 3{,}9$ *мм*.

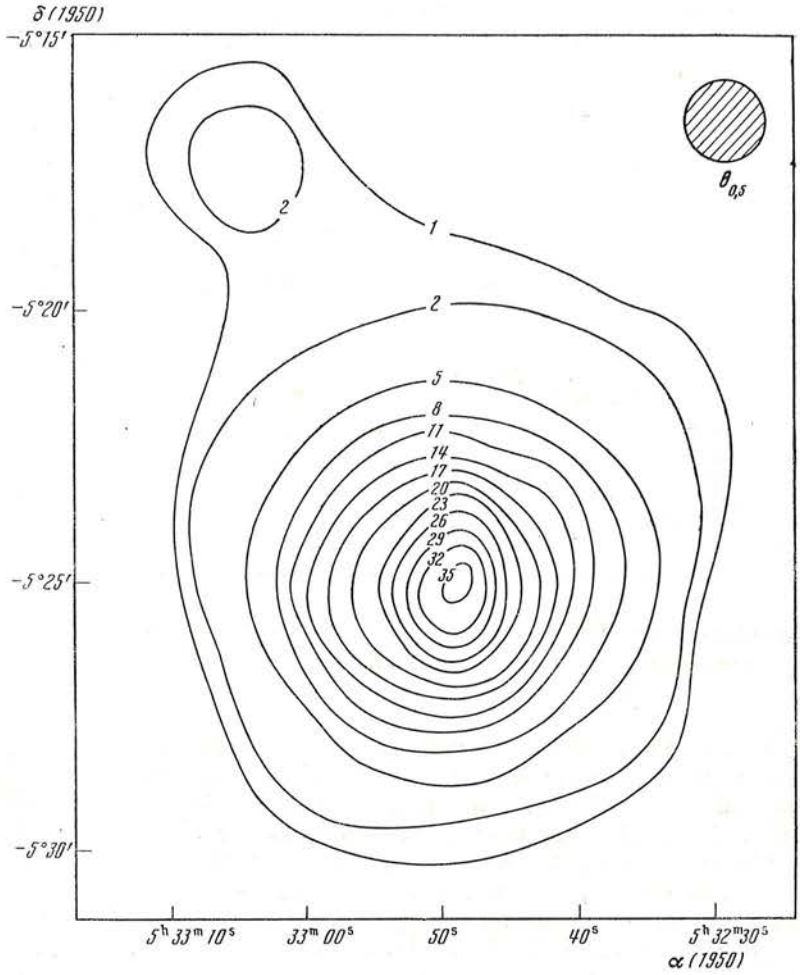


Рис. 2. Радиоизображение туманности в Орионе на $\lambda = 13{,}5$ *мм*, полученное 26.III 1974 г.

На рис. 2 приведено радиоизображение туманностей М 42 и М 43, полученное на волне 13,5 *мм*. На волне 3,9 *мм* излучение М 43 не выделено. На рис. 3 представлено радиоизображение туманности М 17 на волне 13,5 *мм*. Единичный интервал в номерах изотерм соответствует антенной температуре, исправленной за поглощение в атмосфере, $T_a = 0{,}19°$ К для М 17 и 0,22° К для М 42 и М 43. Как видно из рис. 3, на этой карте уверенно выделяются две компоненты источника. То же можно сказать и по изображению центральной части М 17, полученному на $\lambda = 3{,}9$ *мм*. Для сравнения на рис. 4 приводятся сечения по областям максимальной яркости, найденным из карт М 17 (это сечение показано линией *АБ* на рис. 3). Из рис. 4 видно, что компоненты туманности М 17 лучше разрешены на $\lambda = 3{,}9$ *мм*, и эти данные можно использовать для оценки размеров компонент.

Полученные радиокарты туманностей использовались затем для вычисления интегрального потока источников радиоизлучения. Поток вычислялся из соотношения

$$S = \beta \frac{2k}{\lambda^2} \int\limits_{\Omega_и} T_a \, d\Omega, \qquad (1)$$

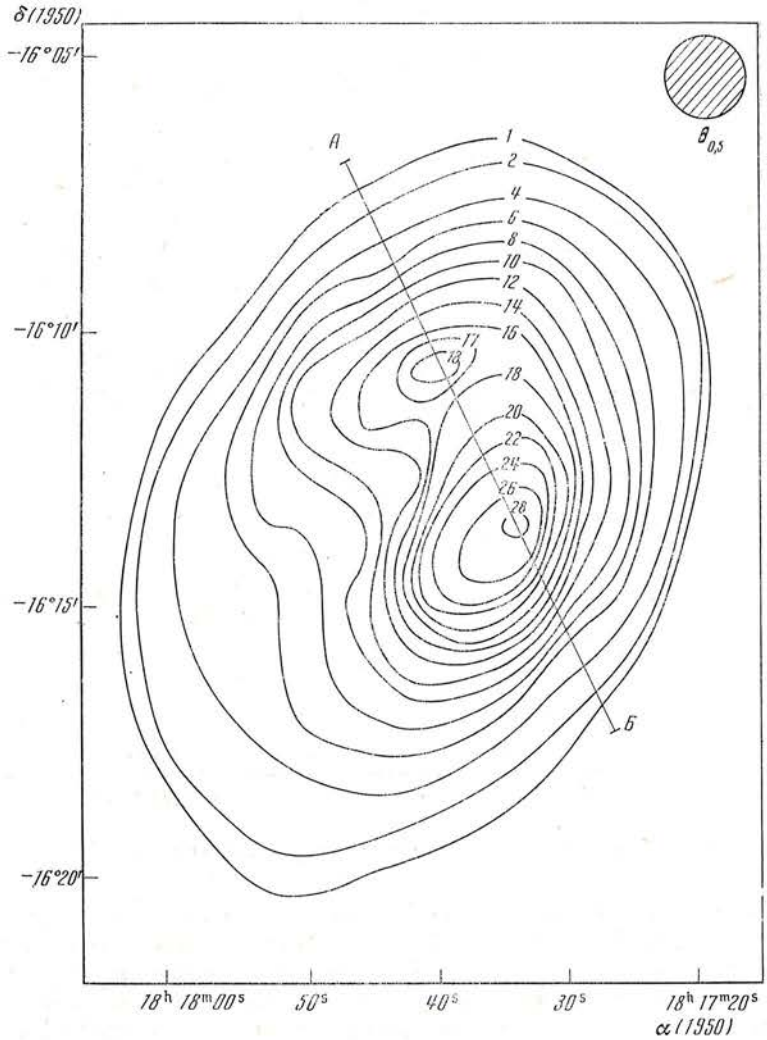


Рис. 3. Радиоизображение туманности Омега (М 17) на $\lambda = 13{,}5$ *мм*, полученное 28.III 1974 г.

где $T_а$ — температура антенны с учетом поглощения в атмосфере, k — постоянная Больцмана, β — коэффициент, учитывающий рассеяние антенны, и $\Omega_и$ — телесный угол источника. Интеграл в формуле (1) вычислялся графическим методом. Калибровка антенны производилась по излучению планет. Атмосферное поглощение на $\lambda = 3{,}9$ *мм* измерялось во время наблюдений, а на $\lambda = 13{,}5$ *мм* рассчитывалось по данным [4].

Результаты вычислений по формуле (1), а также данные наблюдений туманности DNCL 1640 в Орионе [1] приводятся в таблице. Плотность потока радиоизлучения последнего объекта определялась в предположении, что размеры его на $\lambda = 13{,}5$ *мм* одинаковы с измеренными на $\lambda = 3{,}9$ *мм*. Сканирование этого объекта производилось только по δ при фиксированном значении $\alpha_{1950} = 5^h31^m09^s$.

Перейдем теперь к обсуждению полученных данных. Основные особенности представленных на рис. 2—3 радиоизображений туманностей в общем соответствуют отмечавшимся недавно [5—7]. Значения плотнос-

[1] Объект № 1640 в каталоге темных туманностей Б. Линдса.

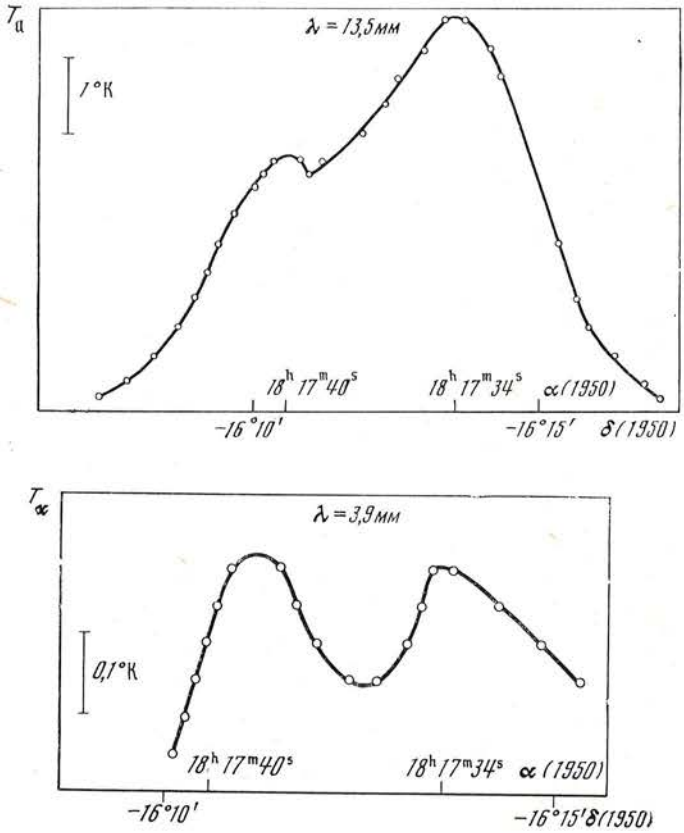


Рис. 4. Разрезы туманности Омега по линии *А—Б* (рис. 3) на волнах 13,5 *мм* и 3,9 *мм*

ти потока радиоизлучения для М 17 на обеих длинах волн хорошо согласуются с данными наблюдений [5, 8, 9]. Отличие наших результатов на $\lambda = 1{,}35$ *см* от данных [6, 10] можно, вероятно, объяснить различием в размерах источника, принятых для определения плотности его потока [10]. Для М 42 согласие с другими наблюдательными данными [5, 7] можно считать неплохим на обеих длинах волн, если учесть, что на $\lambda = 1{,}35$ *см* возможен существенный вклад линии водяного пара (~ 100 ед. потока) [11]. Значение плотности потока радиоизлучения Орион А на $\lambda = 3{,}2$ *мм*, приведенное в [12] и равное 585 ± 200 ед., существенно выделяется из общего ряда. Основная масса данных наблюдений М 17 и М 42 указывает на слабое убывание плотности потока радиоизлучения с уменьшением λ. Сравнение плотности потока радиоизлучения М 43 на $\lambda = 1{,}35$ *см* с данными на $\lambda = 1{,}95$ *см* [13] и 8,2 *мм* [5] показывает, что в этом интервале длин волн она, вероятно, постоянна.

Наибольший интерес представляют данные наблюдений источника в Орионе, отождествленного [14, 15] с объектом DNCL № 1640. Используя приводимые в таблице данные о суммарной плотности потока радиоизлучения этого источника, можно показать, что они хорошо согласуются со спектром абсолютно черного тела, имеющего температуру 4—6° К. Отметим, что столь низкие температуры вещества в межзвездном пространстве наблюдались пока только по данным о монохроматическом излучении Галактики.

Авторы признательны И. Д. Стрепке, В. Н. Воронову и А. И. Наумову, участвовавшим в наблюдениях, а также И. И. Зинченко, И. В. Кузнецову, Е. М. Ерюшевой, Е. С. Корсенской за их помощь как в наблюдениях, так и в обработке полученных данных.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *В. А. Ефанов, И. И. Зинченко, А. Г. Кисляков, И. В. Кузнецов, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов.* Наст. том, стр. 144.
2. *В. П. Воронов, Р. Ф. Киракосян.* Изв. вузов. Радиофизика, 1973, **16**, 1439.
3. *В. А. Ефанов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, 154.
4. *В. М. Плечков.* Изв. вузов. Радиофизика. 1969, **12**, 185.
5. *И. И. Берулис, Р. Л. Сороченко.* Астрон. ж., 1973, **50**, 270.
6. *K. J. Johnston, R. W. Hobbs.* Astron. J., 1973, **78**, 235.
7. *N. Kaifu, K. Akabane, M. Morimoto.* Publ. Astron. Soc. Japan, 1973, **25**, 129.
8. *D. Downess, A. Maxwell, R. Rinehart.* Astrophys. J., 1970, **161**, L 123.
9. *J. W. Montgomery, E. E. Epstein, J. P. Oliver, M. M. Dworetsky, W. G. Fogarty.* Astrophys. J., 1971, **167**, 77.
10. *M. A. Gordon, T. B. Williams.* Astron. and Astrophys., 1971, **12**, 120.
11. *А. Б. Аквилонова, В. И. Арискин, Б. Г. Кутуза, Р. Л. Сороченко.* Астрон. ж., 1972, **49**, 102.
12. *C. W. Tolbert.* Nature, 1965, **206**, 1304.
13. *M. A. Gordon.* Austral. J. Phys., 1969, **22**, 201.
14. *А. Г. Кисляков, В. Н. Листвин, В. И. Чернышев, А. А. Швецов.* Изв. вузов. Радиофизика, 1973, **16**, 774.
15. *В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. В. Кузнецов, И. Г. Моисеев, А. В. Троицкий.* Астрон. ж., 1974, **51**, 693.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ОБИЛИЯ ГЕЛИЯ И КИСЛОРОДА В ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЯХ

В. И. Проник

Предлагается метод определения обилия кислорода по наблюдаемому количеству ионов O II и O III. Приведены графики, удобные для определения отношений He/H и O/H по наблюдаемым отношениям I (4686)/I (H_β), I(4471)/I (H_β) и I (3727)/I (H_β), I ($N_1 + N_2$)/ I (H_β) соответственно.

DETERMINATION OF HELIUM AND OXYGEN ABUNDANCES IN GASEOUS NEBULAE, by *V. I. Pronik.*— On the basis of observing numbers of O II and O III iones the method of determination of oxygen abundance is proposed. The graphs for He/H and O/H abundances determination with using the observed relationes I (4686)/I (H_β), I (4471)/I (H_β) and I (3727)/I (H_β), I ($N_1 + N_2$)/I (H_β) are carried.

Основная трудность определения обилия любого элемента заключается в том, что по наблюдаемому количеству атомов в одном или двух состояниях ионизации необходимо оценить полное количество атомов данного элемента. Результат очень сильно зависит от того, каким методом оценивается количество ненаблюдаемых атомов. Так, для определения количества атомов кислорода, находящихся в состояниях O^{3+}, O^{4+} и более высоких стадиях ионизации, в настоящее время существует три способа. Все они основаны на разных предположениях и дают существенно различные результаты [1]. Ниже предлагается новый метод определения обилия гелия и кислорода, в основу которого положено утверждение, что функция распределения атомов по состояниям ионизации с достаточной точностью определяется количеством атомов в двух состояниях ионизации. Основанием для такого утверждения послужили теоретические расчеты ионизации газа L_c-излучением. Приведены графики, удобные для определения обилия гелия и кислорода.

1. Определение относительного обилия гелия

Из всех химических элементов, эмиссионные линии которых присутствуют в спектрах газовых туманностей, наиболее уверенно определяется обилие атомов гелия (по отношению к числу атомов водорода). Объясняется это тем, что из трех возможных состояний ионизации два состояния, в которых находится подавляющее большинство атомов гелия, непосредственно наблюдаются. Количество ионов He^{++} определяется по рекомбинационным линиям He II, а количество ионов He^{+} — по линиям He I. И только в объектах с очень низкой ионизацией заметная доля атомов гелия может находиться в нейтральном состоянии, которое из-за отсутствия эффективных механизмов возбуждения верхних уровней не наблюдается. Оценить количество нейтральных атомов гелия можно только путем рас-

чета ионизации и сравнения вычисленного отношения He^{++}/He^{+} с наблюдаемым. Сравнивать можно также вычисленные и наблюдаемые отношения интенсивностей линий I (4686)/I (H_β) и I (4471)/I (H_β), поскольку эти отношения слабо зависят от электронной температуры.

Расчеты ионизации, выполненные ранее [2], показали, что при одинаковом отношении He^{++}/He^{+} доля нейтральных атомов гелия также одинакова и практически не зависит ни от физических условий в газе, ни от параметров ионизующего излучения. Это обстоятельство позволяет определить полное обилие атомов гелия по наблюдаемым отношениям I (4686)/ /I (H_β) и I (4471)/I (H_β) при любой степени ионизации гелия. На рис. 1

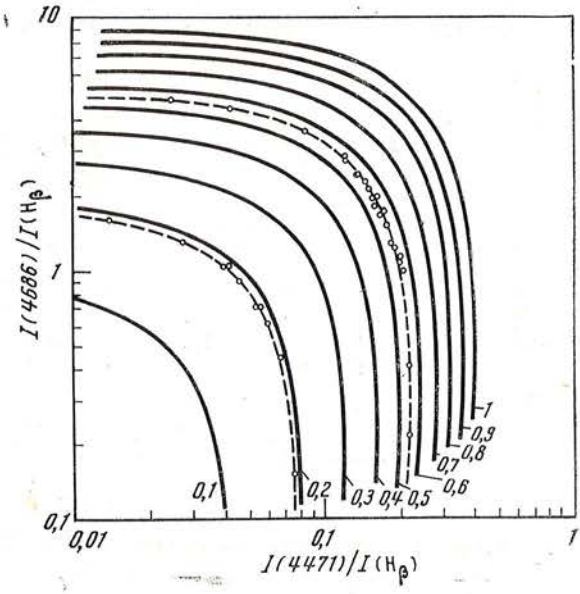


Рис. 1. Семейство кривых равного обилия He/H = const для определения He/H по наблюдаемым отношениям линий I(4686)/I (H_β) и I (4471)/I (H_β)

Точками нанесены результаты расчетов ионизации гелия для двух обилий: He/H = 0,19 и 0,54

на плоскости lg (I (4686)/I (H_β)) и lg (I (4471)/I (H_β)) нанесены ионизационные кривые (или кривые равного обилия He/H = const), показывающие связь между отношениями линий при разной ионизации гелия. Точками нанесены результаты расчетов ионизации гелия для двух обилий: He/H = 0,19 и 0,54 [2]. Как и следует ожидать, при очень высокой ионизации обилие гелия определяется в основном интенсивностью линии He II λ4686 Å, при средней и низкой ионизации — интенсивностью линии He I λ4471 Å.

В следующем разделе предпринята попытка построить аналогичный график для определения обилия атомов кислорода по наблюдаемым отношениям I [3727]/I (H_β) и I [$N_1 + N_2$]/I (H_β).

2. Определение относительного обилия кислорода

В отличие от линий гелия, интенсивности которых по отношению к H_β зависят только от обилия излучающих атомов, отношения I (3727/)/I (H_β) и I ($N_1 + N_2$)/I (H_β) зависят также от электронной температуры газа, а при больших плотностях ($n_e \geqslant 10^4$) — и от электронной плотности (деактивация возбужденного уровня электронными ударами). Поэтому, чтобы наблюдаемые отношения I (3727)/I (H_β) и I ($N_1 + N_2$)/I (H_β) служили индикаторами только количества излучающих ионов, они должны быть исправлены за удары второго рода (для этого нужно знать n_e) и приведены к одной и той же температуре.

Если бы все переходы с возбужденного на основной уровень происходили спонтанно с излучением кванта в запрещенной линии, то интенсив-

ность такой линии была бы в k раз больше наблюдаемой:

$$k = \frac{8{,}54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{12}}{\omega_2 T_e^{1/2}} n_e + A_{21}}{A_{21}},$$

где A_{21} — вероятность спонтанного перехода и $8{,}54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{12}}{\omega_2 T_e^{1/2}} n_e$ — вероятность перехода вниз под действием удара. Поправочный коэффициент k, на который следует умножить наблюдаемую интенсивность запрещенной линии, зависит главным образом от n_e. Численные значения его при $T_e = 10^4$° K приведены в табл. 1. Температурная зависимость отношений $I\,(3727)/I\,(\mathrm{H}_\beta)$ и $I\,(\mathrm{N}_1 + \mathrm{N}_2)/I\,(\mathrm{H}_\beta)$ взята из [3] и приведена в табл. 2.

Таблица 1

Значения коэффициента k, учитывающего деактивацию возбужденного уровня электронными ударами ($T_e = 10^4$)

n_e	$k_{(3727)}$	$k_{N_1+N_2}$	n_e	$k_{(3727)}$	$k_{N_1+N_2}$
10^3	1,15	1,0	10^5	17	1,10
$2 \cdot 10^3$	1,25	1,0	$2 \cdot 10^5$	35	1,22
$5 \cdot 10^3$	1,65	1,0	$5 \cdot 10^5$	85	1,54
10^4	2,30	1,0	10^6	170	2,0
$2 \cdot 10^4$	3,7	1,0	$2 \cdot 10^6$	350	2,8
$5 \cdot 10^4$	8,0	1,05	$5 \cdot 10^6$	850	5,4

Таблица 2

Температурная зависимость для отношений $I(3727)/I(\mathrm{H}_\beta)$ и $I(\mathrm{N}_1+\mathrm{N}_2)/I\,(\mathrm{H}_\beta)$

$T_e \cdot 10^{-3}$	$\frac{I(3727)}{I(\mathrm{H}_\beta)}$	$\frac{I(\mathrm{N}_1+\mathrm{N}_2)}{I(\mathrm{H}_\beta)}$	$T_e \cdot 10^{-3}$	$\frac{I(3727)}{I(\mathrm{H}_\beta)}$	$\frac{I(\mathrm{N}_1+\mathrm{N}_2)}{I(\mathrm{H}_\beta)}$
7	0,143	0,25	14	3,3	2,8
8	0,35	0,44	15	4,0	3,4
9	0,63	9,67	16	4,8	3,7
10	1	1	17	5,8	4,3
11	1,44	1,25	18	6,4	4,8
12	2,0	1,9	19	7,8	5,3
13	2,6	2,3	20	9,1	5,8

Предлагаемый метод определения обилия кислорода основан на предположении, что исправленные указанным способом наблюдаемые отношения линий кислорода к H_β однозначно определяют ионизацию кислорода, а следовательно, и относительное количество атомов, находящихся в других стадиях ионизации, кроме O^+ и O^{++}. При таком предположении ионизационные кривые (они же кривые равного обилия O/H = const), построенные отдельно для каждого объекта, если данные наблюдений это позволяют, должны иметь одинаковый вид на плоскости $I\,(3737)/I\,(\mathrm{H}_\beta)$ и $I\,(\mathrm{N}_1 + \mathrm{N}_2)/I\,(\mathrm{H}_\beta)$, но из-за различия в химическом составе могут быть по-разному смещены вдоль линии равной ионизации, образующей с осью абсцисс угол 45°. На рис. 2 приведены наблюдаемые ионизационные кривые для центральной части туманности Ориона, планетарных туманностей IC 418 и NGC 2392 и теоретическая кривая, построенная по ре-

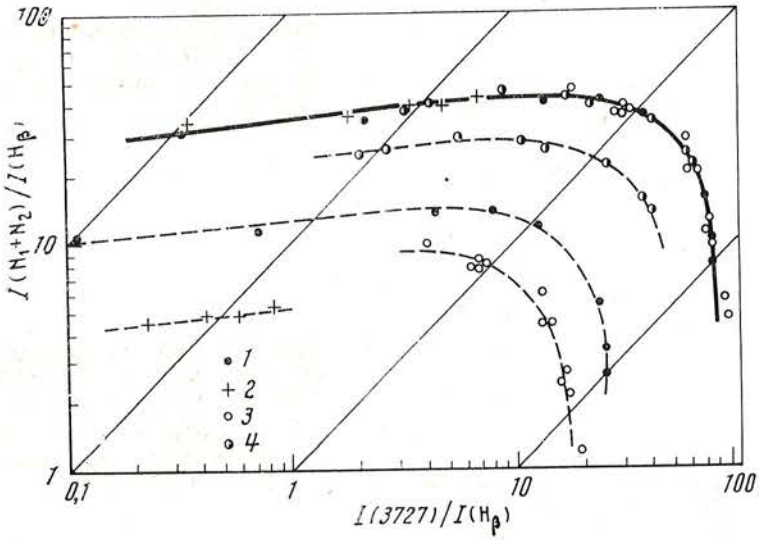


Рис. 2. Наблюдаемые в разных туманностях и вычисленная для газа с обилием кислорода $O/H = 7{,}2 \cdot 10^{-4}$ зависимости между $I\,(3727)/I\,(H_\beta)$ и $I\,(N_1 + N_2)/I\,(H_\beta)$ (кривые равного обилия кислорода O/H = const)

Наклонные линии — линии равной ионизации. Вверху приведена полная кривая, полученная путем смещения (вдоль линий равной ионизации) всех отрезков кривых до наилучшего совмещения. *1* — IC 418; *2* — NGC 2392; *3* — туманность Ориона; *4* — вычисленная кривая

зультатам расчетов различных моделей газовых волокон в Крабовидной туманности с относительным обилием кислорода $O/H = 7{,}2 \cdot 10^{-4}$.

IC 418. В планетарной туманности IC 418, несмотря на ее малый угловой размер ($d \approx 18''$), наблюдается очень хорошо выраженное изменение ионизации вдоль радиуса. Изменение поверхностной яркости в спектральных линиях вдоль радиуса туманности получено Вилсоном и Аллером [4] по бесщелевым спектрограммам. Изменение отношений $I\,(3727)/I\,(H_\beta)$, $I\,(N_1 + N_2)/I\,(H_\beta)$ и электронной температуры с радиусом туманности после перехода от плоской к пространственной картине приведено в [5]. Ход электронной температуры получен в предположении, что химический состав в оболочке туманности не меняется с расстоянием от ядра. Исправленные за межзвездное поглощение и удары второго рода ($n_e \approx 2 \cdot 10^4$), а также пересчитанные для температуры $T_e = 13000°$ K значения $I\,(3727)/I\,(H_\beta)$ и $I\,(N_1 + N_2)/I\,(H_\beta)$, относящиеся к различным расстояниям от ядра, обозначены на рис. 2 темными кружками.

NGC 2392. Планетарная туманность NGC 2392 известна как двухоболочная с очень высоким возбуждением и богатой структурой. Спектры, относящиеся к разным деталям туманности, получены Минковским и Аллером [6]. Температура и плотность в разных участках туманности примерно одинаковы: $T_e = 19\,000°$ K, $n_e = 10^4$ *см*$^{-3}$. Исправленные и приведенные к $T_e = 13\,000°$ K отношения линий нанесены на рис. 2 крестиками.

Туманность Ориона. Интенсивности линий λ3727 [O II], $N_1 + N_2$ [O III] и H_β во многих точках центральной области туманности Ориона наблюдались Остерброком и Флетером [7]. Результаты этих наблюдений приведены на рис. 3. Наличие двух ионизационных кривых на рис. 3, на наш взгляд, является реальным и, вероятно, обусловлено неоднородностью плотности (существованием плотных узлов, погруженных в более разреженный газ [7]). Средняя электронная температура в туманности $T_e = 9200°$ K и $n_e = 2 \cdot 10^4$ *см*$^{-3}$. Исправленные согласно этим значениям отношения кислородных линий к H_β для нижней кривой обозначены на рис. 2 кружками.

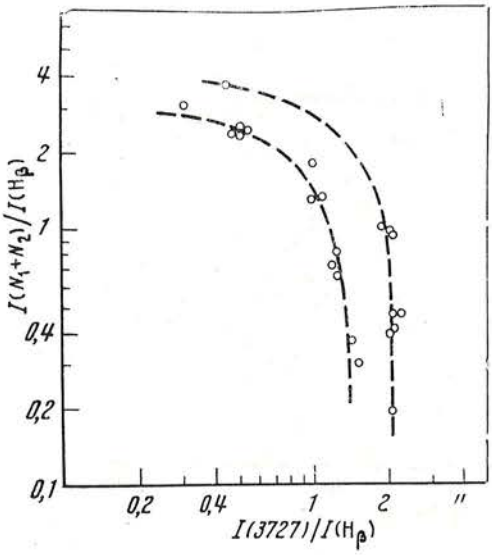
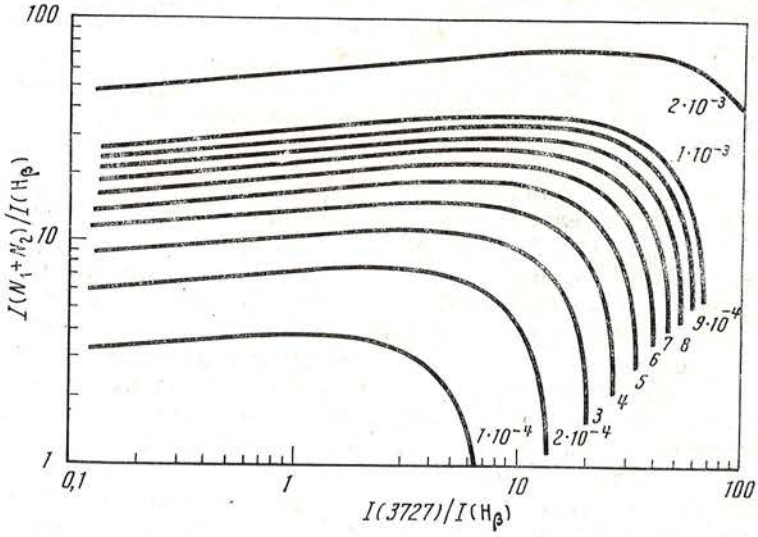


Рис. 3. Наблюдаемые зависимости между $I(3727)/I(H_\beta)$ и $I(N_1+N_2)/I(H_\beta)$ для туманности Ориона по данным [7]

Рис. 4. Семейство кривых равного обилия кислорода для определения O/H по наблюдаемым отношениям $I(3727)/I(H_\beta)$ и $I(N_1+N_2)/I(H_\beta)$, предварительно исправленным за плотность и температуру



Расчеты. Для построения теоретической ионизационной кривой использованы результаты расчетов ионизации газа, находящегося в поле L_c-излучения, параметры которого задавались в широких пределах [8]. Ионизация и электронная температура находились путем совместного решения уравнений ионизационного равновесия и энергетического баланса. Отношения интенсивностей линий, приведенные к $T_e = 13\,000°$ K, представлены на рис. 2 кружками с точками внутри. Все кривые или отрезки кривых простым смещением их вдоль линии равной ионизации были совмещены в одну общую кривую — кривую равного обилия кислорода: O/H = const.

На рис. 4 изображено семейство таких кривых для различных значений O/H. Нуль-пункт шкалы фиксируется положением теоретической кривой, вычисленной для газа с обилием $O/H = 7{,}2 \cdot 10^{-4}$. Заметим, что форма кривых не зависит от того, к какой температуре приведены отношения линий. Переход к другой температуре вызовет только смещение всей сетки кривых относительно осей координат.

3. Обсуждение

В 1970 г. Калер [1] опубликовал результаты определения относительного обилия гелия и кислорода для большого числа туманностей. Рассмотрев существующие три метода определения O/H, он пришел к выводу, что наиболее приемлем метод, предложенный Ситоном [9], основанный на предположении, что

$$\frac{O^{3+} + O^{4+} + O^{5+} + \cdots}{O^{+} + O^{++}} = \frac{He^{++}}{He^{+}}. \qquad (1)$$

Доказательством правильности метода является отсутствие корреляции между найденным обилием O/H и температурой звезды. Два других метода признаны непригодными, так как они приводят к такой корреляции, чего, вообще говоря, не должно быть.

Таблица 3

Относительное обилие кислорода, полученное разными методами (O/H в единицах 10^{-4}). Необходимые интенсивности линий взяты из [10], значения T_e и n_e из [1]

NGC	Калер [1]		Наст. работа	NGC	Калер [1]		Наст. работа
	O++/H	O/H	O/H		O++/H	O/H	O/H
2022	1,56	6,8	2,0	6572	5,03	5,44	9,0
2165	3,59	5,27	5,0	6720	3,27	5,93	4,0
2392	2,06	4,85	1,3	6741	5,64	7,32	4,6
2440	3,56	7,06	5,0	6826	3,78	3,97	5,0
6818	2,98	7,0	4,2	6803	6,69	7,43	9,0
7009	3,51	4,11	10,1	3242	6,13	8,81	10
7027	3,97	5,67	5,2	6879	2,43	3,1	3,0
7662	3,60	7,18	4,0	IC 4997	1,23	2,04	2,0
2149	1,61	2,47	2,0	IC 5217	4,08	4,62	5,0
6210	6,07	6,68	10	IC 4634	4,91	5,45	7,3
6543	8,50	9,10	10,2	900	3,33	6,16	4,3

Естественно сравнить обилие O/H, приведенное в [1], с обилием, даваемым настоящим методом. К сожалению, непосредственно сравнивать эти величины нельзя, потому что Калер пользовался одновременно двумя электронными температурами: T_e (H), найденной по водороду, которую применял для определения атомов водорода, и T_e [O III], найденной по запрещенным линиям, которую использовал для определения количества ионов кислорода. Поскольку T_e (H) во всех туманностях примерно в два раза ниже, чем T_e [O III], то, прежде чем производить сравнение, полученные Калером обилия O/H необходимо уменьшить в 2,4 раза. Между тем табл. 3 показывает, что такая редукция приведет к систематическому расхождению в значениях O/H. Это говорит о том, что методы дают разные результаты. Какой из них более правильный, сейчас заключить трудно. Заметим только, что, согласно Калеру [1], рекомбинационный метод, в котором используются рекомбинационные линии O III, O IV и O V, дает обилие кислорода в среднем в два раза больше обилия, полученного Калером на основе равенства (1). Отсюда можно сделать вывод, что рекомбинационный метод и метод, предложенный нами, приводят к примерно одинаковым значениям O/H.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *J. B. Kaler.* Astrophys. J., 1970, **160**, 887.
2. *В. В. Головатый, В. И. Проник.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **45**, 152.
3. *А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 147.
4. *O. Wilson, L. Aller.* Astrophys. J., 1951, **114**, 421.
5. *В. И. Проник.* Изв. Крымской обс., 1971, **25**, 61.
6. *R. Minkowski, L. Aller.* Astrophys. J., 1956, **124**, 93.
7. *D. Osterbrock, E. Flather.* Astrophys. J., 1959, **129**, 26.
8. *В. В. Головатый, В. И. Проник.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **48**, 47.
9. *M. J. Seaton.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, **139**, 129.
10. *W. Liller, L. Aller.* Proc. Nat. Acad. Sci., 1963, **49**, N 5, 675.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВОЙНОГО 40-САНТИМЕТРОВОГО АСТРОГРАФА КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Н. С. Черных, Л. И. Черных

В связи с использованием широкоугольного двойного 40-*см* астрографа для позиционных наблюдений малых планет и комет проведено исследование астрометрических свойств этого инструмента. Определены для него: проницающая способность, кривизна поля, зависимость фокусировки от температуры, дисторсия, место оптического центра, уравнение блеска, сферическая аберрация и постоянная Гартмана. Проверена правильность установки часовой оси. Оценена точность определения координат малых планет с астрографом в разных условиях.

THE ASTPOMETRIC PROPERTIES OF THE 40-cm DOUBLE ASTROGRAPH OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *N. S. Chernykh*, *L. I. Chernykh*.— A study of the astrometric properties of the 40-cm wide-angle double photographic telescope used for the position observations of minor planets and comets was conducted. The limiting magnitude, the coefficient of cubic distorsion, the place of the optical center, the spherical aberration and Hartmann's constant, as well as errors of adjustment of the polar axis of the telescope mounting were determined. The curvature of the field, the dependence of the focal length upon the temperature, the equation of the brightness were investigated. The precision of the determination of minor planets positions at different observing conditions was estimated.

Двойной 40-*см* астрограф изготовлен фирмой «Карл Цейсс» в 1946 г. [1] и установлен в Крымской астрофизической обсерватории в 1949 г. [2]. Это был первый телескоп в новой, тогда еще только строящейся Крымской обсерватории.

В течение ряда лет на астрографе велась работа по обширному плану исследования строения Млечного Пути. Было получено большое количество снимков с объективной призмой для определения спектральных классов звезд и прямых снимков для определения показателей цвета звезд. По этим наблюдениям опубликованы каталоги спектральных классов, звездных величин и показателей цвета более 20 000 звезд в нескольких участках Млечного Пути [3, 4].

В 1960 г. на одной из камер астрографа был установлен фотоэлектрический поляриметр для исследования поляризации света звезд [5]. Однако светосильный короткофокусный фотографический телескоп по своим характеристикам оказался мало подходящим для этой цели.

Наряду с наблюдениями астрограф использовался также для отработки на нем систем автоматизации процесса астрономических наблюдений — устройств фотоэлектрического гидирования и систем синхронизации движений купола и телескопа. На астрографе были опробованы и отлажены разработанные Ленинградским институтом электромеханики первые в Советском Союзе системы фотогидов и первые системы синхронизации, впоследствии получившие широкое применение в практике советского телескопостроения.

Осенью 1963 г. на астрографе были начаты регулярные позиционные наблюдения малых планет [6]. Со временем астрометрическая программа на астрографе стала более обширной: теперь, кроме малых планет наблюдаются кометы, Плутон и некоторые другие объекты.

Использование астрографа как инструмента для определения точных положений небесных объектов требует подробного изучения его астрометрических свойств, исследования систематических ошибок, присущих его оптической системе и всей установке в целом. Хотя астрограф работает уже четверть века, он до сих пор не был исследован (не считая определения отдельных его характеристик) и не был подробно описан. В связи с этим мы считаем полезным привести краткие сведения об инструменте.

1. Краткое описание астрографа

Астрограф (рис. 1) имеет две параллельно установленные и жестко между собой связанные камеры на общей монтировке. Камеры снабжены четырехлинзовыми объективами Зоннефельда с входным отверстием 40 *см* и фокусным расстоянием около 160 *см*. Объективы имеют фотографическую коррекцию и рассчитаны на использование несенсибилизированных фотопластинок. В верхней на снимке (рис. 1) камере установлен объектив № 16480, в нижней — объектив № 16943.

Фокусировка телескопа осуществляется перемещением кассетного тубуса камеры, пределы перемещения около 120 *мм*. Фокусировочная шкала имеет нониус с ценой деления 0,1 *мм*. Кассетодержатель каждой камеры устроен поворотным. Позиционный круг кассетодержателя имеет градусные деления и нониус с ценой деления 5′. Формат кассет 30×30 *см*². Для пластинок меньших размеров имеется набор вкладышей. Затвор камеры установлен внутри трубы, перед кассетой, и состоит из двух полудисков, откидывающихся к стенкам трубы.

Гид астрографа снабжен двухлинзовым объективом полуапохроматом (тип AS по цейссовской классификации) диаметром 15 *см* и фокусным расстоянием 225 *см*. Установленный на гиде окулярный микрометр имеет два взаимно перпендикулярных винта с шагом 2 *мм*. Барабан винта разделен на 100 частей. Оборот винта составляет 184″, так что одно деление барабана соответствует 1″,84. С окуляром $f = 10$ *мм* гид имеет увеличение $225\times$ и поле зрения 11′. Окулярная сетка состоит из пары вертикальных нитей с расстоянием между ними 4″ и такой же горизонтальной пары. Гид имеет две системы подсветки, дающие или светлые нити на темном поле, или темные нити на светлом фоне. Микрометр гида обеспечивает смещение окуляра относительно оптической оси трубы до 60′.

У искателя диаметр объектива 6 *см* и фокусное расстояние 84 *см*. С установленным на нем окуляром $f = 40$ *мм* искатель дает увеличение $21\times$ и имеет поле зрения диаметром 2°.

Монтировка астрографа немецкого типа, с ломаной колонной. Благодаря достаточно большому выносу северного конца полярной оси относительно колонны телескоп не имеет критических положений, требующих перекладки при больших изменениях часового угла. Зажимы, фиксирующие телескоп в заданном положении, электромеханические. По устройству они напоминают автомобильные тормоза и приводятся в действие с помощью электромагнитов. Грубое наведение телескопа возможно как с помощью электроприводов, так и вручную (при отжатых тормозах). Тонкое движение по склонению осуществляется с помощью электромотора и редуктора с тремя различными скоростями (от 3′ до 0″,5 в секунду). Тонкое движение по часовому углу имеет примерно такие же скорости и передается от мотора через дифференциал непосредственно на вал часового привода телескопа.

У телескопа имеется две системы установочных кругов. На наружных грубых кругах чередуются черные и белые деления через 5^m у часового

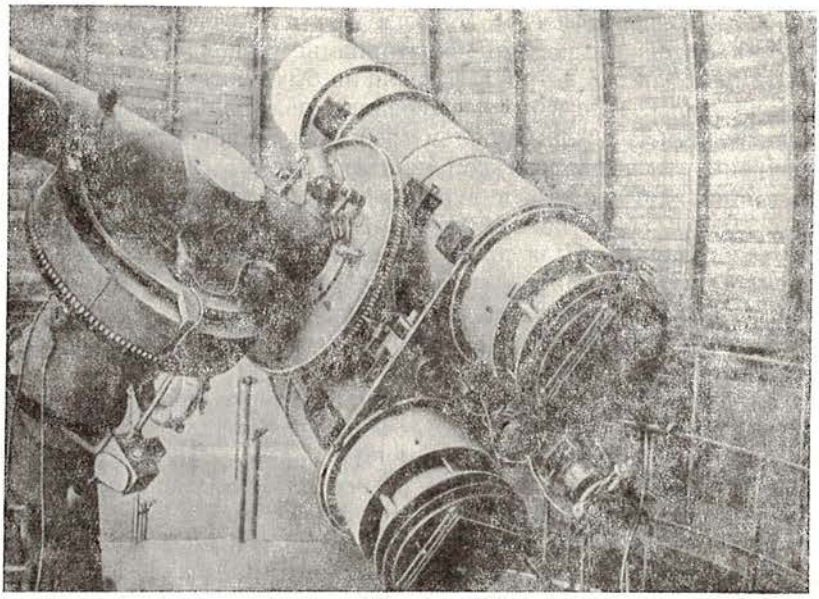


Рис. 1. Общий вид двойного 40-*см* астрографа

круга и 1° у круга склонения. Тонкие круги разделены через 1^m (круг t) и 10′ (круг δ).

На телескопе установлен часовой механизм с электромотором постоянного тока, центробежным регулятором системы Мейера и секундным контролем. Импульсы на секундный контроль подаются маятниковыми часами.

Телескоп установлен в башне диаметром 7 *м* и высотой (вместе с куполом) 10 *м*. Купол башни цейссовского производства, деревянный, снаружи обшит кровельной жестью и покрашен (в 1973 г.). титановыми белилами. Купол может вращаться как от электромотора, так и вручную с помощью штурвала. Башня оборудована подъемной платформой цейссовского производства. Механизм подъема пола рассчитан на грузоподъемность 750 *кг* (10 человек) и обеспечивает ход пола по высоте в пределах 1,6 *м*.

2. Исследование астрографа

Проверка установки часовой оси астрографа. Ошибка в установке часовой оси телескопа приводит к вращению поля вокруг ведущей звезды, в результате чего изображения звезд на пластинке при длинных экспозициях оказываются растянутыми, несмотря на самое тщательное гидирование.

Чем больше угловое поле и фокусное расстояние астрографа, тем выше требования к точности совмещения полярной оси инструмента с направлением на небесный полюс. Как показано Рожковским [7], допустимая неточность установки определяется следующим выражением:

$$p \leqslant \frac{206\,265 S_0 \cos\delta}{2F \operatorname{tg} r \sin(\Delta t/2)}, \qquad (1)$$

где p — угловое расстояние инструментального полюса от истинного; S_0 — допустимая величина нерезкости изображений на пластинке, обычно принимаемая равной диаметру наименьшего фотографического изображения $S_0 = 0{,}030$ *мм*; δ — склонение фотографируемой области; F — величина фокусного расстояния астрографа; r — радиус углового поля на пластинке; Δt — продолжительность экспозиции.

Для 40-*см* астрографа $F = 1600$ *мм* и $r = 5°$. Из (1) следует, что для обеспечения фотографирования экваториальных областей с часовой экспозицией полярная ось астрографа должна быть установлена с точностью не хуже $p = 172''$. Для фотографирования полярной области ($\delta = 89°$) с той же экспозицией и тем же полем требуется точность установки $p \leqslant 3''$, а если ограничиться центральной частью поля $r = 1°$, то $p \leqslant 15''$. После введения 40-*см* астрографа в строй правильность его установки проверялась в 1949 г. Л. С. Галкиным по методу П. П. Добронравина [8], и достигнутая точность была признана вполне приемлемой. Так как с тех пор прошло много времени и установка могла измениться, то мы сочли необходимым заново проверить ошибки установки, пользуясь более чувствительным фотографическим методом. Наиболее подходящим является метод, изложенный в [7].

Для определения координат инструментального полюса фотографировалась полярная область неба. Было сделано две коротких экспозиции при выключенном часовом механизме, причем в перерыве между экспозициями телескоп был повернут вокруг часовой оси на 180°. Экспозиции делались одновременно двумя камерами. Для каждой звезды в результате перекладки телескопа между экспозициями получается два изображения, симметричных относительно места инструментального полюса на пластинке. Измерение расстояния l между симметричными изображениями одной и той же звезды дает возможность найти инструментальное склонение δ' звезды из соотношения $l = 2F \operatorname{ctg} \delta'$.

Необходимо иметь на снимке изображения по крайней мере двух звезд с известными каталожными координатами α_1, δ_1 и α_2, δ_2 и разностью прямых восхождений, близкой к 90°. Тогда координаты инструментального полюса (полярное расстояние p и часовой угол τ) определяются из уравнений

$$\begin{aligned} p \cos \tau \sin (t_2 - t_1) &= \Delta\delta_1 \sin t_2 - \Delta\delta_2 \sin t_1, \\ p \sin \tau \sin (t_2 - t_1) &= -\Delta\delta_1 \cos t_2 + \Delta\delta_2 \cos t_1, \end{aligned} \tag{2}$$

где $\Delta\delta_1 = \delta_1' - \delta_1$, $\Delta\delta_2 = \delta_2' - \delta_2$, t_1 и t_2 — часовые углы звезд. На пластинках было выбрано шесть звезд из каталога AGK-2:

1	2	3	4	5	6
+85°39	+86°46	+88°10	+89°35	+87°114	+85°216

Вычисления были основаны на измерениях 5 пар звезд: 1—2, 1—3, 2—4, 3—5, 4—6. Это дало по каждому из двух снимков пять отдельных результатов. На основании их были получены следующие усредненные значения координат полюса инструмента вместе с ошибками по внутренней сходимости:

$$p = 29'',8 \pm 1'',7, \qquad \tau = 76° \pm 4°.$$

Согласно критерию (1) такая точность установки достаточна для фотографирования с часовыми экспозициями зон до склонения $\delta \leqslant 80°$. Полярная область ($\delta = 89°$) может фотографироваться с экспозицией полчаса при условии использования поля диаметром 2°.

Поправки установки в горизонтальной системе координат ΔA и $\Delta\varphi$ связаны с p и τ соотношениями

$$\Delta A = p \sin \tau \sec \varphi, \qquad \Delta\varphi = p \cos \tau.$$

Отсюда поправка азимута часовой оси астрографа $\Delta A = 41''$ и поправка наклона оси $\Delta\varphi = 7''$.

Влияние существующей неточности установки на смещение ведущей звезды в поле зрения гида можно оценить из известного соотношения

$$d\,(\Delta\delta)/dt = \sin t\, \Delta\varphi + \cos t \cos \varphi\, \Delta A. \tag{3}$$

Почти все наблюдения с астрографом проводятся вблизи меридиана, поэтому на положение звезды влияет только ошибка азимута. При $\Delta A = +41''$ скорость смещения ведущей звезды по δ составляет $0'',13$ в минуту и направлена в сторону возрастания δ. Таким образом, за 10 *мин* изображение звезды в окуляре гида сместится с нити вниз на $1'',3$, а за час смещение достигнет $8''$. Изменение величины рефракции с изменением часового угла будет до меридиана уменьшать скорость этого смещения (до 0 при $\delta = -20°$ и до $5''$/*час* при $\delta = +10 \div +20°$), а после меридиана увеличивать в 1,5—2 раза (в зависимости от склонения). В процессе наблюдений с астрографом мы действительно замечаем, что звезда в окуляре гида систематически смещается вниз, и вынуждены через каждые 10—15 *мин* возвращать ее на нить тонким движением.

Для исправления азимута полярной оси необходимо южную часть основания колонны сместить регулировочным винтом к западу на $41''$ (тогда северный конец оси повернется к востоку на этот угол). Расстояние от оси подъемного винта на северном конце основания колонны до оси винтов регулировки азимута на южном конце основания равно 1960 *мм*. Отсюда следует, что для исправления установки по азимуту необходимо смещение 0,39 *мм*.

Проницающая способность астрографа. Предельная звездная величина, регистрируемая системой астрограф + фотографическая эмульсия, зависит, как известно, от диаметра D действующего отверстия объектива, чувствительности эмульсии и времени экспозиции T [9]:

$$m = k + 5 \lg D + 2{,}5\, p \lg T, \tag{4}$$

где k — величина, характеризующая светочувствительность фотографического слоя и коэффициент пропускания оптической системы телескопа, p — коэффициент Шварцшильда ($p < 1$). Для конкретного телескопа и одного сорта пластинок эта зависимость может быть представлена в виде

$$m = m_0 + c \lg T, \tag{5}$$

где m_0 — звездная величина при экспозиции $T = 1$ *мин*, а коэффициент c численно равен приросту Δm звездной величины при увеличении логарифма экспозиции на единицу.

Проницающая способность и параметры формулы (5) для камер 40-*см* астрографа определялись по снимкам звезд Северного полярного ряда. Контрольные снимки делались на несенсибилизированных пластинках ORWO ZU 2, на которых ведется и вся наблюдательная работа с этим телескопом. Звезды отождествлялись с помощью карты, приведенной в [10]. Результаты оценки видимости предельно слабых звезд, проработавшихся на снимках, показаны на рис. 2. Обе камеры дали практически одинаковые результаты и поэтому представлены одним общим графиком. Зависимость между звездной величиной и экспозицией для 40-*см* астрографа может быть представлена формулой

$$m = 14^m{,}0 + 2{,}1 \lg T.$$

Отсюда следует, что коэффициент Шварцшильда для пластинок ORWO ZU 2 имеет значение $p = 0{,}84$. График дает для разных экспозиций такие усредненные значения предельной величины звезд на пластинках:

T, *мин*	1	3	10	30	90
m	14,0	15,0	16,1	17,1	18,1

Таким образом, выигрыш в одну звездную величину получается при утроении экспозиции. С максимальной величиной экспозиции $T = 2{,}5$ *час* с 40-*см* астрографом на пределе должны получиться звезды $18^m{,}6$.

Все эти оценки относятся к звездам в центре пластинки. К краям поля проницающая способность заметно снижается, главным образом из-за

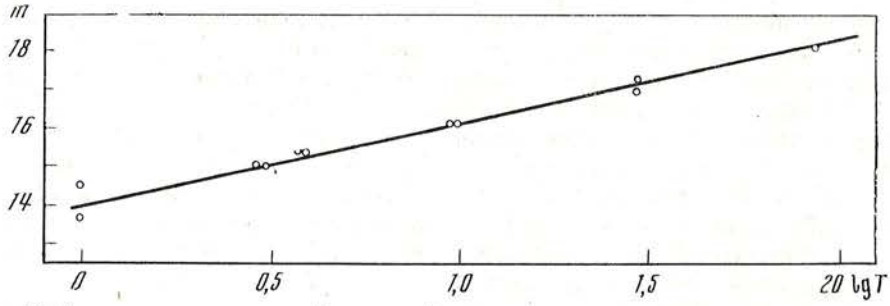


Рис. 2. Зависимость предельной звездной величины от продолжительности экспозиции

ухудшения качества изображений под влиянием комы, а также вследствие виньетирования. Падение проницающей способности на краю пластинки 30×30 *см*^{2} составляет около $0^m,5$.

Фокусное расстояние и масштаб камер. Зависимость фокусировки от температуры. Фокусное расстояние и масштаб широкоугольного астрографа могут быть определены способом, изложенным в [11]. В редукционной обработке широкоугольных астронегативов точное значение этих параметров не используется, поэтому мы ограничились выводом их приближенных значений, что вполне достаточно для характеристики астрографа. Фокусные расстояния камер астрографа определялись по снимкам двух областей неба — полярной области и области с координатами $\alpha = 4^h05^m$, $\delta = 23°45'$. Снимки были сделаны при разной температуре и дали следующие значения фокусного расстояния F и масштаба M камер (со средней ошибкой фокуса $\varepsilon_F = \pm 0{,}3$ *мм*).

Таблица 1

T, °C	Верхняя камера		Нижняя камера	
	F, *мм*	M	F, *мм*	M
20	1599,1	128″,99 *мм*$^{-1}$	1594,8	129″,34 *мм*$^{-1}$
4	1599,7	128,94	1595,4	129,29

Таким образом, камеры астрографа заметно различаются по масштабу. Положение плоскости наилучшей фокусировки в зависимости от температуры определялось по фокусировочным снимкам, а также по снимкам с диафрагмой Гартмана. Последние результаты представлены на рис. 3. Видно, что отсчеты фокусировочной шкалы (и величина фокусного расстояния камер) возрастают с понижением температуры, т. е. объективы имеют отрицательный температурный коэффициент. Он одинаков у обеих камер и равен $\Delta F/\Delta t = -0{,}033$ *мм/град*. Несложный расчет показывает, что изменение длины трубы астрографа вследствие ее теплового расширения может составить только половину этой величины (если принять для трубы, изготовленной из стали, коэффициент линейного расширения $12 \cdot 10^{-6}$). Остальное должно быть отнесено за счет термических изменений в самом объективе.

Каждая из камер астрографа фокусируется отдельно, причем нуль-пункты фокусировочных шкал различаются почти точно на 10,0 *мм*. Положение фокуса камер в зависимости от температуры можно представить соотношениями

$$\Phi_a = 106{,}90 - 0{,}033\ t \text{ (верхняя камера)}.$$
$$\Phi_b = 96{,}85 - 0{,}033\ t \text{ (нижняя камера)}.$$

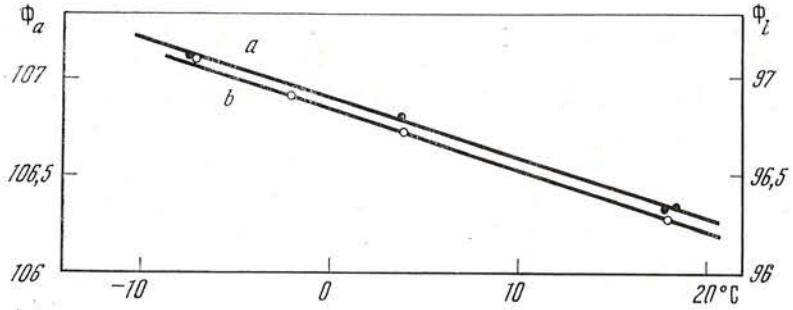


Рис. 3. Зависимость фокусировки от температуры
a — верхняя камера; *b* — нижняя камера

Точность установки фокуса определяется ценой деления нониуса, равной 0,1 *мм*. По Максутову [12], для такого светосильного астрографа, как наш, требуется фокусировка более точная. Однако рассуждения Максутова относятся к идеализированному случаю отсутствия атмосферного дрожания звезды. В реальных условиях на пластинках нашего астрографа изменение фокусировки на 0,1 *мм* почти не замечается.

Исследование объективов астрографа методом Гартмана. Сферическая аберрация объективов, астигматизм, размеры кружка рассеяния, техническая постоянная, кривизна поля камер астрографа определялись методом Гартмана [10]. Использовались диафрагмы из прессованного картона, имеющие по 64 отверстия диаметром 8 *мм*. Диафрагма выделяет из объектива восемь зон с расстояниями между соседними зонами 24 *мм*. Отверстия в кольцевой зоне расположены в позиционных углах, кратных 45°, образуя четыре диаметра.

Снимки с диафрагмой Гартмана делались в разные сезоны года (зимой, весной и летом) в интервале температур от —8° до +20° С. Во всех случаях как предфокальные, так и зафокальные снимки сделаны при смещении пластинки относительно рабочего фокуса на 20,0 *мм*. Фотографировались Капелла, Процион и Альтаир с экспозициями от 2 до 4 *мин* на несенсибилизированных пластинках Agfa Astro. На первых пластинках делалось по две-три экспозиции, а позже — только по одной экспозиции, так как даже при небольшом смещении от центра пластинки изображения крайних зон на внефокальных снимках теряются из-за виньетирования. По этим же соображениям зафокальный и предфокальный снимки делались каждый на отдельной пластинке.

Обрабатывалось по четыре пары снимков для каждой камеры. Пластинки были измерены на приборе СИП-5 с использованием поворотного столика. Пластинка ориентировалась в приборе так, чтобы измеряемый диаметр изображений совпал с координатой y, и все измерения расстояний между изображениями симметричных отверстий диафрагмы делались с помощью этого микрометра, в то время как показания микрометра x отсчитывались только на крайних изображениях — для контроля. Таким же путем измерялся и каждый следующий диаметр.

На основании измерений известным способом вычислялись значения фокуса для каждой отдельной зоны, средневзвешенное по зонам значение фокуса, величины продольных аберраций δS и поперечных аберраций δr. Усредненные значения поперечных сферических аберраций объективов представлены на рис. 4.

По тем же измерениям был построен ход лучей вблизи фокуса от каждой из зон одного диаметра (рис. 5). Он дает наглядное представление о вкладе каждой зоны в формирование кружка сферической аберрации, о размерах этого кружка и о положении наилучшего фокуса. Можно видеть,

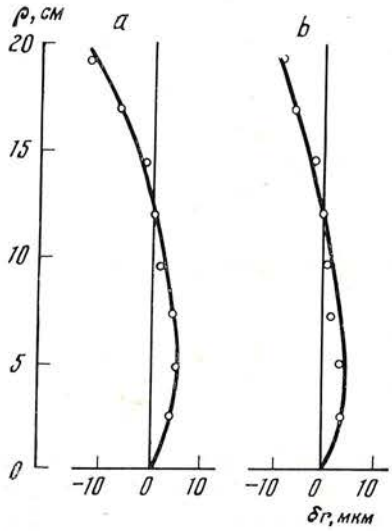
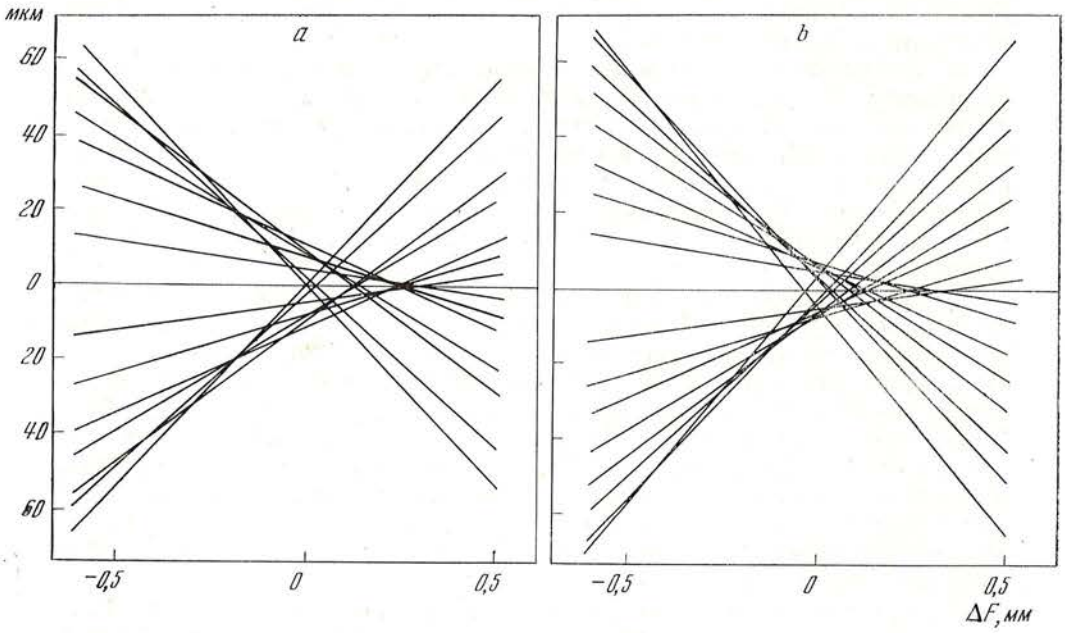


Рис. 4. Поперечные аберрации

a — верхняя камера; *b* — нижняя камера

Рис. 5. Ход лучей вблизи фокуса

a — верхняя камера; *b* — нижняя камера



что сферическая аберрация объективов недоисправлена: лучи от внешних зон пересекают оптическую ось перед фокусом, а от внутренних зон — за фокусом.

Величина астигматизма объективов оценивалась полуразностью значений фокусов зон для взаимно перпендикулярных диаметров. У обоих объективов астрографа астигматическая разность оказалась незначительной, в пределах ошибок ее определения.

И наконец, по величине поперечных аберраций были найдены для каждого объектива радиус кружка наименьшего аберрационного изображения ρ в фокусе и техническая постоянная T:

	ρ		T
Верхняя камера	4,4 *мкм*	0″56	0,54
Нижняя камера	3,5 *мкм*	0″44	0,43

В соответствии с критерием Гартмана объектив верхней камеры можно считать хорошим, второй объектив — превосходным. Налицо, таким об-

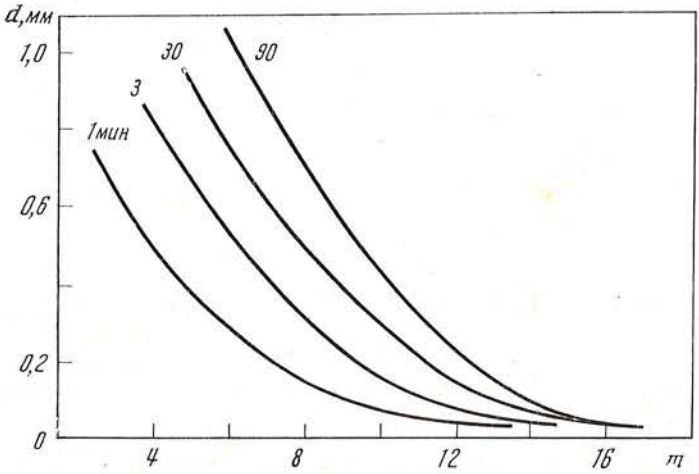


Рис. 6. Зависимость диаметра звездных изображений от яркости звезд

разом, различие в качестве объективов. Нижняя камера должна давать более резкие изображения по сравнению с верхней, что и действительно замечается на практике при сравнении параллельно снятых пластинок.

Кружок остаточных сферических аберраций у обоих объективов не намного больше кружка теоретического дифракционного изображения, радиус которого $\delta = 0'',28$ при $D = 40$ *см*.

Размеры фотографических звездных изображений зависят от яркости звезд, продолжительности экспозиции, применяемого сорта эмульсии, а также от атмосферных условий во время экспонирования. Изображения самых слабых звезд в центре пластинки 40-*см* астрографа имеют диаметр в среднем около 30 *мкм*. С увеличением яркости звезд размеры их фотографических изображений быстро возрастают, как показывает рис. 6, на котором представлены эти зависимости для четырех разных экспозиций. По сравнению с аналогичной зависимостью для менисковых телескопов [7, 13], обладающих ничтожно малой хроматической аберрацией, кривая нарастания диаметров изображений у 40-*см* астрографа поднимается значительно круче, что можно объяснить влиянием хроматизма 40-*см* астрографа.

Хроматическая аберрация астрографа исследовалась И. И. Проник [4] в связи с выполнявшимися на телескопе работами по спектральной классификации слабых звезд. Полученная И. И. Проник хроматическая кривая объектива воспроизведена на рис. 7.

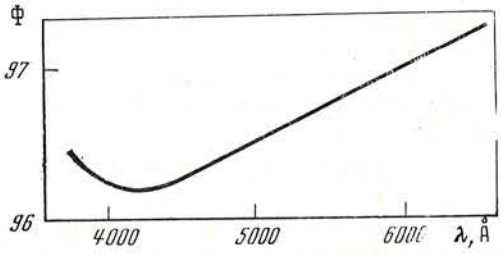


Рис. 7. Хроматическая кривая (по исследованиям И. И. Проник)

Кривизна поля. Отклонение поверхности изображений от идеальной плоскости определялось для каждой камеры астрографа по снимкам звездного поля с диафрагмой Гартмана. Полученные результаты представлены на рис. 8. При полном отверстии объектива поле обеих камер астрографа плоское в пределах круга радиусом около 10 *см*, а на бо́льших расстояниях от центра поле изображений искривляется, удаляясь от объектива примерно на 0,1 *мм* на каждые 2 *см* увеличения поля. На пластинках 30 × 30 *см*²

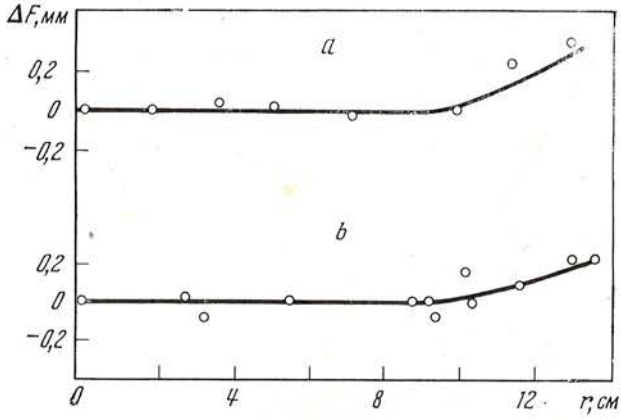


Рис. 8. Кривизна поля астрографа

a — верхняя камера;
b — нижняя камера

для краевых частей расфокусировка достигает величины 0,3—0,4 *мм*. Это подтверждают и фокусировочные снимки. Например, на пластинках, снятых 24.VIII 1971 г. при температуре +16° С, наиболее резкие изображения в центре поля соответствуют отсчетам фокусировочной шкалы 96,4 (нижняя камера) и 106,4 (верхняя камера). Эти значения фокуса остаются наилучшими до расстояния 10 *см* от центра пластинки. На краю пластинки наилучший фокус получился при отсчетах 96,7 и 106,7, т. е. каждую пластинку потребовалось сместить на 0,3 *мм* в сторону удаления от объектива.

Дисторсия. Цейссовские четырехлинзовые объективы системы Зоннефельда, которыми снабжен двойной 40-*см* астрограф, отличаются сравнительно малой величиной коэффициента дисторсии. Однако и при этом влияние дисторсии на краях поля может оказаться существенным и должно учитываться.

Дисторсия исследовалась так называемым методом скользящей пары [14]. Вместе с коэффициентом дисторсии метод одновременно позволяет определить место оптического центра на пластинке. Дисторсия по прямому восхождению и дисторсия по склонению определяются раздельно. Обычно при исследовании дисторсии астрономической оптики исходят из предположения, что дисторсия обладает центральной симметрией и является кубической функцией расстояния от оптического центра.

Звездная пара выбирается с расстоянием около половины поля и ориентированной возможно ближе к направлению, вдоль которого исследуется дисторсия. Пара звезд последовательно фотографируется на пластинке несколько раз со смещением по этой координате. Тем самым одно и то же угловое расстояние σ между звездами откладывается на пластинке на разных расстояниях от оптического центра, что и позволяет оценить величину дисторсии.

Угловое расстояние σ между двумя звездами на небесной сфере и линейное расстояние l между их изображениями S_1 и S_2 на пластинке связаны соотношением [15]

$$l = F \sin \sigma \sec i \sec I \sec (I + \sigma). \tag{6}$$

Входящие в это выражение углы i и I показаны на рис. 9, где O — вторая главная точка объектива (центр проекции), T — оптический центр пластинки. Геометрический смысл остальных величин ясен из чертежа. Тригонометрические функции углов i, I, $I + \sigma$ в (6) легко выразить через отношения соответствующих отрезков, учитывая, что отрезки на пластинке — величины малые по сравнению с фокусным расстоянием F:

$$l = F \sin \sigma \left(1 - \frac{n^2}{F^2}\right)^{-1/2} \left(1 - \frac{p^2}{F^2}\right)^{-1/2} \left[1 - \frac{(p + l)^2}{F^2}\right]^{-1/2}. \tag{7}$$

Применяя к сомножителям этого выражения разложение в ряд и пренебрегая членами выше второй степени, получим:

$$l = F\sigma\left(1 + r'^2 + \frac{1}{12}l'^2 - \frac{1}{2}n'^2\right), \qquad (8)$$

где введены следующие обозначения:

$$r' = r/F, \quad l' = l/F, \quad n' = n/F.$$

Как показывают выражения (6) — (8), расстояния l между изображениями одной и той же пары звезд в разных частях пластинки будут неодинаковыми. Эти изменения, вызванные различием условий проектирования дуги на пластинку в разных ее частях, в случае широкоугольного астрографа существенно больше влияния дисторсии.

Длина отрезка l имеет минимум при $r = n = 0$, когда середина отрезка совпадает с оптическим центром. Обозначим это минимальное значение длины отрезка l в центре через l_c. Из (8) следует, что

$$l_c = F\sigma\left(1 + \frac{1}{12}l'^2\right). \qquad (9)$$

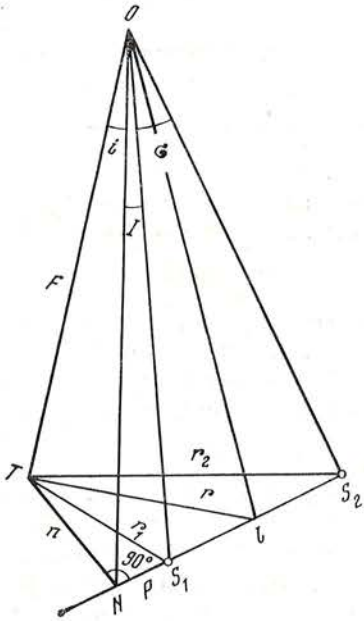


Рис. 9. К определению длины отрезка между изображениями двух звезд на пластинке

Из выражений (8) и (9) с точностью до членов второго порядка следует:

$$l = l_c\left(1 + r'^2 + \frac{1}{12}l'^2 - \frac{1}{2}n'^2\right)\left(1 + \frac{1}{12}l'^2\right)^{-1} = l_c\left(1 + r'^2 - \frac{1}{2}n'^2\right),$$

откуда

$$l_c = l\left(1 - r'^2 + \frac{1}{2}n'^2\right). \qquad (10)$$

Таким образом, чтобы измеренный на пластинке отрезок l привести к ее центру, необходимо величину l умножить на $(1 - r'^2 + \frac{1}{2}n'^2)$. Приведенные к центру значения расстояния l_c будут свободны от искажений, связанных с проектированием, но все еще будут зависеть от r вследствие: 1) влияния дисторсии $\Delta l_d = cr^3$ и 2) влияния ошибки ΔT принятого положения оптического центра $\Delta l_T = -\frac{2l\Delta T}{F^2}r$. Не искаженное дисторсией и наклоном к оптической оси значение l_0, соответствующее $r = 0$, можно найти с помощью графика $l_c = f(r)$.

Разности $l_0 - l_c$ служат правыми частями уравнений для определения коэффициента дисторсии c и ошибки ΔT принятого оптического центра:

$$c(r_к^3 - r_н^3) - \frac{2l\Delta T}{F^2}r + a = l_0 - l_c, \qquad (11)$$

где a — ошибка нуль-пункта разностей $l_0 - l_c$; $r_н$ и $r_к$ — расстояние начала и конца отрезка l от оптического центра.

В соответствии с изложенной методикой для исследования дисторсии фотографировалась (в меридиане) экваториальная область неба (созвездие Орла), причем один раз телескоп между экспозициями перемещался по α и было сделано девять экспозиций одновременно двумя камерами, а другой раз — семь экспозиций (тоже одновременно двумя камерами) при смещении телескопа по δ. Смещения телескопа составляли во всех случаях около 1°. На каждом из снимков можно было выбрать несколько подходящих пар звезд. Значения коэффициента дисторсии c и координат Δx и Δy оп-

Таблица 2

Камера	Коэффициент дисторсии		Оптический центр	
	c_x	c_y	Δx, *мм*	Δy, *мм*
Верхняя	$-0{,}48\pm0{,}04$	$-0{,}64\pm0{,}03$	$0{,}7\pm0{,}5$	$-0{,}8\pm0{,}6$
Нижняя	$-0{,}53\pm0{,}05$	$-0{,}53\pm0{,}05$	$0{,}3\pm0{,}5$	$1{,}3\pm0{,}4$

тического центра относительно геометрического центра пластинки, полученные в результате решения, приведены в табл. 2.

В пределах ошибок величину дисторсии можно считать одинаковой у обеих камер и принять для астрографа среднее значение:

$$c = -0{,}54\ мкм/град^3 = -0'',070/град^3 = -\ 2{,}5\cdot10^{-8}\ мм/мм^3.$$

Так как $c < 0$, то дисторсионное смещение изображения направлено к центру поля, т. е. объективы астрографа обладают отрицательной, «бочонкообразной» дисторсией. Поправки за дисторсию поэтому должны быть положительными. Величина дисторсии для разных расстояний от центра пластинки дается табл. 3.

Таблица 3

Расстояние от центра поля, *град*	Дисторсия	
	в *мкм*	в сек. дуги
1	0,5	0,07
2	4,3	0,6
3	14,6	1,9
4	35,6	4,5
5	67,5	8,7

Как видим, дисторсия незначительна только в пределах поля 2—3°, а дальше она быстро возрастает. На краю поля $10°\times10°$ дисторсия достигает величины 8″,7. Относительная дисторсия, выраженная отношением величины дисторсии на краю ко всему диаметру поля, для астрографа равна 0,05%.

У обеих камер оптический центр достаточно близок к геометрическому центру пластинки.

Уравнение блеска. Систематическая ошибка в положении звезд на пластинке, пропорциональная их яркости, у такого широкоугольного и светосильного телескопа, как исследуемый астрограф, может достигать значительной величины и меняться сложным образом в зависимости от места звезды на пластинке. Ввиду сложности характера этой ошибки и трудности определения ее по всему полю пришлось ограничиться изучением ее в двух зонах поля — в центре и на краю.

Уравнение блеска в центре поля может быть вызвано главным образом ошибкой центрировки объектива, приводящей к асимметрии звездных изображений.

Для исследования уравнения блеска делались снимки области звездного неба при двух положениях камер астрографа относительно колонны и с поворотом пластинки в кассете на 180° между экспозициями. Каждой звезде на пластинке соответствует пара близких между собой изображений. Расстояния Δx и Δy между ними вызваны сдвигом и поворотом пластинки

в кассете, а также удвоенным влиянием ошибки центрировки $2V_x$ и $2V_y$. Различие ориентировки и сдвиг начала координат пластинки учитывались по трем десяткам звезд $8—9^m$ с помощью линейных формул

$$\Delta x = ax + by + c, \quad \Delta y = dx + ey + f.$$

С известными значениями шести постоянных обрабатывались измерения звезд от 7^m до 15^m. Остаточные уклонения уравнений

$$\Delta x - (ax + by + c) = 2V_x, \quad \Delta y - (dx + ey + f) = 2V_y$$

были нанесены на график в зависимости от яркости звезд (диаметра звездных изображений на пластинке), и через полученные точки проводились сглаженные кривые искомой зависимости $2V_x(m)$ и $2V_y(m)$.

Так обработаны две пары пластинок, на которых фотографировалась область в созвездии Орла. Пластинки снимались вблизи меридиана с экспозициями 15 *мин*. На каждой пластинке измерялось по 40 звезд в области радиусом около 1° вокруг центра пластинки. Величины измеренных звезд определялись по диаметру их изображений с помощью зависимости, найденной по измерениям снимка области Северного полярного ряда.

Полученные результаты представлены на рис. 10. Они должны рассматриваться лишь как предварительные, но позволяют с уверенностью отметить, что камеры астрографа обладают сравнительно небольшой ошибкой яркости в центре поля. При разности в несколько звездных величин ошибка не превосходит 2—3 *мкм*, т. е. 0″,3—0″,4.

Этот вывод подтверждается наблюдениями Плутона, имеющего фотографическую звездную величину около 15^m. Поправка эфемериды Плутона по наблюдениям на 40-*см* астрографе [16] близко сходится с результатами наблюдений В. В. Лавдовского в Пулковской обсерватории [17] и свидетельствует об отсутствии заметной систематической ошибки в наших положениях.

Уравнение яркости на краю поля обусловлено преимущественно комой. Объективы астрографа обладают внутренней комой, при которой диффузные «хвосты» звездных изображений направлены к центру поля. В результате этого центры изображений ярких звезд на пластинке смещаются относительно слабых звезд в направлении к центру поля, причем величина смещения зависит как от яркости звезды, так и от места ее на пластинке.

Влияние комы изучалось путем измерения тесных пар звезд, экспонированных на разных местах пластинки. Практически изображения под-

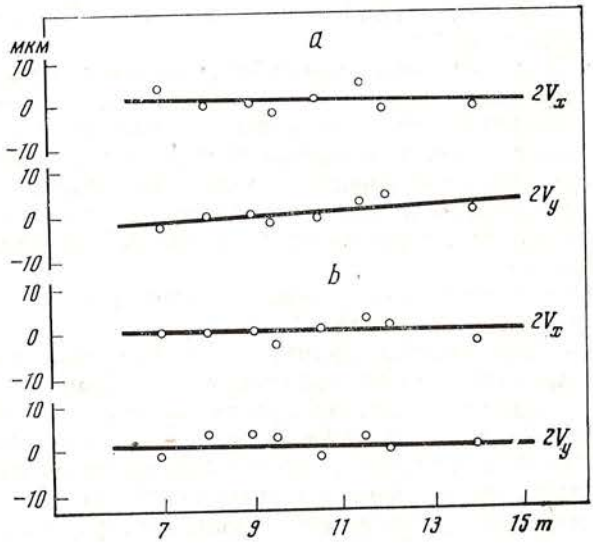


Рис. 10. Уравнение блеска

a — верхняя камера; *b* — нижняя камера

ходящих пар отыскивались на снимках богатой звездами области неба, сфотографированной несколько раз со смещением телескопа вдоль одной координаты. Для упрощения обработки выбирались пары, цепочки изображений которых проходят вблизи оптического центра пластинки.

Чтобы на взаимные расстояния изображений звезд в парах не влияли изменения условий проектирования, пары выбирались достаточно тесными (0,2—0,5 *мм*). На пластинках измерено четыре пары с разностью блеска от 1 до 3^m и яркостью самих звезд от 9 до 13^m. Результаты измерений дают компоненты Δp и Δr расстояния между изображениями звезд в парах (Δr — в направлении перемещения изображений на пластинке, Δp — в перпендикулярном первому направлению). Величины Δp и Δr были нанесены на графики по аргументу расстояния r звезд от оптического центра. Зависимость $\Delta p\ (r)$ на этих графиках в пределах ошибок представляется прямой, параллельной оси абсцисс. Это свидетельствует об отсутствии влияния комы в направлении, перпендикулярном направлению на оптический центр. В то же время все звездные пары показали четкую зависимость $\Delta r\ (r)$.

Анализ этих графиков позволяет сделать следующие выводы.

1. Влияние комы одинаково у обеих камер астрографа.

2. Кома отсутствует в центральной части поля, в круге радиусом около 3°.

3. За пределами этой области кома вызывает заметное смещение более ярких изображений относительно слабых, направленное к центру поля, причем величина смещения растет с удалением от центра поля и с увеличением разности яркостей звезд.

4. На расстоянии 4°,5 от центра поля влияние комы следующим образом зависит от яркости звездных изображений.

Δm	0	1^m	2^m	3^m	4^m	5^m
Влияние комы, сек. дуги	(0)	0,6	1,4	2,1	(2,8)	(3,5)

(в скобках — экстраполированные значения).

Таким образом, вызванное влиянием комы уравнение блеска на краю пластинки 30 × 30 *см*² при большом различии яркости опорных звезд и определяемого объекта может достигать нескольких секунд дуги.

Оценка точности определения положений малых планет с двойным 40-*см* астрографом. Полная ошибка астрографического положения небесного объекта складывается из трех частей:

1) ошибки наведения на изображение объекта при измерении его прямоугольных координат x, y;

2) влияния ошибок координат (как измеренных, так и сферических) опорных звезд;

3) систематических ошибок, зависящих от оптики и конструкции астрографа (инструментальная ошибка, или ошибка астрографа).

Величина этих составляющих зависит от соотношения яркости определяемого объекта и опорных звезд, особенностей (движение, структура) определяемого объекта, продолжительности экспозиции, места объекта на пластинке, а также от условий наблюдений (дрожание изображения, прозрачность, часовой угол и высота снимаемой области, точность гидирования).

Применительно к малым планетам должны отдельно рассматриваться два типичных случая:

а) наблюдения ярких, так называемых избранных, малых планет с целью определения некоторых астрономических постоянных;

б) массовые наблюдения для обеспечения эфемеридной службы малых планет, а также с целью открытия новых малых планет.

В первом случае различие блеска малой планеты и опорных звезд невелико, изображения планеты и окружающих ее опорных звезд находятся в центральной части пластинки, поэтому систематические ошибки незна-

чительны. Практически достижимая точность определения координат мало отличается от ожидаемой, исходя из теоретических предпосылок.

Одной из таких планет, наблюдаемых по специальной программе, является малая планета 10 Гигия. Она регулярно фотографируется на 40-*см* астрографе в каждую оппозицию начиная с осени 1963 г. Точность определения координат этой малой планеты оценивалась путем сравнения наблюденных положений с точной эфемеридой. Систематическая часть разностей $(O - C)_\alpha$ и $(O - C)_\delta$ учитывалась при улучшении орбиты, а остаточные уклонения представляют собой случайные ошибки наблюдений. Обработка 70 положений этой малой планеты, полученных с 1963 по 1969 г., дала следующие значения средней квадратической ошибки наблюдения: $\varepsilon_\alpha = \pm 0'',49$, $\varepsilon_\delta = \pm 0'',36$. Средняя ошибка наведения на изображение малой планеты $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \pm 1{,}5$ *мкм* $= \pm 0'',2$. Примерно с такой же точностью измеряются изображения опорных звезд. Каждое положение малой планеты определялось с четырьмя опорными звездами, координаты которых брались из йельских каталогов. Ошибки каталожных звездных положений из-за влияния неточности собственных движений могут к настоящему времени достигать $\pm(0'',3 \div 0'',7)$. При четырех опорных звездах это вызовет ошибку в положении планеты $\pm(0'',1 \div 0'',3)$. Общее влияние трех источников ошибок (ε_x и ε_y малой планеты, ε_y^* и ε_x^* опорных звезд, ε_α^* и ε_δ^* опорных звезд) соответствует средней ошибке положения малой планеты $\pm 0'',3$, по каждой координате. Отличие этой «теоретической» ошибки положения малой планеты от найденной из обработки наблюдений вызвано ошибкой астрографа. В данном случае она составляет $\pm 0'',3$.

При фотографировании слабых малых планет по общей программе, преследующей цель охватить наблюдениями возможно большее их число, экспозиции достигают предельно допустимых значений. Изображения опорных звезд при таких экспозициях оказываются сильно передержанными, а изображения самих планет часто имеют неправильную форму из-за неточной гидировки. Разность блеска опорных звезд и малых планет достигает $8—10^m$. Изображения малых планет могут находиться в любых местах пластинки вплоть до самого края, где аберрации вносят сильные искажения. Все это приводит не только к низкой точности измерения координат планет и опорных звезд, но и к большим систематическим ошибкам.

Внутренняя точность определения координат слабых малых планет на пластинках 40-*см* астрографа оценивалась путем сопоставления положений, вычисленных по независимым измерениям пластинок, снятых одновременно двумя камерами. Было проанализировано 600 разностей положений малых планет $15—17^m$, полученных четырьмя наблюдателями. В разностях $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ (нижняя камера минус верхняя) не обнаружилось четкой зависимости ни от звездной величины, ни от места планеты на пластинке. Это свидетельствует о том, что инструментальные ошибки камер примерно одинаковы. Измерения были разделены на четыре группы соответственно качеству изображений малых планет, и каждая группа затем анализировалась отдельно.

На основании индивидуальных значений разностей $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ вычислялось среднее квадратическое значение разности координат $\overline{\Delta\alpha}$, $\overline{\Delta\delta}$, с которым определялась средняя квадратическая ошибка положения $\varepsilon_\alpha = \frac{\overline{\Delta\alpha}}{\sqrt{2}}$, $\varepsilon_\delta = \frac{\overline{\Delta\delta}}{\sqrt{2}}$.

Результаты оказались следующими. По 400 положениям малых планет, полученных тремя наблюдателями (Л. В. Журавлевой, Л. И. Черных, Н. С. Черных), средняя взвешенная величина ошибки по внутренней сходимости двойных определений координат равна $\varepsilon_\alpha = \pm 1'',31$, $\varepsilon_\delta = \pm 1'',35$.

По 100 положениям наилучших изображений малых планет получено $\varepsilon_\alpha = \pm 0'',75$, $\varepsilon_\delta = \pm 0'',72$.

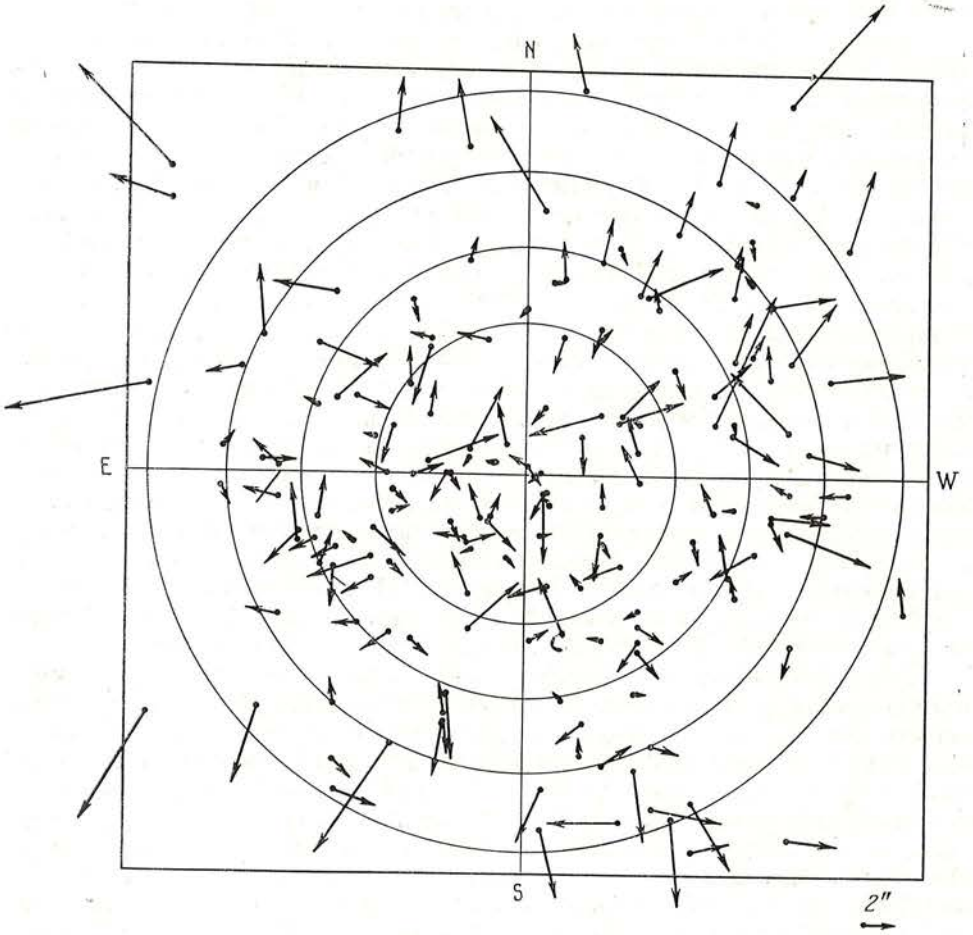


Рис. 11. Зависимость ошибки положения от места объекта на пластинке (ошибка поля)

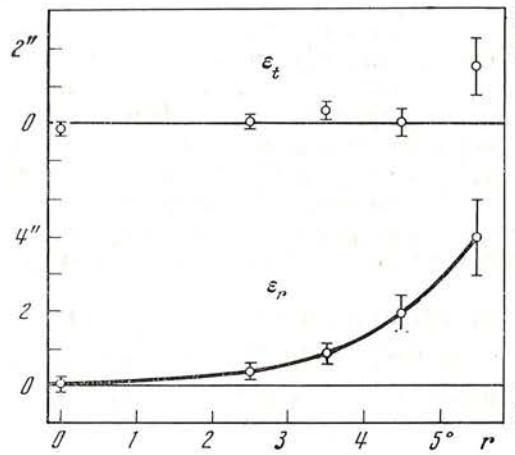


Рис. 12. Поперечная (ε_t) и радиальная (ε_r) составляющие ошибки поля

Материалы четвертого наблюдателя (Т. М. Смирновой, 200 положений) дали $\varepsilon_\alpha = \pm 1'',85$, $\varepsilon_\delta = \pm 1'',87$.

Эти оценки характеризуют внутреннюю точность, зависящую от измерения положения малой планеты на пластинке по отношению к опорным звездам, при отсутствии ошибок астрографа.

Действительные, истинные значения ошибок определения координат с астрографом можно найти из сравнения наблюденных и эфемеридных коор-

динат малых планет. Результаты таких сравнений для некоторых из наблюдавшихся у нас малых планет приведены в Minor Planets Circular [18].

Были обработаны результаты сравнений для 160 наблюдений нескольких десятков малых планет в среднем от 15 до 17^m. В большинстве случаев невязки наблюдений $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ укладываются в границы $\pm 2''$, но нередки отклонения до 3—4″, а встречаются и до 6″.

На основании выписанных из MPC величин невязок был построен рис. 11, на котором для каждого наблюдения представлен вектор невязки (ошибки), отнесенный к месту малой планеты на пластинке. График наглядно показывает зависимость ошибки положения от места определяемого объекта на пластинке: чем дальше планета от центра, тем больше величина ошибки, причем во внешней зоне поля векторы ошибок преимущественно направлены от центра. Налицо, таким образом, знакомая картина влияния уравнения блеска, обусловленного комой. Эта систематическая ошибка имеет радиальное направление и зависит от зоны пластинки. В связи с этим далее рассматривались отдельно радиальная ε_r и поперечная ε_t составляющие ошибки положения, найденные для каждого наблюдения по величинам $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$. Вся площадь пластинки была разделена на пять зон: центральную радиусом 2°, три зоны шириной по 1° и внешнюю радиусом $r > 5°$. Для каждой зоны определены средние значения величин ε_r и ε_t и их ошибки по внутренней сходимости. Эти результаты представлены на рис. 12. О реальности систематической части ошибки ε_t при таком ограниченном материале судить трудно. Скорее всего, преобладающее во внешней зоне пластинки «вращение» векторов ошибок против часовой стрелки — случайный эффект. Систематическая ошибка ε_r определяется уверенно. График кривой $\varepsilon_r(r)$ вместе с графиком на рис. 11 может служить для исключения систематической ошибки из результатов наблюдений.

В центральной зоне пластинки диаметром 4° средние квадратические ошибки $\varepsilon_r = \pm 1'',46$, $\varepsilon_t = +1'',50$ мало отличаются от приведенной выше величины ошибки по внутренней сходимости измерения парных пластинок.

С удалением от центра точность определения положения малых планет снижается. На расстоянии 3°,5 от центра средняя квадратическая ошибка положения (после исключения систематической части, зависящей от радиуса) получилась $\varepsilon_r = \pm 1'',95$, $\varepsilon_t = \pm 1'',45$. Для планет на углах пластинки ($r > 5°$) ошибка определения положения составляет $\varepsilon_r = \pm 3'',2$, $\varepsilon_t = \pm 2'',4$. Статистический материал, на котором основаны приведенные здесь оценки точности определения координат малых планет в разных условиях, сравнительно невелик. В дальнейшем, когда будет накоплен достаточно большой объем требующихся наблюдательных данных, планируется выполнить более детальное исследование распределения ошибок по полю. Однако уже имеющиеся результаты позволяют вполне объективно оценить возможности астрографа с точки зрения использования его для позиционных наблюдений.

Выводы

Результаты выполненной работы позволяют сделать следующие выводы.

1. Объективы камер астрографа имеют достаточно высокие оптические качества. По критерию Гартмана, объектив № 16943 (нижняя камера) можно считать отличным, объектив № 16480 (верхняя камера) — хорошим.

2. Объективы хорошо центрированы, на что указывает малая величина уравнения блеска в средней части поля.

3. Астрограф не является в строгом смысле астрометрическим инструментом, однако при соблюдении определенных требований он может обеспечить точность $\pm(0'',3 \div 0'',5)$.

4. Кома и связанное с ней уравнение блеска служит основной причиной систематических ошибок определения координат. В случае слабых ма-

лых] планет она может на краю пластинки привести к ошибке 5—6″. Учет ее позволяет заметно уменьшить ошибку определения положения.

5. Двойной 40-*см* астрограф более всего подходит для ведения службы наблюдения малых планет, обеспечивая возможность фотографирования одновременно большого числа астероидов до $17—18^m$. Точность определения координат, которую дает астрограф, в большинстве случаев удовлетворяет требованиям эфемеридной службы малых планет.

Апрель 1974 г.

Литература

1. *Г. Манн, А. Зоннефельд.* Йенское обозрение, 1967, 3.
2. *П. П. Добронравин.* Крымская астрофизическая обсерватория. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. *Э. С. Бродская.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, **16**, 219.
4. *И. И. Проник.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 208.
5. *Н. М. Шаховской, Н. А. Димов.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **27**, 291.
6. *Л. И. Черных, Н. С. Черных.* Бюлл. ИТА, 1967, **11**, 4.
7. *Д. А. Рожковский.* Изв. Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР, 1955, **1**, 1—2.
8. *П. П. Добронравин.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1948, **3**, 69.
9. *Д. Я. Мартынов.* Курс практической астрофизики. М., Физматгиз, 1960.
10. Курс астрофизики и звездной астрономии. Под ред. А. А. Михайлова. М.—Л. ГИТТЛ, 1951.
11. *А. А. Киселев.* Изв. ГАО АН СССР, 1964, **21**, № 174, 4.
12. *Д. Д. Максутов.* Астрономическая оптика. ОГИЗ, 1946.
13. *Л. А. Панаиотов.* Труды 18-й астрометрич. конф., Л., «Наука», 1972.
14. *Т. Т. Киселева.* Изв. ГАО АН СССР, 1966, **24**, № 181, 5.
15. *Е. Я. Бугославская.* Фотографическая астрометрия. М.—Л., ОГИЗ, 1947.
16. *Л. И. Черных, Н. С. Черных.* Бюлл. ИТА, 1971, **12**, 8.
17. *В. В. Лавдовский.* Изв. ГАО АН СССР, 1968, № 183, 112.
18. Minor Planets Circular (MPC). Cincinnati Obs. Mimeograph.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВОЙСТВ ПСЕВДОЭКВИВАЛЕНТНЫХ СИСТЕМ ПРИ РАСЧЕТАХ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Г. М. Попов

Рассмотрены основные свойства псевдоэквивалентных оптических систем из сферических поверхностей и обсуждается их использование для расчетов систем, состоящих из тонких линз, расположенных на малых расстояниях друг от друга. Изложена методика, позволяющая находить данные новой системы на основе результатов расчета исходной системы. Изучены также системы из толстых линз.

Рассмотрена и методика нахождения элементов концентрической псевдоэквивалентной системы.

Результаты могут быть использованы для расчетов объективов телескопов, коллиматоров спектрографов, компенсаторов аберраций (например, для исправления сферической аберрации вогнутого зеркала при его контроле в оптической лаборатории).

THE USE OF PROPERTIES OF PSEUDOEQUIVALENT SYSTEMS IN CALCULATIONS OF THE ASTRONOMICAL OPTICS, by *G. M. Popov.*— The fundamental properties of pseudoequivalent optical systems are examined and using them for calculations of thin optical systems is discussed.

The method for finding of elements of a new system from the data of calculations of initial system is given. Systems of thick lenses are studied too.

The method of finding the elements of concentric pseudoequivalent systems is examined.

These results may be used for calculations of lenses for telescopes and collimators of spectrographs, compensators of aberrations (for example for spherical aberration correction of the concave mirror in laboratory testing).

1. Псевдоэквивалентные бесконечно тонкие оптические системы

Системы, состоящие из тонких соприкасающихся компонентов (линз, зеркал), широко применяются в оптических приборах, и их изучение представляет большой интерес для практики. Покажем, что (рис. 1), зная свойства (имея выражения для последнего угла u' и L_1 и аберраций) заданной бесконечно тонкой системы (исходная система), можно найти конструктивные элементы и аберрации другой бесконечно тонкой системы, обладающей следующим свойством: отношение аберраций полученной и исходной систем равно постоянной C, причем $C < 0$. Конструктивные элементы полученной системы удовлетворяют определенным условиям; назовем полученную систему псевдоэквивалентной, в отличие от эквивалентной системы [1], где $C > 0$. Изучение этого вопроса имеет не только теоретическое, но и большое прикладное значение, позволяя во многих случаях находить новые оптические системы на основании данных об имеющихся системах с известными аберрациями. Очевидно, если аберрации исходной системы исправлены, то и аберрации псевдоэквивалентной системы также будут исправлены.

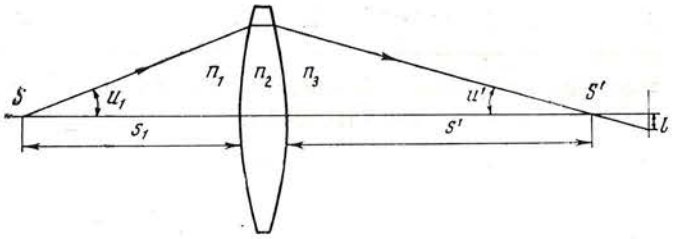


Рис. 1. Ход луча в центрированной системе из сферических поверхностей

Рассмотрим исходную систему, состоящую из m сферических поверхностей, с известными конструктивными элементами $r_1, r_2, \ldots, r_m$; $d_1, d_2, \ldots, d_{m-1}$; $n_1, n_2, \ldots, n_{m+1} = n'$. Расстояния между последовательными центрами кривизны обозначим $a_1, a_2, \ldots, a_{m-1}$; последний угол u' исходной системы запишем в виде [2]

$$u' = \arcsin\frac{k_1}{n_1P_1} + \arcsin\frac{k_1}{n_2r_1} - \arcsin\frac{k_1}{n_1r_1} + \cdots + \arcsin\frac{k_m}{n'r_m} - \\ - \arcsin\frac{k_m}{n_mr_m} = u_{m+1},$$

где

$$k_1 = n_1h_1; \qquad k_2 = k_1 + a_1n_2\sin u_2; \ldots \qquad k_m = k_{m-1} + a_{m-1}n_m\sin u_m;$$

$$P_1 = r_1 - s_1; \qquad L_1 = r_m - s'; \qquad \arcsin\frac{k_1}{n_1P_1} = u_1.$$

Величину P_1 назовем первым расстоянием, u_1 — первым углом. Последнее расстояние L_1 выражается формулой

$$L_1 = r_m - s' = \frac{k_m}{n'\sin u'}. \tag{1}$$

Ординату l' точки пересечения луча с плоскостью установки (в частном случае это может быть плоскость Гаусса) можно найти по очевидной формуле

$$l' = (\Delta_1 - L_1)\operatorname{tg}u', \tag{2}$$

где Δ_1 — расстояние плоскости установки от центра кривизны последней поверхности системы. Поперечная аберрация $\Delta l'$ выражается формулой

$$\Delta l' = l' - l'_0, \tag{3}$$

где l'_0 — ордината точки пересечения параксиального луча с плоскостью установки. Для псевдоэквивалентной системы все обозначения оставим прежними, но будем использовать прописные буквы; исключением являются P_2 и L_2 — первое и последнее расстояния соответственно для псевдоэквивалентной системы.

Будем искать систему, имеющую то же значение последнего угла U', что и исходная система (для любых k_1, K_1):

$$U' \equiv u'. \tag{4}$$

Количество поверхностей m исходной системы примем равным числу поверхностей псевдоэквивалентной системы. Лучи в обеих системах будем выбирать так, чтобы $k_1 = -K_1$. Выражение (4) примет вид

$$u' = \arcsin\frac{k_1}{n_1P_1} + \arcsin\frac{k_1}{n_2r_1} - \arcsin\frac{k_1}{n_1r_1} + \cdots + \arcsin\frac{k_m}{n'r_m} - \\ - \arcsin\frac{k_m}{n_mr_m} \equiv -\arcsin\frac{k_1}{N_1P_2} - \arcsin\frac{k_1}{N_2R_1} + \\ + \arcsin\frac{k_1}{N_1R_1} + \cdots - \arcsin\frac{K_m}{N_mR_m} + \arcsin\frac{K_m}{N'R_m}. \tag{5}$$

Наша задача — выразить неизвестные $P_2, N_1, N_2, \ldots, N', R_1, R_2, \ldots$ $\ldots, R_m$ через известные величины. Простое частное решение этой задачи можно получить (аналогично эквивалентным системам [1]), приравнивая арксинусы в левой и правой частях выражения (5). Возможны два случая:

$$u \equiv U_1,$$

или $n_1P_1 = -N_1P_2$ (выберем масштаб искомой системы так, чтобы $k_1 = -K_1$)

$$u_1 \not\equiv U_1.$$

Очевидно, в первом случае выражение (5) справедливо при любых значениях P_1 и P_2 (при любом положении предмета); во втором случае оно может выполняться только для некоторых фиксированных положений предмета. Первый случай имеет наибольшее значение для практики; изучим его подробнее. Очевидно, одно из решений можно найти, приравнивая первое слагаемое слева в (5) первому слагаемому справа в (5), второе слагаемое слева — ко второму слагаемому справа и т. д. Получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} n_1P_1 &= -N_1P_2, \\ n_2r_1 &= -N_2R_1, \\ n_1r_1 &= -N_1R_1. \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ n_mr_m &= -N_mR_m, \\ n'r_m &= -N'R_m, \end{aligned} \tag{6}$$

При этом мы приняли, что $k_2 \equiv -K_2$; $k_3 \equiv -K_3$; $\ldots k_m \equiv -K_m$, или в явном виде, учитывая, что $u_2 \equiv U_2$; $u_3 \equiv U_3$; $\ldots u_m \equiv U_m$:

$$\begin{aligned} k_1 + a_1n_2 \sin u_2 &\equiv k_1 - A_1N_2 \sin u_2, \\ k_2 + a_2n_3 \sin u_3 &\equiv k_2 - A_2N_3 \sin u_3, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ k_{m-1} + a_{m-1}n_m \sin u_m &\equiv k_{m-1} - A_{m-1}N_m \sin u_m. \end{aligned} \tag{7}$$

Систему (6) следует решить совместно с системой (7); проще всего это сделать методом исключения; при этом одно из неизвестных (например, N_1) можно принять за свободный параметр. Интересное частное решение систем (6) и (7) получается, если $n_1 = N_1 = 1$ (наиболее часто встречающийся на практике случай); решение имеет вид

$$R_1 = -r_1; \qquad R_2 = -r_2; \ldots R_m = -r_m; \tag{8}$$

$$A_1 = -a_1; \qquad A_2 = -a_2; \ldots A_{m-1} = -a_{m-1}; \tag{9}$$

$$N_2 = n_2; \qquad N_3 = n_3; \ldots N_{m+1} = N' = n_{m+1} = n'. \tag{10}$$

Условия (9) в развернутом виде ($D_1, D_2, \ldots, D_{m-1}$ — толщины в псевдоэквивалентной системе) запишутся так:

$$R_2 - R_1 + D_1 = -r_2 + r_1 - d_1; \qquad R_3 - R_2 + D_2 = -r_3 + r_2 - d_2; \ldots$$
$$R_m - R_{m-1} + D_{m-1} = -r_m + r_{m-1} - d_{m-1}.$$

Откуда, учитывая (8), находим

$$D_1 = -d_1; \qquad D_2 = -d_2; \ldots D_{m-1} = -d_{m-1}. \tag{11}$$

Так как согласно (10) показатели преломления всех сред в получаемой системе те же, что и у исходной, то диоптрическая система не может дать зеркальную или зеркально-линзовую псевдоэквивалентную систему, и наоборот; поэтому соотношения (9) могут выполняться при

$$d_1 = d_2 = \ldots = D_1 = D_2 = \ldots = D_{m-1} = 0. \tag{12}$$

Иными словами, как исходная, так и псевдоэквивалентная системы должны быть бесконечно тонкими. Другой возможный случай, когда исходная система концентрическая, т. е. $a_1 = a_2 = \ldots = a_{m-1} = 0$; псевдоэквивалентная система также будет концентрической, как это следует из (9). Концентрические псевдоэквивалентные системы будут изучены в дальнейшем; рассмотрим подробнее бесконечно тонкие системы. Последнее расстояние L_2 псевдоэквивалентной системы выражается формулой

$$L_2 = \frac{K_m}{N' \sin U'} = \frac{-k_m}{n' \sin u'} = -L_1.$$

Ордината l'_n точки пересечения луча с плоскостью установки этой системы согласно рис. 1 имеет вид

$$l'_n = (\Delta_2 - L_2) \operatorname{tg} U' = (\Delta_2 + L_1) \operatorname{tg} u', \tag{13}$$

где Δ_2 — расстояние плоскости установки от центра кривизны последней поверхности псевдоэквивалентной системы; очевидно, Δ_2 можно выбрать так, чтобы (см. формулу (4))

$$l'_n = -l'.$$

При этом $\Delta_2 = -\Delta_1$, а поперечная аберрация равна по величине и противоположна по знаку поперечной аберрации исходной системы (см. (3)), т. е.

$$\Delta l'_n \equiv \Delta l',$$

где $\Delta l'_n$ — поперечная аберрация в меридиональной плоскости для псевдоэквивалентной системы, $\Delta l'$ — соответствующая величина для исходной системы.

В частном случае, когда точка предмета находится на оптической оси, находим, что сферические аберрации исходной и псевдоэквивалентной систем равны по величине, но отличаются знаком. Очевидно, что аналогичным свойством обладают и оптические силы систем. Ясно также, что поскольку функции, изображающие монохроматические аберрации исходной и псевдоэквивалентной систем, отличаются только знаком, то и их производные по λ (хроматические аберрации) также равны по величине и противоположны по знаку. Заметим, что установленные свойства справедливы для любого положения предмета (и изображения), т. е. для каждого положения предмета у исходной системы можно найти соответствующее положение предмета для псевдоэквивалентной системы, при котором выполняются упомянутые свойства. Полученные свойства справедливы по отношению к аберрациям любых порядков, а потому могут быть использованы и для расчетов весьма светосильных систем и систем с большими углами поля зрения. Для систем с реальными (но малыми) толщинами эти свойства выполняются приближенно, но, как правило, с достаточной для практики степенью точности.

Пример. Рассмотрим трехлинзовый склеенный апохромат (объектив телескопа) со следующими конструктивными элементами (предмет расположен на оптической оси в бесконечности, т. е. $P_1 = \infty$):

$r_1 = 213{,}1$ *мм* $\qquad n_1 = 1,$

$d_1 = 0, \qquad n_2 = 1{,}5168$ (BK-7; Schott),

$r_2 = 115{,}5$ *мм*,

$d_2 = 0, \qquad n_3 = 1{,}4339$ (флуорит),

$r_3 = -252{,}1$ *мм*,

$d_3 = 0, \qquad n_4 = 1{,}5014$ (K-10; Schott),

$r_4 = -952$ *мм*,

$n_5 = 1.$

$D = 50$ *мм* (диаметр входного зрачка).

$\varphi = 2{,}00$ (оптическая сила системы).

Примем эту систему в качестве исходной и найдем конструктивные элементы псевдоэквивалентной системы, также изображающей бесконечно удаленные объекты ($N_1 = 1$, $P_2 = -\infty$); по формулам (8), (9) и (10) имеем (стекла прежние)

$$N_1 = 1,$$

$$R_1 = -213{,}1 \text{ мм}, \qquad D_1 = 0, \qquad N_2 = 1{,}5168,$$

$$R_2 = -115{,}5 \text{ мм}, \qquad D_2 = 0, \qquad N_3 = 1{,}4339,$$

$$R_3 = 252{,}1 \text{ мм}, \qquad D_3 = 0, \qquad N_4 = 1{,}5014,$$

$$R_4 = 952 \text{ мм}, \qquad N_5 = 1.$$

$D = 50$ *мм* (диаметр входного зрачка).

$\Phi = -2{,}0$ (оптическая сила).

В полученной системе как хроматические, так и монохроматические аберрации исправлены с той же точностью, что и в исходной системе, но имеют обратные знаки; следует ввести конечные толщины, и тогда небольшая подгонка позволит использовать эту систему на практике, например для питания бесщелевого спектрографа на телескопе (система устанавливается перед фокусом телескопа, превращая сходящийся пучок в параллельный, пригодный для питания бесщелевого спектрографа).

В заключение заметим, что, компонуя систему из исходной (в прямом ходе лучей) и псевдоэквивалентной (в обратном ходе лучей) систем, можно получить систему с нулевыми аберрациями. К сожалению, оптическая сила полученной системы будет также равна нулю (назовем ее пространственной системой по аналогии с [3]). Эта система резко (стигматически) изображает все пространство и в этом отношении напоминает известные концентрические пространственные системы Герцбергера [5]. Мы не будем рассматривать здесь бесконечно тонкие пространственные системы ввиду их ограниченной практической ценности.

Удобно использовать упомянутые свойства тонких систем для получения новых компенсаторов аберраций на базе имеющихся компенсаторов. Например, имея конструктивные элементы системы Чуриловского [4], состоящей из вогнутого сферического зеркала и афокального тонкого компенсатора в сходящемся пучке лучей перед фокусом, можно найти систему, состоящую из вогнутого гиперболического зеркала (сферическая аберрация которого равна по величине, но противоположна по знаку аберрации сферического зеркала системы Чуриловского) и псевдоэквивалентного тонкого компенсатора (полученного из исходного компенсатора Чуриловского). Очевидно, в такой системе сферическая и хроматическая аберрации, по крайней мере в первом приближении, будут исправлены и небольшая тригонометрическая подгонка позволит получить весьма совершенное исправление этих аберраций. Аналогичный прием можно использовать и при расчетах компенсационных схем для контроля асферических зеркал, в которых используются тонкие компенсаторы (однолинзовые, двухлинзовые).

Изложенная методика удобна также для получения нулевого приближения (т. е. начальных конструктивных элементов) для оптимизирующих программ, используемых на ЭВМ.

2. Другие виды псевдоэквивалентных систем

В предыдущем разделе мы рассмотрели частный случай псевдоэквивалентных систем — бесконечно тонкие системы. Очевидно, из (5) можно получить и другие решения. По-прежнему рассмотрим случай, когда

$n_1P_1 = -N_1P_2$. Исключим первый член в (5) как в левой, так и в правой части и будем приравнивать арксинусы в левой части (5) к арксинусам в правой части выражения (5) так, чтобы арксинусы, относящиеся к первой поверхности исходной системы, приравнивались к арксинусам, относящимся к первой поверхности псевдоэквивалентной системы; аналогично поступаем для второй, третьей и т. д. поверхностей. Для каждой поверхности получаем две системы уравнений (принимаем, что $k_2 \equiv -K_2$; $k_3 \equiv -K_3$; ... $k_m \equiv -K_m$); для первой поверхности имеем после преобразований

$$\text{а)}\ \begin{aligned} n_2r_1 &= -N_2R_1, \\ n_1r_1 &= -N_1R_1; \end{aligned} \qquad \text{б)}\ \begin{aligned} n_2r_1 &= N_1R_1, \\ n_1r_1 &= N_2R_1. \end{aligned} \tag{14}$$

Для второй поверхности получим

$$\text{а)}\ \begin{aligned} n_3r_2 &= -N_3R_2, \\ n_2r_2 &= -N_2R_2; \end{aligned} \qquad \text{б)}\ \begin{aligned} n_3r_2 &= N_2R_2, \\ n_2r_2 &= N_3R_2. \end{aligned} \tag{15}$$

Для последней поверхности

$$\text{а)}\ \begin{aligned} n'r_m &= -N'R_m, \\ n_mr_m &= -N_mR_m; \end{aligned} \qquad \text{б)}\ \begin{aligned} n'r_m &= N_mR_m, \\ n_mr_m &= N'R_m. \end{aligned} \tag{16}$$

Для получения системы уравнений, определяющей псевдоэквивалентную систему, следует отбросить одну из систем а) или б) для каждой поверхности; оставшиеся уравнения образуют искомую систему. Полученную систему можно решить методом исключения, приняв одно из неизвестных (например, N_1) в качестве параметра. Легко убедиться, что справедливы тождества

$$u_2 \equiv U_2; \qquad u_3 \equiv U_3; \qquad \ldots u_m \equiv U_m. \tag{17}$$

Неизвестные $A_1, A_2, \ldots, A_{m-1}$ можно найти из соотношений

$$\begin{gathered} k_2 \equiv -K_2; \qquad k_3 \equiv -K_3; \ldots k_m = -K_m, \\ A_1 = \frac{-a_1n_2}{N_2}; \quad A_2 = \frac{-a_2n_3}{N_3}; \ldots A_{m-1} = \frac{-a_{m-1}n_m}{N_m}. \end{gathered} \tag{18}$$

Большое число вариантов системы можно получить, используя методику нахождения эквивалентных систем, описанную в [1] (при этом найденная псевдоэквивалентная система используется в качестве исходной). Свойства псевдоэквивалентных систем аналогичны свойствам эквивалентных систем и доказываются аналогично:

1. Последние расстояния исходной L_1 и псевдоэквивалентной L_2 систем связаны зависимостью

$$L_1/L_2 = -N'/n'.$$

2. Для продольной сферической аберрации $\Delta s'$ исходной и $\Delta S'$ эквивалентной систем справедлива формула

$$\Delta s' = -\Delta S' \frac{N'}{n'}.$$

3. Для поперечного увеличения β_1 исходной и β_2 псевдоэквивалентной систем можно записать

$$\frac{\beta_1}{\beta_2} = \frac{n_1N'}{n'N_1}.$$

4. Поперечная аберрация наклонных лучей $\Delta l'$ (исходная система) и Δl_n (псевдоэквивалентная система) связана зависимостью

$$\Delta l' = -\Delta l'_n \frac{N'}{n'}.$$

5. Наконец, условия изопланазии исходной и псевдоэквивалентной систем совпадают.

3. Частные случаи псевдоэквивалентных систем

Рассмотрим систему из двух поверхностей с элементами r_1, r_2; n_1, n_2, n_3; a_1. Из (14) и (15) получим четыре системы уравнений:

1) $n_2 r_1 = -N_2 R_1$; $\quad n_1 r_1 = -N_1 R_1$; $\quad n_3 r_2 = -N_3 R_2$; $\quad n_2 r_2 = -N_2 R_2$.
2) $n_2 r_1 = N_1 R_1$; $\quad N_2 R_1 = n_1 r_1$; $\quad n_3 r_2 = -N_3 R_2$; $\quad n_2 r_2 = -N_2 R_2$.
3) $n_2 r_1 = -N_2 R_1$; $\quad n_1 r_1 = -N_1 R_1$; $\quad n_3 r_2 = N_2 R_2$; $\quad n_2 r_2 = N_3 R_2$.
4) $n_2 r_1 = N_1 R_1$; $\quad n_1 r_1 = N_2 R_1$; $\quad n_3 r_2 = N_2 R_2$; $\quad n_2 r_2 = N_3 R_2$.

К этим уравнениям следует добавить условие (18):

$$A_1 = -\frac{a_1 n_2}{N_2}.$$

Решение первой системы имеет вид

$$R_1 = -\frac{n_1 r_1}{N_1}, \quad R_2 = -\frac{n_1 r_2}{N_1}, \quad N_2 = \frac{N_1 n_2}{n_1}, \quad N_3 = \frac{N_1 n_3}{n_1}, \quad A_1 = \frac{-a_1 n_1}{N_1}.$$

В этом случае как исходная, так и псевдоэквивалентная системы должны быть бесконечно тонкими, так как из последнего равенства следует, что $D_1 = -d_1$; это может быть выполнено только при $d_1 = 0 = -D_1$.

Для второй, третьей и четвертой систем соответственно находим решения:

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_2 = \frac{-n_2^2 r_2}{N_1 n_1}, \quad N_2 = \frac{N_1 n_1}{n_2}, \quad N_3 = \frac{n_1 n_3 N_1}{n_2^2}, \quad A_1 = \frac{a_1 n_2^2}{N_1 n_1};$$

$$R_1 = \frac{-n_1 r_1}{N_1}, \quad R_2 = \frac{n_1 n_3 r_2}{n_2 N_1}, \quad N_2 = \frac{n_2 N_1}{n_1}, \quad N_3 = \frac{n_2^2 N_1}{n_1 n_3}, \quad A_1 = \frac{-a_1 n_1}{N_1};$$

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \quad R_2 = \frac{n_2 r_3 r_2}{n_1 N_1}, \quad N_2 = \frac{n_1 N_1}{n_2}, \quad N_3 = \frac{n_1 N_1}{n_3}, \quad A_1 = \frac{-a_1 n_2^2}{n_1 N_1}.$$

Последнее решение дает интересный результат, если в качестве исходной системы взять мениск:

$$r_1 = 1, \ r_2 = 0{,}949, \ d_1 = 0{,}081, \ n_1 = 1 = n_3, \ n_2 = 1{,}43, \ a_1 = 0{,}03.$$

Приняв $N_1 = 1{,}43$, получим «воздушный» мениск, имеющий те же радиусы, но с меньшей толщиной:

$$R_1 = 1, \ R_2 = 0{,}949, \ A_1 = -0{,}0429, \ N_2 = 1, \ N_3 = 1{,}43, \ D_1 = 0{,}0081.$$

Заметим, что полученная псевдоэквивалентная система (в прямом ходе лучей), будучи скомпонована с исходной системой (в обратном ходе лучей), дает систему, которая резко (стигматически) изображает все пространство; при этом исходную систему следует преобразовать (умножив показатели преломления на 1,43 и разделив радиусы на это число) с тем, чтобы показатели преломления пространства предметов изображений обеих компонент совпали. Полученная система, резко изображающая все пространство, является примером неконцентрической пространственной системы (мы упоминали уже о существовании бесконечно тонких пространственных систем). Концентрические пространственные системы рассмотрены М. Герцбергером [3].

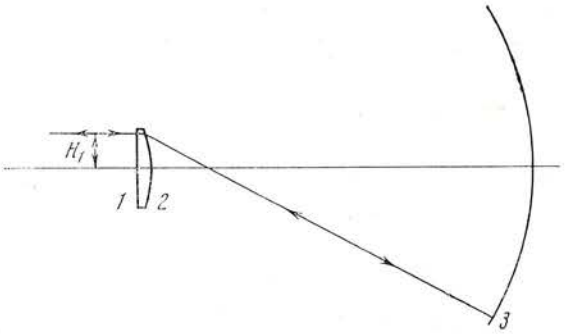


Рис. 2. Схема контроля вогнутого зеркала с помощью плоско-выпуклой линзы

Как уже указывалось, практического значения пространственные системы не имеют, поэтому их изучением мы заниматься не будем. Важной особенностью применения псевдоэквивалентных тонких линз является контроль вогнутых несферических зеркал, используемых в телескопах-рефлекторах. Поскольку исходная и псевдоэквивалентная линзы имеют одинаковые (по абсолютной величине) значения сферической аберрации, но знаки ее различны, можно, имея расчет компенсационной схемы, содержащей исходную линзу и испытуемое зеркало, весьма просто найти параметры схемы, содержащей псевдоэквивалентную линзу и новое зеркало (последнее имеет ту же по модулю сферическую аберрацию, что и испытуемое зеркало). При этом целесообразно использовать линзу такой формы, чтобы ее первая поверхность не вносила сферической аберрации (рис. 2), тогда толщина линзы не влияет на ее сферическую аберрацию, а выражение для сферической аберрации линзы примет весьма простой вид.

Пример. Рассмотрим компенсационную схему контроля вогнутого параболического зеркала с помощью простой плоско-выпуклой линзы (рис. 2), работающей в параллельном пучке лучей. Схема должна быть исправлена на сферическую аберрацию (т. е. параллельный пучок, выходящий из системы, не должен иметь аберраций, превышающих допуск). Аберрация нормалей $\Delta S_1'$ параболоида ([5], стр. 153) равна

$$\Delta S_1' = -\frac{r_3}{2}\,\mathrm{tg}^2\,u'.$$

Эта аберрация должна быть равна сферической аберрации $\Delta s_1'$ линзы в параллельном пучке лучей (плоская поверхность линзы, очевидно, не вносит сферической аберрации в параллельном пучке лучей). Используя формулы для сферической аберрации концентрической системы [1], находим

$$\Delta s_1' = \frac{nr_2}{n-1} - \frac{nH_1}{\sin u'},$$

где $u' = \arcsin(nH_1/r_2) - \arcsin(H_1/r_2)$ — угол луча с оптической осью после выхода из линзы.

Очевидно, условие коррекции сферической аберрации в схеме имеет вид (совмещаем параксиальный фокус линзы с центром кривизны зеркала при вершине)

$$\Delta S_1' = \Delta s_1'.$$

Решаем это трансцендентное уравнение относительно r_2 при заданных n и H_1 (или u'); толщина линзы, очевидно, не влияет на результат. Для конкретности возьмем параболоид с радиусом кривизны при вершине $r_3 = -2000$ *мм*; пусть $n = 1{,}5$ и $u' = 0{,}1$, тогда $r_2 = -109{,}46$ *мм* (первая поверхность линзы плоская, т. е. $r_1 = \infty$).

Заменяя теперь вторую поверхность линзы псевдоэквивалентной поверхностью по формуле $R_2 = -r_2$, находим $\Delta s_2'$ — сферическую абер-

рацию псевдоэквивалентной линзы:

$$\Delta s_2' = \frac{nR_2}{n-1} + \frac{nH_1}{\sin U'} = -\Delta s_1', \qquad U' = -\arcsin\frac{H_1}{R_2} + \arcsin\frac{n_1 H_1}{R_2},$$
$$R_1 = r_1 = \infty.$$

Очевидно, полученная линза может быть использована для коррекции аберрации зеркала, имеющего ту же аберрацию $\Delta S_2'$ нормалей, что и параболоид, но другого знака, т. е. $\Delta S_2' = -\Delta S_1'$ (эта поверхность близка к к сплюснутому сфероиду).

4. Псевдоэквивалентные концентрические системы

Рассмотрим концентрическую систему с известными радиусами поверхностей $r_1, r_2, \ldots, r_s$ и показателями преломления $n_1, n_2, \ldots, n_{s+1}$. Расстояние от центра кривизны системы до предмета обозначим P_1; от центра системы до параксиального изображения — L_1. Выражение для η_1 — угловой сферической аберрации системы — запишем в виде [1]

$$\eta_1(k) = \arcsin\frac{k}{n_{s+1}L_1} - \arcsin\frac{k}{n_1 P_1} - \sum_{i=1}^{s}\left(\arcsin\frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin\frac{k}{n_i r_i}\right), \tag{19}$$

где $k = n_1 H_1$ — инвариант системы.

Конструктивные элементы этой системы будем считать известными, и назовем эту систему исходной. Зададимся целью найти концентрические системы (псевдоэквивалентные), имеющие те же значения угловой сферической аберрации по абсолютной величине, что и исходная система, но отличающиеся знаком, т. е.

$$\eta_2 \equiv -\eta_1, \tag{20}$$

где η_2 — угловая сферическая аберрация псевдоэквивалентной системы; знак тождества означает, что равенство выполняется при любых значениях k.

Изучение этого вопроса имеет не только теоретическое, но и прикладное значение, позволяя в ряде случаев находить новые оптические системы на основании данных об имеющихся системах или видоизменить последние, причем удается избежать кропотливых вычислений аберраций новой системы и хода лучей. Если сферическая аберрация исходной системы исправлена, то сферическая аберрация псевдоэквивалентной системы также будет исправлена с той же точностью (но остаточные аберрации исходной и псевдоэквивалентной систем будут иметь разные знаки). Выражение для сферической аберрации псевдоэквивалентной системы будет иметь вид

$$\eta_2(k) = \arcsin\frac{k}{N_{m+1}L_2} - \arcsin\frac{k}{N_1 P_2} - \sum_{j=1}^{m}\left(\arcsin\frac{k}{N_{j+1}R_j} - \arcsin\frac{k}{N_j R_j}\right), \tag{21}$$

где P_2 — расстояние от центра кривизны системы до предмета, L_2 — расстояние от центра кривизны системы до параксиального изображения. Для псевдоэквивалентной системы значения показателей преломления и радиусов обозначаем прописными буквами: N — для показателей преломления и R — для радиусов; m — число поверхностей псевдоэквивалентной системы.

Выражение (20) в развернутом виде представляет собой алгебраическую сумму арксинусов. Можно показать, что тождество (20) выполняется только тогда, когда входящие в него арксинусы попарно уничтожаются (т. е. попарно равны). В дальнейшем будем считать, что общее число арксинусов в (20) четное. Элементы псевдоэквивалентных систем можно полу-

чить, приравнивая попарно во всевозможных комбинациях члены в формуле (20). При этом возможны два основных случая.

1) Выполняются тождества

$$\arcsin\frac{k}{n_{s+1}L_1} \equiv -\arcsin\frac{k}{N_{m+1}L_2}, \qquad \arcsin\frac{k}{n_1P_1} \equiv -\arcsin\frac{k}{N_1P_2} \quad (22а)$$

либо

$$\arcsin\frac{k}{n_{s+1}L_1} \equiv \arcsin\frac{k}{N_1P_2}, \qquad \arcsin\frac{k}{n_1P_1} \equiv \arcsin\frac{k}{N_{m+1}L_2}; \quad (22б)$$

2) приведенные тождества не выполняются.

В первом случае выражение (20) остается справедливым для любого положения предмета и изображения; во втором случае оно выполняется только для некоторого положения предмета (и изображения). Первый случай наиболее интересен для практики, поэтому ограничимся его рассмотрением. Имеем из (20), учитывая (19), (21) и (22),

$$\sum_{i=1}^{s}\left(\arcsin\frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin\frac{k}{n_ir_i}\right) \equiv -\sum_{j=1}^{m}\left(\arcsin\frac{k}{N_{j+1}R_j} - \arcsin\frac{k}{N_jR_j}\right). \quad (23)$$

Будем считать, что ни левая, ни правая части тождества (23) не содержат членов, попарно уничтожающихся либо равных нулю. Приравняем тождественно первый член слева в (23) к произвольному члену справа в (23), затем второй член к какому-либо члену справа и т. д. Получим $2m$ уравнений вида (при $s = m$)

$$\begin{aligned} n_2r_1 &= -N_{\lambda+1}R_\lambda, \\ n_1r_1 &= -N_\mu R_\mu, \\ &\dots\dots\dots\dots \\ n_{m+1}r_m &= -N_{\nu+1}R_\nu. \end{aligned} \quad (24)$$

Преобразовав каждое из уравнений (24) к линейному виду $\rho nr + N = 0$ подстановкой $\rho_i = 1/R_i$, получим систему линейных однородных уравнений, имеющую $2m$ уравнений с $2m + 1$ неизвестными $\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_m$ и $N_1, N_2, \ldots, N_{m+1}$. Решение системы можно выразить через параметр; в качестве параметра можно взять любое неизвестное, например N_1 — показатель преломления первой среды псевдоэквивалентной системы. Очевидно, линейная комбинаций решений системы (24) также будет решением. Например, если ρ_i ($i = 1, 2, \ldots, m$), N_j ($j = 1, 2, \ldots, m + 1$) есть решение, то $c\rho_i$ и cN_j также будет решением (здесь c — произвольное число). Это свойство позволяет легко находить частные решения системы (24). Из (23) можно получить $(2m)!$ систем вида (24), но число физически возможных систем, как правило, меньше; значения конструктивных элементов системы часто оказываются неосуществимыми, например $N < 1$.

Приступим к рассмотрению конкретных систем простейшего вида. Возьмем одиночную поверхность ($m = 1$), из (24) имеем

$$\arcsin\frac{k}{n_2r_1} - \arcsin\frac{k}{n_1r_1} \equiv -\arcsin\frac{k}{N_2R_1} + \arcsin\frac{k}{N_1R_1}. \quad (25)$$

Приравнивая попарно члены левой части этого тождества к членам справа, получим две системы уравнений:

$$n_2r_1 = -N_2R_1, \qquad n_1r_1 = -N_1R_1; \quad (\mathrm{I})$$

$$n_2r_1 = N_1R_1, \qquad n_1r_1 = N_2R_1. \quad (\mathrm{II})$$

Приняв в качестве параметра значение одного из неизвестных (например, N_1), найдем неизвестные R_1 и N_2. Для системы (I) получим

$$R_1 = -\frac{n_1r_1}{N_1}, \qquad N_2 = N_1\frac{n_2}{n_1}. \quad (*)$$

Для системы (II) найдем

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \qquad N_2 = N_1 \frac{n_1}{n_2}. \qquad (**)$$

Для системы (I), например, рассмотрим исходную поверхность с элементами

$$n_1 = 1, \quad r_1 = 1, \quad n_2 = 1{,}392 \ (\mathrm{LiF}).$$

Приняв $N_1 = 1{,}333$ (вода), найдем

$$R_1 = -0{,}7502, \qquad N_2 = 1{,}333 \cdot \frac{1{,}392}{1} = 1{,}856 \text{ (близко к ОФ 929)}.$$

Таким образом, получили поверхность, разграничивающую среды «вода — стекло ОФ 929». Если в качестве параметра взять значение $N_1 = 1$, то найдем следующие данные для псевдоэквивалентной поверхности:

$$R_1 = -1, \quad N_2 = 1{,}392 = n_2.$$

Иными словами, в этом случае происходит только изменение знака радиуса кривизны, в то время как значения показателей преломления остаются прежними. Очевидно, что в общем случае можно получить (по крайней мере теоретически) данные псевдоэквивалентной системы путем изменения знаков радиусов исходной системы и без изменения показателей преломления исходной системы.

Для (* *) можно принять параметр $N_1 = n_2$, тогда $N_2 = n_1$ и $R_1 = r_1$; другими словами, в этом случае радиусы исходной и псевдоэквивалентной систем совпадают, но значения показателей преломления меняются таким образом, что показатель преломления первой среды псевдоэквивалентной системы совпадает с показателем преломления второй среды исходной системы, а показатель преломления второй среды псевдоэквивалентной системы — с показателем преломления первой среды исходной системы. Это свойство также иногда может быть использовано для нахождения частных решений системы (24).

Решения (*) и (**) можно использовать и для получения более сложных псевдоэквивалентных систем, последовательно преобразуя каждую поверхность исходной системы в соответствующую поверхность псевдоэквивалентной. Например, найдем псевдоэквивалентную систему для исходной системы вида

$$r_1 = -1, \quad r_2 = -2{,}0, \qquad n_1 = 1{,}5, \qquad n_2 = 1, \ n_3 = 1{,}5.$$

Применяя формулы (**) последовательно к первой и второй поверхностям исходной системы, получим ($N_1 = 1$)

$$R_1 = -1, \ R_2 = -2, \qquad N_1 = 1, \qquad N_2 = 1{,}5, \qquad N_3 = 1.$$

Второй случай — исходная система имеет две поверхности ($m = 2$). Выражение (23) в этом случае принимает вид ($s = m$)

$$\arcsin \frac{k}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} + \arcsin \frac{k}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{k}{n_2 r_2} \equiv$$
$$\equiv -\arcsin \frac{k}{N_2 R_1} + \arcsin \frac{k}{N_1 R_1} - \arcsin \frac{k}{N_3 R_2} + \arcsin \frac{k}{N_2 R_2}. \qquad (26)$$

Общее число систем уравнений вида (24), получающихся из этого тождества, равно $(2m)! = 24$. Приведем наиболее интересные результаты, полученные нами из анализа этих систем уравнений.

1) Рассмотрим систему, полученную из тождества (26):

$$n_2 r_1 = N_1 R_1, \qquad n_1 r_1 = N_2 R_1,$$
$$n_3 r_2 = N_2 R_2, \qquad n_2 r_2 = N_3 R_2.$$

Решение этой системы, выраженное через параметр N_1, имеет вид

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \qquad R_2 = \frac{n_2 r_2 n_3}{n_1 N_1}, \qquad N_2 = \frac{n_1 N_1}{n_2}, \qquad N_3 = \frac{n_1 N_1}{n_3}.$$

Если в качестве исходной системы взять зеркально-линзовую систему с с элементами

$$n_1 = 1{,}5, \quad n_2 = 1, \; n_3 = -1, \; r_1 = 1, \; r_2 = -0{,}5,$$

то псевдоэквивалентной системой будет линза с зеркальной поверхностью:

$$N_1 = 1, \quad N_2 = 1{,}5, \quad N_3 = -1{,}5, \; R_1 = 1, \quad R_2 = {}^1/_3 = 0{,}33333.$$

2) Рассмотрим систему

$$n_2 r_1 = N_1 R_1, \quad n_1 r_1 = N_2 R_1, \quad n_3 r_2 = -N_3 R_2, \quad n_2 r_2 = -N_2 R_2.$$

Ее решение имеет вид (параметром служит N_1)

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \qquad R_2 = -\frac{n_2^2 r_2}{n_1 N_1}, \qquad N_2 = \frac{n_1 N_1}{n_2}, \qquad N_3 = \frac{n_1 n_3 N_1}{n_2^2}.$$

Рассмотрим, например, исходную систему (мениск) с данными

$$n_1 = n_3 = 1, \quad n_2 = 1{,}43 \text{ (флуорит)}, \; r_1 = 1{,}2, \quad r_2 = 1.$$

Полагая $N_1 = 1$, находим

$$R_1 = 1{,}716, \qquad R_2 = -2{,}045, \qquad N_2 = \frac{1}{1{,}43}, \qquad N_3 = \frac{1}{2{,}045}.$$

Очевидно, что полученная система неосуществима, так как $N_2 < 1$ и $N_3 < 1$; умножив показатели преломления на 2,045 и радиусы на 1/2,045, найдем физически выполнимую систему ($N_1 = 2{,}045$):

$$R_1 = 0{,}83911, \quad R_2 = -1, \quad N_2 = 1{,}43, \quad N_3 = 1.$$

Показатель преломления, близкий к 2,045, имеет стекло СТФ1.

3) Возьмем систему

$$n_2 r_1 = N_1 R_1, \quad n_1 r_1 = N_3 R_2, \quad n_3 r_2 = -N_2 R_1, \quad n_2 r_2 = -N_2 R_2.$$

Ее решение имеет вид

$$R_1 = \frac{n_2 r_1}{N_1}, \qquad R_2 = \frac{n_2^2 r_1}{n_3 N_1}, \qquad N_2 = -\frac{n_3 N_1 r_2}{n_2 r_1}, \qquad N_3 = \frac{n_1 n_3 N_1}{n_2^2}.$$

В качестве исходной системы рассмотрим концентрическую систему Кассегрена:

$$n_1 = n_3 = 1, \; n_2 = -1, \; r_1 = -2, \quad r_2 = -1{,}3.$$

Псевдоэквивалентной системой будет диоптрическая система

$$N_1 = N_3 = \frac{2}{1{,}3} \approx 1{,}5384, \qquad R_1 = 3{,}0769 = -R_2.$$

4) Рассмотрим систему уравнений

$$n_2 r_1 = -N_3 R_2, \quad n_1 r_1 = -N_2 R_2,$$
$$n_3 r_2 = -N_2 R_1, \quad n_2 r_2 = -N_1 R_1.$$

Ее решение имеет вид

$$R_1 = -\frac{n_2 r_2}{N_1}, \qquad R_2 = \frac{-n_1 n_2 r_1}{n_3 N_1}, \qquad N_2 = \frac{n_3 N_1}{n_2}, \qquad N_3 = \frac{n_3 N_1}{n_1}.$$

Если в качестве исходной системы взять мениск с элементами $r_1 = 1{,}2$, $r_2 = 1$, $n_1 = n_3 = 1$, $n_2 = 1{,}43$, приняв $N_1 = 1{,}43$, то эквивалентной сис-

темой будет воздушная прослойка:

$$R_1 = -1,\ R_2 = -1{,}2, \quad N_1 = N_3 = 1{,}43, \quad N_2 = 1.$$

Заметим, что новые псевдоэквивалентные концентрические системы могут быть получены путем поиска систем, эквивалентных найденной псевдоэквивалентной системе; при этом большую помощь могут оказать свойства угловой сферической аберрации [1], а именно:

а) произвольную концентрическую систему, содержащую четное число зеркал (либо не содержащую зеркал), можно повернуть на 180° (при этом предполагается, что $n_1 = n' = 1$);

б) сферическая аберрация концентрической системы не зависит от очередности, с которой луч проходит через компоненты системы, т. е. компоненты системы можно менять местами.

Наиболее важной областью применения псевдоэквивалентных систем является расчет коррекционных линз для контроля асферических зеркал. Действительно, если использовать концентрические системы в качестве корректоров сферической аберрации вогнутых асферических зеркал, то, зная данные рассчитанной схемы с исправленной сферической аберрацией, можно найти конструктивные элементы схемы контроля для другого асферического зеркала, имеющего такую же аберрацию по абсолютной величине, но противоположного знака (при испытании без корректора). В простейшем случае коррекционным элементом может служить одна из поверхностей линзы.

Автор благодарен М. Б. Поповой за помощь в работе, а проф. В. К. Прокофьеву за проверку рукописи и ценные указания.

30 апреля 1974 г.

Литература

1. *Г. М. Попов.* Концентрические оптические системы и их применение. М., «Наука», 1969.
2. *Г. М. Попов.* ОМП, 1972, № 8, 23.
3. *М. Герцбергер.* Современная геометрическая оптика. М., ИЛ, 1962.
4. *В. Чуриловский.* Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л., «Машиностроение», 1968.
5. *Д. Максутов.* Астрономическая оптика. М.— Л., Гостехиздат, 1946.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LIII, 1975 г.

СОВЕЩАНИЕ ПО ПРОБЛЕМЕ «МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ СОЛНЦА И ЗВЕЗД»

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с 9 по 12.IV 1974 г. состоялось совещание рабочей группы по проблеме «Магнитные поля и химический состав Солнца и звезд». В совещании приняли участие астрономы и физики 11 научных учреждений: КАО АН СССР, САО АН СССР, Астросовета, СибИЗМИРАНа, ИЗМИРАНа, ГАО АН СССР, ГАО АН УССР, ФТИ АН СССР, Астрономического института АН Уз. ССР, Обсерватории Уральского государственного университета, Астрофизического института АН Эст. ССР.

Академик А. Б. Северный в своем выступлении изложил общие проблемы магнетизма Солнца и звезд и связи аномалий химического состава звезд с магнитными полями. Доктор физ.-матем. наук А. А. Боярчук остановился на общих проблемах химического состава звезд. Всего было заслушано и обсуждено 17 сообщений.

Ниже публикуются краткие содержания докладов участников совещания, которые прислали свои материалы в редакцию к моменту сдачи настоящего тома в печать.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ МАГНЕТИЗМА И ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА СОЛНЦА И ЗВЕЗД

А. Б. Северный
(КАО АН СССР)

1. Комплексная проблема вытекает из исследований изменения эквивалентных ширин спектральных линий и химического состава Ар-звезд в зависимости от магнитного поля, что в комбинации с предположением о магнитном ротаторе ведет к представлению о пятнистом распределении элементов, в частности о концентрации одних элементов у одной полярности, а других — у противоположной ($Z < 40$ и $Z > 40$ по разной полярности у звезды HD 24712, найденной Престоном; у нас это работы В. Л. Хохловой по пятнистости He, Si, C, Fe; в КАО и САО по Si и другим элементам в 21 Peг — работы Н. С. Полосухиной, Ю. В. Глаголевского).

Хотя свидетельства этого удивительного явления достаточно убедительны, его нельзя считать с экспериментальной точки зрения окончательно установленным, так как свидетельства базируются на очень слабых фотометрических эффектах (истолкованных как дифференциальные движения),

которые к тому же сильно обременены влиянием блендирования, необычайно сильного в Ар-звездах, а также влиянием самого поля. Не выяснен до конца вопрос о связи локального аномального состава с полем (21 Per противоречит другим данным).

2. Сюда примыкает проблема связи синхронизма колебаний яркости с колебаниями магнитного поля, которые иногда коррелируют с колебаниями цвета и лучевой скорости. К сожалению, у нас почти полностью отсутствуют комплексные наблюдения поля, блеска, цвета и $v_{\parallel}$ для магнитных звезд, хотя некоторые очень робкие попытки делаются. Здесь очень ценной была бы кооперация с ГДР.

3. Очень интересны аномалии химического состава группы магнитных и Am-звезд в целом (редкие земли, металлы и др.), в частности вопрос о наличии тяжелых и сверхтяжелых элементов (известно, например, что у 73 Dra пик обилия наблюдается при $A = 191 \pm 2$; $A = 201 \pm 3$ у HR 4072; $A = 199 \pm 5$ у средней группы Ар-звезд и $A = 201 \pm 2$ у Mn-звезд, что соответствует Os — Pt — Hg). Очень интересно возможное наличие Pm^{145} и Te у некоторых звезд Ар, Am и другие проблемы.

4. Очень важной характеристикой магнитных звезд, в частности переменной магнитной активности звезд со слабыми полями, может явиться эмиссионное обращение H- и K-линий и, возможно, появление эмиссии редких земель; этот эффект, хорошо известный для Солнца и связанный с однозначной зависимостью Ca^{+}-флоккулов и магнитных полей пятен, отчетливо заметен, например, у α Tau (Дейч). К сожалению, этому эффекту уделяется мало внимания: даже для Солнца в целом выполнено немного исследований в этом направлении.

5. Представляет большой интерес поиск слабых магнитных полей фотоэлектрическим методом, начатый в КАО 5 лет назад, когда были обнаружены поля у Сириуса, Веги, α Tau, α Gem, β Ori и др. и в особенности когда были найдены быстрые флуктуации магнитного поля сверхгигантов γ Cyg и β Ori. Эти эффекты не укладываются в представление вращающегося магнита. За последнее время результаты, полученные в КАО, были подтверждены начавшимися в США аналогичными наблюдениями.

Обнаружение магнитных полей у ряда Am-звезд также заслуживает самого пристального внимания в связи с проблемой двойственности звезд (наблюдения В. Кувшинова в КАО звезд 15 Vul, ζ·Lyr, 68 Tau и др.).

Вообще магнитным полям звезд у нас уделялось недостаточно внимания, и только недавно в ШАО (И. Асланов) начаты наблюдения сильных магнитных полей звезд фотографическим методом.

6. Очень широкий размах, особенно в США, приняли поляризационные и спектрополяризационные исследования, в частности, магнитных звезд. Хотя метод поляризационных измерений (особенно измерений круговой поляризации) позволит продвинуться значительно дальше в сторону слабых звезд, мы пока что не имеем ясной и отчетливой картины того, что они могут дать для оценки магнитного поля, за исключением, возможно, вырожденных звезд. Для них некоторые измерения, выполненные в КАО (круговой поляризации — А. Б. Северный и В. М. Кувшинов, линейной поляризации — Н. М. Шаховской и Ю. С. Ефимов), хорошо согласуются с теми, которые выполнены в США.

Возможно, в сферу активности нашей группы следует включить поляризационные исследования.

7. К исследованиям магнитных полей звезд тесно примыкают работы по изучению магнитного поля Солнца как звезды, начатые в КАО еще в в 1967 г. и показавшие отличное соответствие среднего магнитного поля Солнца с полем межпланетной среды («Эксплорер-34» и «Эксплорер-35») за период 1968—1969 гг. (совместные работы наши, Вилкокса, Шерера и др.). Здесь возникает ряд проблем, заслуживающих рассмотрения, в частности вопрос о пульсациях поля Солнца в целом и о возможной приливной модуляции этого поля планетами. До сих пор загадочными остаются, так же

как и для сверхгигантов γ Cyg и β Ori, быстрые смены величины и направления поля за время порядка суток.

8. Одной из наиболее острых проблем солнечного магнетизма является проблема тонкой структуры магнитных полей в активных и спокойных областях. Ее решение теснейшим образом зависит от разрешающей способности инструмента при регистрации поля (обусловленной как телескопом, так и атмосферой). Для активных областей вопрос, по-видимому, решается утвердительно (поля размерами до 0″,5 могут существовать), но для спокойных областей он остается очень спорным и все выводы о тонкой (<2″) структуре представляются косвенными, малообоснованными. Некоторый шаг вперед позволяет сделать наш обновленный БСТ, где разрешение возросло в 10 раз и возможна регистрация полей с площади в 1 квадратную секунду дуги.

Другим подходом к той же проблеме является попытка уйти от быстрых колебаний атмосферы с помощью очень быстрой регистрации магнитного поля панорамными магнитографами; опыт построения такого в СибИЗМИР заслуживает большого внимания.

Возможен также третий путь — это выход в космос, но он требует стабилизации телескопа на спутнике с точностью не хуже 0″,1.

9. Нашей стране до сих пор принадлежит «монополия» в измерении поперечных полей, и эту ситуацию следует шире использовать для активных областей, перейдя к регистрации в линиях, могущих дать новую информацию о пространственной конфигурации поля. Это может быть сделано в ИЗМИР, СибИЗМИР, КАО и ГАО АН СССР.

10. На наш взгляд, не наступило еще время для создания сколько-нибудь стоящей теории из-за недостаточного для нее наблюдательного базиса. Все теории звездного магнетизма пока что оказываются неудовлетворительными в той или иной степени. Это не значит, что вредно думать о магнетизме звезд и Солнца, но пока еще самое лучшее, на наш взгляд, это полуколичественные объяснения различных эффектов в рамках более или менее очевидных физических представлений. Так, нам кажется, что наступило время пересмотреть представление о вмороженности поля в звездную плазму, особенно если оно обладает характерной тонкой структурой, и постепенно вводить представления об электрических токах, могущих возникнуть, особенно в нестационарных звездах, в явлениях нестационарности на Солнце типа вспышек.

ОБ ОСНОВНЫХ ЗАДАЧАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР

А. А. Боярчук
(КАО АН СССР)

В настоящее время твердо установлено, что, хотя химический состав атмосфер большинства звезд не отличается от солнечного, имеется много звезд с пекулярным химическим составом атмосфер.

Имеющиеся данные позволяют сделать вывод, что наблюдаемые аномалии химического состава звездных атмосфер произошли главным образом вследствие двух причин: а) из-за различий в химическом составе дозвездного вещества, б) из-за изменения химических элементов вследствие ядерных реакций в ходе эволюции звезды.

Исследование первой причины показало, что в течение первых $2 \cdot 10^8$ лет жизни нашей Галактики (ее общий возраст $1{,}2 \cdot 10^{10}$ лет) произошло весьма существенное, на 2 порядка, обогащение металлами. В дальнейшем

систематический рост содержания металлов не наблюдался. Различные группировки звезд показывают разброс величины отношения содержания металлов и водорода в 2—3 раза, природа которого неизвестна. Среди металлов для более тяжелых элементов наблюдается больший рост содержания при переходе от старых к молодым звездам, чем для легких.

Исследования изменений химического состава атмосфер звезд в ходе звездной эволюции еще не дали ясной картины.

Успехи теории внутреннего строения звезд позволили оценить те стадии звезд, где можно ожидать наблюдаемое изменение химического состава их атмосфер. Поэтому сравнение наблюдаемых и предсказанных аномалий химического состава — один из основных критериев правильности теории звездной эволюции и особенно теории перемешивания вещества внутри звезды.

Весьма чувствительным индикатором перемешивания является содержание лития в атмосферах звезд, поскольку литий сгорает при сравнительно низких температурах. Поэтому одна из основных задач — исследование содержания лития в атмосферах звезд различных групп.

Согласно современной теории внутреннего строения звезд впервые в жизни звезды перемешивание вещества, которое может вынести продукты ядерных реакций на поверхность звезды, происходит в стадии желтых и красных гигантов. Там изменяется содержание кислорода и более легких элементов, а также и элементов, получаемых путем медленных захватов нейтронов (барий, цирконий и др.). Исследование содержания углерода, азота, кислорода и их изотопов, а также содержания очень тяжелых элементов в атмосферах поздних гигантов представляет весьма актуальную задачу современной астрофизики.

Согласно теории внутреннего строения звезды главной последовательности не должны иметь аномалии химического состава, поскольку центральные температуры звезд достаточны только для превращения водорода в гелий, а перемешивание между ядром, где осуществляются ядерные реакции, и поверхностью звезды отсутствует.

Но, с другой стороны, хорошо известно, что среди звезд главной последовательности типа А существует довольно большая группа звезд, имеющих весьма существенные аномалии химического состава. Это звезды Ар и Am. Исследования их представляют большой интерес. Они должны помочь установить, какие из предположений современной теории строения звезд неверны в этом случае.

К ПРОБЛЕМЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Э. И. Могилевский
(ИЗМИРАН)

Структура (в том числе тонкая) магнитного поля в солнечной атмосфере может быть изучена путем детального анализа квазипериодических колебаний (КПК) магнитного поля, лучевых скоростей и яркости в соответствующих явлениях. В последние годы удалось установить связь КПК в явлениях фотосферы, хромосферы и короны в ультрафиолетовой, рентгеновской и радиоэмиссии Солнца. Тесная связь различных КПК (подобие спектров мощности и высокая кросскорреляционная зависимость) указывает на определяющую роль КПК магнитного поля. Проведенные в ИЗМИРАНе одновременные наблюдения КПК магнитного поля пятен с двумя вектор-

магнитографами (в линиях Fe I и Ba II, нижняя хромосфера) позволили показать, что в диапазоне исследованных периодов КПК 1—15 *мин* имеется ряд дискретных колебаний (с преобладанием колебаний по компоненте поля $H_{\perp}$), спектр которых характеризует эволюцию активной области на Солнце.

Различным структурным элементам (пятна, факельно-флоккульные волокна, хромосферные фибриллы и т. д.) присущи определенные собственные периоды колебаний в интенсивности и лучевых скоростях. Это позволяет рассмотреть следующую возможную общую модель КПК магнитного поля в активной области. В каждом из структурных элементов магнитного поля, силовые линии которого уходят под фотосферу, возбуждаются характерные собственные КПК возмущениями, идущими из подфотосферных слоев конвективной зоны и имеющими вид спектра «белого шума». Такую модель можно проверить численным моделированием предполагаемого процесса на ЭВМ. Если предположить, что наша система состоит из n дискретных линейно-связанных колебательных элементов с откликом $x(t)$, который вызван подфотосферным воздействием $z(t)$ (со спектром белого шума), то ее можно представить выражением типа

$$\sum_{i=1}^{n} \left\{ a_i \frac{d^{2k} x(t)}{dt^{2k}} + b_i (x - \mu) \right\} = z(t),$$

где a_i, b_i и k — постоянные параметры, μ — среднее значение x по реализации. Наиболее вероятные значения этих параметров подбираются так, чтобы получить наилучшее соответствие моделированного процесса с наблюденным, спектр мощности которого определен фурье-анализом КПК из наблюдений. Такой подход в проверке нашей модели подтверждает существование в активных областях колебательных элементов и позволяет получать информацию о них (в том числе об эволюции) путем анализа КПК. В комплексе оптических, рентгеновских и радиоданных о КПК содержится богатая информация о структуре (в том числе тонкой, если речь идет о КПК в диапазоне периодов 10^2—10^{-1} *сек*), эволюции и ряде характерных параметров солнечной магнитоплазмы на различных уровнях активной области. Указанное направление исследования солнечного магнитного поля представляется перспективным в последующих работах.

При обсуждении методических вопросов магнитных измерений на Солнце А. В. Барановым были проанализированы возможности фотографического метода измерения магнитных полей в солнечных пятнах. Путем сопоставления микрометрического и метода определения параметров вектора поля сравнением измеренных и рассчитанных по теории Унно контуров зеемановских компонент можно было определить области значений поля, при которых применимы эти методы. Фотографический метод с обработкой, в которой определяются рассчитанные и измеренные параметры Стокса по контуру ряда линий, позволяет получить информацию о тонкой структуре магнитного поля пятна (в том числе по расщеплению зеемановской π-компоненты), о градиенте поля с глубиной, так называемом кроссовер-эффекте и т. д.

МАГНИТНО-АКТИВНЫЕ ЛИНИИ В СРЕДЕ С ГРАДИЕНТОМ СКОРОСТИ

В. М. Григорьев, И. М. Кац
(СибИЗМИРАН)

В последние годы обнаружен ряд особенностей магнитного расщепления линий в спектре солнечных пятен (расщепление π-компоненты, кроссовер-эффект и др.). Необходимость их объяснения в значительной мере стимулировала развитие теории образования линий поглощения в неоднородных магнитных полях с учетом магнитооптических эффектов. Некоторые из указанных особенностей не могут быть объяснены только неоднородностью магнитного поля, для этого требуется еще учет неоднородной структуры поля скоростей. Движение вещества и изменение скорости с глубиной является характерным свойством большинства солнечных образований.

Мы провели вычисления параметров Стокса в среде с градиентом скорости и неоднородным магнитным полем и обсуждаем здесь эффекты, вызванные градиентом скорости. Для вычислений параметров Стокса уравнения Унно с матрицей поглощения Бекерса интегрировались численно методом Рунге — Кутта четвертого порядка с переменным шагом по оптической глубине, обеспечивавшим относительную погрешность не более 1%. В качестве примера был рассчитан профиль линии λ5250,2 Å. В вычислениях использовалась Бильдербергская модель солнечной атмосферы; магнитное расщепление v_H, допплеровский сдвиг v_D, углы γ и χ принимались меняющимися с глубиной τ по определенному закону.

Результаты вычислений представлены на рис. 1—3. Рис. 1 показывает результаты вычислений для однородного магнитного поля с градиентом скорости по глубине. Градиент лучевой скорости приводит к асимметрии линии и параметров поляризации относительно центра линии. Рис. 2—3 иллюстрируют влияние градиента напряженности магнитного поля и гра-

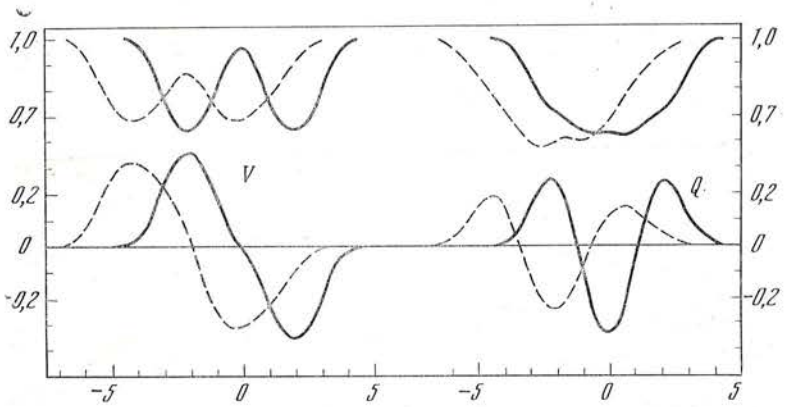


Рис. 1. Параметры Стокса для λ5250,2 Å, вычисленные при следующих параметрах магнитного поля и скорости:

а) $v_H = 2$, $\gamma = 0°$, $\chi = 0°$, $v_D = -1{,}3 \lg \tau + 2{,}6$, штриховая линия; б) $v_H = 2$, $\gamma = 90°$, $\chi = 0°$, $v_D = -1{,}3 \lg \tau + 2{,}6$, штриховая линия. Сплошной линией показаны параметры Стокса, вычисленные при отсутствии градиента скоростей ($v_D = \text{const}$)

диента лучевой скорости на магнитооптические эффекты в линии. При изменении напряженности магнитного поля с глубиной особенности в параметре V вблизи центра линии, обусловленные магнитооптическими эффектами, становятся менее заметными. Градиент лучевой скорости приводит к полному изменению эффектов вблизи центра линии. Значительные изменения отмечаются в Q- и U-параметрах при неоднородных магнитных

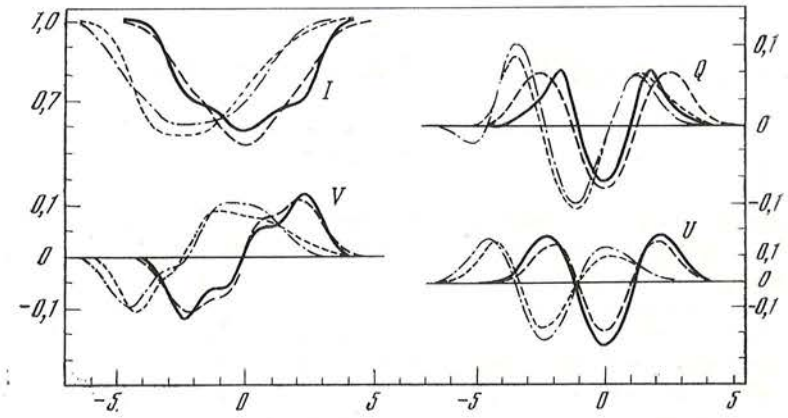


Рис. 2. Вычисления параметров Стокса при следующих параметрах магнитного поля и скорости:

сплошная линия — $v_H = 2$, $\gamma = 75°$, $\chi = e^{-10\tau}$, $v_D = 0$; штриховая — $v_H = 0{,}8 \lg \tau + 3$, $\gamma = 75°$, $\chi = e^{-10\tau}$, $v_D = 0$; штрих-пунктирная — $v_H = 2$, $\gamma = 75°$, $\chi = e^{-10\tau}$, $v_D = -1{,}3 \lg \tau + 2{,}6$; пунктирная — $v_H = 0{,}8 \lg \tau + 3$, $\gamma = 75°$, $\chi = e^{-10\tau}$, $v_D = -1{,}3 \lg \tau + 2{,}6$

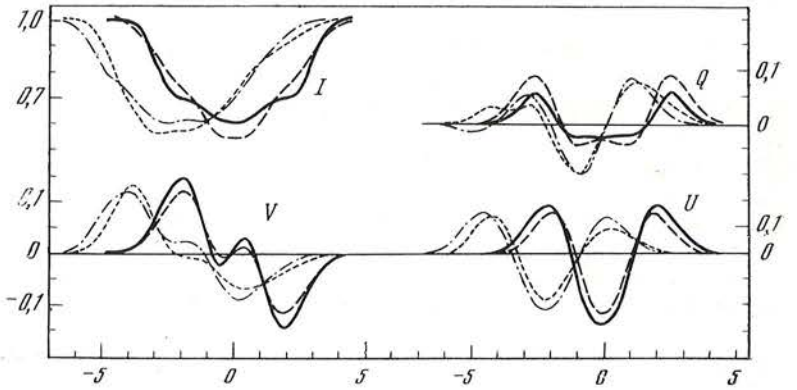


Рис. 3. То же, что на рис. 2, только $\gamma = 105°$

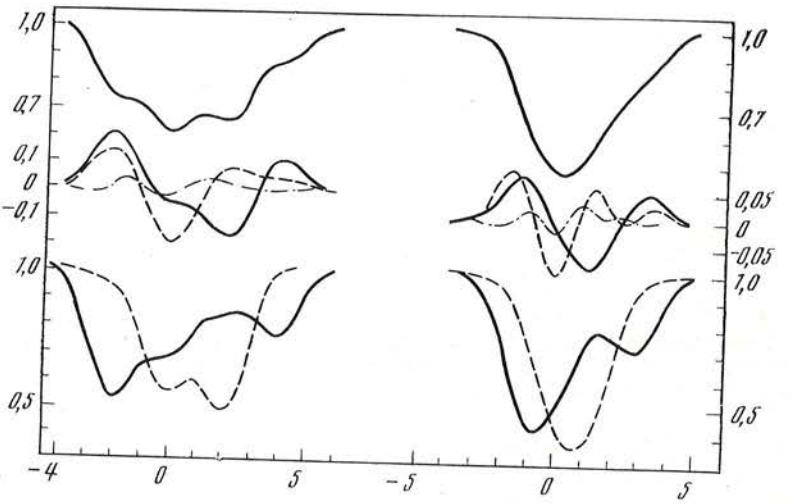


Рис. 4. Вычисления параметров Стокса при $v_H = 2{,}0$ (слева) и 1,0 (справа)

$\chi = 0°$, $\gamma = 60°$ при $\tau < 0{,}1$; $\gamma = 135°$ при $\tau > 0{,}1$; $v_D = 0$ при $\tau < 0{,}1$, $v_D = -2$ при $\tau > 0{,}1$. Вверху — контур r_I, в середине — r_V (сплошная линия), r_Q (штриховая), r_U (штрих-пунктирная); внизу — контуры $^1/_2\,(r_I + r_V)$ (сплошная) и $^1/_2\,(r_I - r_V)$ (штриховая линия)

полях и полях лучевых скоростей. Результаты вычислений делают актуальной задачу исследования распределения всех параметров Стокса по контуру линии, что может дать значительную информацию о структуре магнитного поля и динамике плазмы в солнечных пятнах.

Мы провели еще один модельный расчет параметров Стокса, который приводит к особенности в распределении V-параметра Стокса, он назван кроссовер-эффектом. Результаты вычислений показаны на рис. 4. Выбор значений параметров магнитного поля, принятых в вычислениях, основан на поведении нулевой линии продольного магнитного поля, измеренного в линиях λλ5250 и 5233 Å, которые образуются на разных глубинах.

Систематическое смещение нулевой линии продольного поля на уровне образования линии λ5233 в области полутени в сторону лимба относительно нулевой линии на уровне образования λ5250 указывает на возможную смену знака продольного магнитного поля по оптической глубине в окрестностях нулевой линии. При такой структуре магнитного поля и градиента лучевой скорости обнаруживается кроссовер-эффект в поведении V-параметра по контуру линии.

ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО РАЗНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ

С. И. Гопасюк, В. А. Котов, А. Б. Северный, Т. Т. Цап

(КАО АН СССР)

В последние годы для изучения структуры магнетизма Солнца широко применяются магнитографы. Однако при получении с помощью магнитографов количественных данных о магнитных полях возникает ряд трудностей экспериментального и теоретического характера [1]. Измерения магнитных полей, приведенные в [2], показали, что напряженность магнитного поля, найденная по линии Fe I λ5250 Å, вдвое меньше, чем по линии Fe I λ5233 Å. С учетом результатов [3] это различие в напряженностях магнитного поля было объяснено в [2] сильной зависимостью формы контура линии λ5250 Å от температуры.

Действительно, рядом авторов, например [4,5], была обнаружена зависимость между напряженностью магнитного поля и яркостью в ядре линии λ5250 Å. Однако объяснение, предложенное в [2], вряд ли можно считать убедительным, так как согласно указанной работе профиль линии λ5250 Å не показывает зависимости от величины напряженности магнитного поля. Очевидно, что для выяснения причины, приводящей к расхождению между напряженностями магнитных полей, измеренных по разным линиям, нужны дальнейшие исследования.

Здесь мы приводим результаты сопоставления продольных магнитных полей, измеренных по многим спектральным линиям на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории [6]. Магнитные поля измерялись в следующих спектральных линиях: Fe I λ4808 Å, Fe I λ4886Å, Fe I λ5250 Å, Ca I λ6103 Å, Ba II λ4554 Å, Na I D_1, Mg I λ5184 Å, Ca I λ4227 Å, H_δ, H_γ, H_α. Записи магнитного поля проводились в активных и невозмущенных областях, расположенных вблизи центра диска Солнца и на полюсах. Магнитные поля в активных областях и на полюсах регистрировались с разрешением $9'',5 \times 2'',5$, а в невозмущенных участках вблизи центра диска — $9'',5 \times 2'',5$ или $27'',5 \times 2'',5$. Для проверки точности работы каналов магнитографа мы провели одновременно на обоих

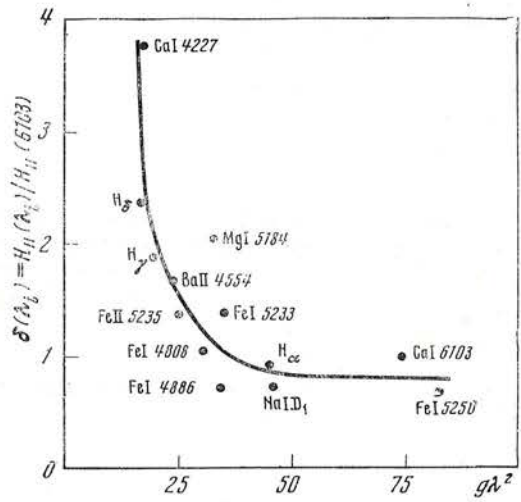
каналах большое число измерений магнитных полей по линии λ5250 Å. При этом выходные щели располагались в одних и тех же местах профиля линии. Обработка этих записей показала, что оба канала («зеленый» и «красный») дают очень близкие результаты. Так, по девяти парам записей мы получили, что отношение напряженностей на обоих каналах равно $\delta = H_{\parallel(\text{зел})}/H_{\parallel(\text{кр})} = 0{,}96 \pm 0{,}04$. Эта поправка вносилась в окончательные результаты.

Калибровка магнитных полей делалась с помощью измерения сигналов лучевых скоростей на восточном и западном краях Солнца. В то же время известно, что большинство сильных и средних фраунгоферовых линий показывают заметное изменение их контуров при переходе от центра диска Солнца к краю. Поэтому в сигнал калибровки мы вводим соответствующую поправку [7] за изменение контура линии.

Всего для изучения мы отобрали 60 пар записей продольных магнитных полей, сделанных в перечисленных выше линиях.

По каждой паре записей, дававшей несколько сотен измерений магнитных полей в отдельных точках данного участка Солнца, определялась величина $\delta(\lambda_i) = H_{\parallel}(\lambda_i)/H_{\parallel}$ (6103).

Результаты сопоставления напряженности магнитного поля по измерениям в разных линиях приведены на рисунке. Там же нанесены данные измерений напряженности магнитного поля в линиях λ5233 Å и λ5235 Å, опубликованные в [2].



Зависимость между величиной относительной напряженности в разных линиях и их магнитной чувствительностью ($g\lambda^2$)

Как видим из рисунка, величина параметра $\delta(\lambda_i)$ значительно меняется при переходе от одной линии к другой. Таким образом, различия между величинами напряженности магнитного поля наблюдаются не только по измерениям в линиях λ5250 и λ5233 Å, но и по многим другим.

Далее, из рисунка видно, что имеется некоторая зависимость величины δ от магнитной чувствительности линии $g\lambda^2$. Это может свидетельствовать о влиянии на измерения напряженностей магнитного поля эффекта насыщения. Подтверждением данного объяснения может служить обнаруженная Стенфло [1] зависимость напряженности продольного магнитного поля от ширины щели магнитографа.

Однако наблюденные различия между магнитными полями могут быть в значительной степени вызваны и другими причинами. Во-первых, использованные нами для измерения магнитных полей спектральные линии образуются на разных высотах в атмосфере Солнца [8] и различия между магнитными полями в разных линиях могут свидетельствовать об изме-

[1] Частное сообщение.

нении магнитного поля с высотой. Во-вторых, как указано в [9], при измерении магнитных полей на магнитографе могут возникать значительные ошибки из-за асимметрии контура линии, вызванной изменением скорости с высотой. Так как градиенты скорости на разных уровнях в атмосфере Солнца могут существенно отличаться между собой, то и асимметрия в разных линиях может быть различной. Оценки, приведенные в [9], показали, что если щели магнитографа расположены в средней части крыльев линии λ5250 Å, то при скорости 1 *км/сек* сигнал магнитографа изменяется на 35%, а для щелей, помещенных в ядре линии, при этой же скорости сигнал магнитографа изменится на 70%.

Из всего сказанного видно, что пока трудно сказать окончательно, какой именно причиной обусловлено различие в магнитных полях, измеренных в разных линиях. Здесь нужны дополнительные исследования.

Литература

1. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 22.
2. *J. Harvey, W. Livingston.* Solar Phys., 1969, **10**, 283.
3. *N. R. Sheeley.* Solar Phys., 1967, **1**, 171.
4. *Т. Т. Цап.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 265.
5. *E. N. Frazier.* Solar Phys., 1970, **14**, 89.
6. *А. Б. Северный.* Астрон. ж., 1966, **43**, 465.
7. *S. I. Gopasyuk, V. A. Kotov, A. B. Severny, T. T. Tsap.* Solar Phys., 1973, **31**, 307.
8. *К. де Ягер.* Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
9. *А. Б. Северный.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 3.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО РАЗНЫМ ЛИНИЯМ

З. Н. Шукстова, Г. В. Лямова

(Уральский государственный университет)

Исследования, выполненные в последние годы с высоким разрешением, со всей очевидностью указывают на существование тонкой структуры пятна и его магнитного поля.

Важную информацию о структуре магнитного поля можно получить на основании измерений поля по линиям с различными потенциалами возбуждения. В нашем сообщении дается краткая информация о результатах определения напряженности H поля по спектрограммам, которые были получены на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 обсерватории Уральского государственного университета. Снимки получены в III порядке дифракционной решетки с обратной дисперсией 0,67 Å/*мм* в области λλ6130—6340 Å, где имеется несколько магниточувствительных линий нейтрального и ионизованного железа. Использовались эмульсии ZP-1, WP-1, WP-3 фирмы Orwo. Наблюдательный материал охватывает сезон 1971—1973 гг. Спектры пятен получены без поляризационной оптики вскоре после визуального определения поля пятен по линии Fe I λ6302,5 Å с приставкой (λ/4 + призма W).

Отбирались пятна правильной формы с большим полем. На каждой пластинке (13 × 36 *см*²) снято 5—8 спектров пятна с экспозицией 10—20ˢ. Снимки получены без датчика качества и фотогида, которые в настоящее время имеются на телескопе. Знак поля определялся из визуальных наблюдений.

Для измерения зеемановского расщепления были отобраны линии Fe I λ6302,5 Å (100), λ6173,4 Å (95), λ6336,8 Å (79), λ6213,4 Å (77) и Fe II λ6149

Å (49) с простым триплетным расщеплением, которые не блендируются соседними линиями. В скобках дана величина $g\lambda^2 \cdot 10^{10}$ *см*^{2}. Из всего материала было использовано лишь 10% спектрограмм лучшего качества.

Измерения положений σ-компонент выполнены на спектрокомпараторе ИЗА-2 в две руки. На каждый компонент производилось по пяти наведений. Точность измерения расщепления для всех линий одинакова. Напряженность поля определяется со средней ошибкой ± 100 *гс* при доверительной вероятности 0,95. Результаты измерений представлены на гистограммах и графиках.

Напряженности, измеренные по линиям λ6302,5 и λ6173,4 Å, оказались равными в пределах указанной точности.

Линии λ6336 и λ6213 Å показали весьма заниженное значение поля по сравнению с линиями λ6302 и λ6173 Å (H_x: $H_{6302} \approx 0{,}7$). Особенно трудной для измерений является линия Fe II λ6149 Å вследствие ее слабости в тени пятна. По этой линии поля более уверенно измеряются на границе тень — полутень, где она более контрастна. Величина отношения H_{6149}: : $H_{6302} = 0{,}93$.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ С РАЗЛИЧНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ТЕМПЕРАТУРЕ

М. Дж. Гусейнов
(КАО АН СССР)

Исследования Шевалье, Роша, Брея и Лоухеда, Беккерса и Шрётера-Даниэльсона, Крата и др. показали, что тень пятна по яркости неоднородна и имеет тонкую структуру. Тень пятна состоит из приблизительно равномерного сплошного темного фона, на котором выделяются более темные узелки и светлые гранулы. Характерный размер темных узелков примерно 2—1″, а ярких гранул — 0″,5.

Впервые Северным было убедительно показано, что магнитное поле в тени пятна также весьма неоднородно и имеет тонкую структуру. Впоследствии много работ было посвящено изучению тонкой структуры магнитного поля пятна. Но вопрос о величине различий напряженности магнитного поля в тонкоструктурных элементах до конца не решен. Это в основном связано с большими трудностями получения спектров пятен с высоким пространственным разрешением, по которым можно было бы измерить напряженность магнитного поля в отдельных тонкоструктурных элементах тени.

Для изучения магнитного поля в тени солнечных пятен нами наблюдались спектральные линии с различной чувствительностью к температуре: 1) линии с высоким потенциалом возбуждения нейтрального железа λ6137,0, λ6173,3, λ6302,5 и λ6420,0 А, которые в спектре фотосферы имеют интенсивность $I = 5 \div 4$ в шкале Роуланда; они в спектре тени пятен слегка ослабевают ($I^* = 4 \div 3$); 2) линии с малыми потенциалами возбуждения нейтральных атомов легко ионизуемых элементов, а именно: циркония λ6127,5 и λ6143,2 Å, ванадия λ6256,9, λ6285,2, λ6296,5 Å, скандия λ6306,0 Å, титана λ6312,2 Å и иттрия λ6435,0 Å. Последние линии очень слабы или полностью отсутствуют в спектрах фотосферы и полутени пятен, но значительно усиливаются в спектре тени пятен (мы их назовем «чисто теневыми»). Их интенсивность в спектре ядра пятна становится такой же, как интенсивность использованных линий железа. «Чисто те-

невые» линии чрезвычайно слабы либо отсутствуют в спектрах звезд типа G, F и более горячих, но значительно усиливаются в спектрах холодных звезд типа K и M.

По поляризационным спектрограммам (около 200), полученным на БСТ и МБСТ Крымской астрофизической обсерватории, на микроскопе МИР-12 было измерено магнитное расщепление линий $\Delta\lambda_H$ (расстояние между σ-компонентами в соседних полосках спектрограмм с взаимноортогональной поляризацией) и вычислены напряженности магнитного поля H в тени пятен.

Сравнение напряженностей магнитных полей H, определенных по приведенным выше спектральным линиям, показывает:

1) «чисто теневые» линии значительно усиливаются только в тени тех пятен, для которых по линиям железа $H \geqslant 2000$ *гс*;

2) для одних и тех же мест тени пятна значения H, измеренные по «чисто теневым» линиям, кроме Sc I λ6306,0 Å, примерно одинаковы. По линии скандия величина H в среднем на 200—300 *гс* больше, чем по всем остальным «чисто теневым» линиям;

3) значения H, найденные по линиям ванадия, циркония, титана и иттрия, в среднем на 300 *гс*, а по линии скандия на 500—600 *гс* превосходят величины H, измеренные по линиям железа.

Изучение эффекта блендирования σ- и центральной компонент линий показало, что при визуальных измерениях магнитного расщепления $\Delta\lambda_H$ значения напряженности магнитных полей H занижаются. По линиям железа величина занижения напряженности поля в среднем на 100 *гс* больше по сравнению с той, которая получается по измерениям в «чисто теневых» линиях.

Учитывая температурный класс и интенсивность линий в спектре тени пятен, зависимость величины смещения пятен в линиях на краю диска Солнца (результаты Маттига) от их интенсивности, можно предположить, что все использованные линии железа, циркония, ванадия, титана и иттрия, по-видимому, образуются на очень близких глубинах, а линия скандия λ6306,0 Å, вероятно, возникает значительно глубже. В связи с этим имеются некоторые основания считать, что «чисто теневые» линии образуются в основном в более холодных (темных) узлах тени пятен (не исключен некоторый вклад и сплошного темного фона). В то же время в образование линий железа, по-видимому, основной вклад вносит излучение сплошного темного фона (возможен и вклад излучения как более темных узлов, так и ярких гранул тени).

Если это так, то на основании изложенного следует, что приблизительно на одной и той же глубине в более темных узлах тени пятен напряженность магнитного поля примерно на 200 *гс* больше, чем в его сплошном темном фоне.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕР МАГНИТНЫХ Ap-ЗВЕЗД

В. Л. Хохлова

(Астросовет АН СССР)

Предложен метод определения локального содержания химических элементов на поверхности вращающейся Ap-звезды с неоднородным химическим составом поверхности. Приведены аргументы в пользу того, что

изменения температуры по поверхности Ар-звезд невелики, и при анализе во многих случаях можно ими пренебречь, используя модели нормальных атмосфер. Изучение переменных профилей линий в спектре Ар-звезд несет больше информации, чем анализ эквивалентных ширин и средних лучевых скоростей. Путем решения уравнений вида

$$r_{\lambda_0-\lambda} = \left\{ \int_0^1 \rho\, d\rho \int_0^{2\pi} r^*_{\lambda_0+\Delta\lambda_0-\lambda}(\rho, \varphi)\, k(\rho)\, d\varphi \right\} : 2\pi \int_0^1 \rho\, k(\rho) d\rho \qquad (1)$$

по наблюдаемым профилям $r_{\lambda-\lambda_0}$ можно определить локальный профиль $r^*_{\lambda_0+\Delta\lambda_0-\lambda}$, который является функцией химического состава. Здесь ρ и φ — полярные координаты на видимом диске звезды, $\Delta\lambda_0$ — допплеровское смещение в точке (ρ, φ). Число уравнений типа (1) равно $n = lkm$, где l — число элементов разрешения в наблюдаемом профиле, k — число используемых линий рассматриваемого элемента и m — число спектрограмм, различающихся по фазе. При решении систем уравнений типа (1) интеграл заменяется конечной суммой, число членов которой равно $n = lkm$ и соответствует числу элементов разрешения по площади $\rho d\rho d\varphi$. В пределах такого элемента площади локальный профиль считается постоянным.

Предложенный метод использован (совместно с Т. А. Рябчиковой) для анализа профилей линий в спектре стронциевой Ар-звезды HD 140160. Получен избыток Sr в трех пятнах на поверхности в 10^3 раз при нормальном содержании вне пятен, избыток Fe в четырех пятнах в 10 раз при дефиците в 10 раз на остальной части поверхности.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД В САО АН СССР

Ю. В. Глаголевский

(САО АН СССР)

1. По спектрам с дисперсией 15 Å/*мм*, полученным на 50″ рефлекторе КАО, Р. Н. Кумайгородская и Н. М. Чунакова провели исследования изменений водородных линий у магнитных звезд ε UMa, α^2 CVn и HD 184905. Кратковременные изменения не были обнаружены, а периодические колебания присутствуют. Кривые изменения эквивалентных ширин, центральных глубин и других параметров водородных линий изменяются с с двойной волной разной амплитуды в течение периода. Изменения в «ядрах» линий больше, чем в крыльях. Переменность, вероятно, может быть объяснена отличием структуры атмосферы в «пятнах» на поверхности звезды по сравнению с соседними участками поверхности, а также вращением звезды. И то, что центральные части линий изменяются сильнее крыльев, может свидетельствовать о большом различии физических условий в пятнах и вне пятна в верхних слоях атмосферы.

2. Ю. В. Глаголевским, К. И. Козловой, Н. С. Полосухиной (КАО) исследовалась спектральная переменность Ар-звезды 21 Per по спектрам с дисперсией 4 и 8 Å/*мм*, полученным в КАО на ЗТШ. Изучены изменения лучевых скоростей v_r и интенсивностей линий W_λ разных элементов. По характеру изменений v_r и W_λ все элементы делятся на две основные группы. Анализ показал, что элементы первой группы концентрируются

в двух противоположных пятнах на поверхности звезды, а элементы второй группы распределены по поверхности более сложным образом. Химический состав этих групп звезд отличается от состава аналогичных групп других звезд, что затрудняет объяснение химических аномалий гипотезой диффузии или аккреции. Были предприняты поиски тяжелых элементов с целью найти признаки ядерных реакций на поверхности 21 Per, которые могут быть источником химических аномалий. Найдено восемь линий, которые могут принадлежать Os I, Am II, Hg I, W I, Ag I. Кривая изменений W_λ этих элементов показывает одну волну с максимумом в фазе 0,0. Совпадение кривой изменения редкоземельных элементов с кривой блеска подтверждает гипотезу Молнара о том, что источником фотометрической переменности является покровный эффект за счет поглощения этими элементами в ультрафиолетовой области.

3. Ар-звезда ν Cnc изучалась Ю. В. Глаголевским, К. И. Козловой, В. Г. Клочковой по спектрам, полученным на ЗТШ КАО, с дисперсией 8 Å/*мм*. Звезда интересна отсутствием фотометрической переменности. Оказалось, что спектральная переменность значительна и происходит с периодом $4^d.191$. Характер спектральной переменности свидетельствует о о том, что все элементы концентрируются на одной стороне звезды с небольшим смещением максимумов концентрации. Если сопоставить данные фотометрических изменений блеска (E. W. Burke, W. W. Rolland) с найденным периодом, то отчетливо обнаруживается одна волна с амплитудой $\sim 0^m.006$. Такая слабая фотометрическая переменность может быть объяснена необычно малым для Ар-звезд содержанием редкоземельных элементов, поглощением которых в ультрафиолете, как говорилось выше, вызывается фотометрическая переменность.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И БЛЕСКА Am-ЗВЕЗД 15 Vul и 68 Tau

В. М. Кувшинов
(КАО АН СССР),
Г. Хильдебрант, В. Шенайх
(ЦИА АН ГДР)

Со времени опубликования Бэбкоком его классической работы по исследованию магнитных полей звезд [1] до настоящего времени не было надежных данных о существовании магнитных полей у Am-звезд, не говоря уже о характере их изменения [2,3]; отсутствовали сведения и об изменении блеска этих звезд.

Поэтому в 1971 г. на звездном магнитографе 2,6-*м* рефлектора КАО [4, 5] были начаты измерения магнитных полей ряда Am-звезд, в том числе 15 Vul и 68 Tau (звезда входит в список Бэбкока [1] шести Am-звезд с измеренным полем $H_e = -400 \pm 42$ *гс*), которые показали наличие переменного магнитного поля ~ 100 *гс* у этих звезд.

Исследования блеска 15 Vul и 68 Tau, проводившиеся на двухканальном электрофотометре Шемахинской станции ЦИА в системе *UBV*, показали наличие периодических изменений блеска с амплитудой от $0^m.02$ в *V* до $0^m.05$ в *U* у 15 Vul и от $0^m.01$ в *V* до $0^m.02$ в *U* у 68 Tau с периодами $14^d.0$ и $57^d.25$ соответственно.

Дальнейшая обработка с полученными эфемеридами ($\mathrm{J.D.}_{L\max} = 2441885{,}2 + 14{,}0 \cdot E$ для 15 Vul, $\mathrm{J.D.}_0 = 2440467{,}0 + 51{,}25 \cdot E$ для 68 Tau) результатов измерений магнитных полей также обнаружила периодический характер их изменений, хотя наблюдаемый эффект часто по-

сит сложный характер. Следует отметить прекрасное согласие измерений Бэбкока [1] и Конти [2] и наших результатов.

На основе анализа лучевых скоростей, определявшихся по той же линии, что и магнитное поле, а также скоростей вращения звезд $V\sin i$ сделан вывод, что период $P = 14^d,0$ у 15 Vul является периодом осевого вращения (эта звезда также спектрально-двойная с периодом 3606^d [6]). Период $P = 57^d,25$ у 68 Tau — это период осевого вращения, синхронизованного с орбитальным, т. е. эта звезда также спектрально-двойная.

Таким образом, впервые у Am-звезд, типичные представители которых 15 Vul и 68 Tau, надежно установлено наличие магнитных полей и изменений блеска, а также периодический характер этих изменений, сходный с тем, что имеет место у Ap-звезд.

Литература

1. *H. W. Babcock.* Astrophys. J. Suppl., 1958, 3, N 30, 141.
2. *R. S. Conti.* Astrophys. J., 1969, 156, N 2, pt 1, 661.
3. *E. P. J. van den Heuvel.* Astron. and Astrophys., 1971, 11, N 3, 461.
4. *A. B. Severny.* Astrophys. J. Lett., 1970, 159, L 73.
5. *А. Б. Северный, В. М. Кувшинов, Н. С. Никулин.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 3.
6. *H. A. Abt.* Astrophys. J. Suppl., 1961, 6, N 52, 37.

ДЕТАЛЬНОЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРОНЦИЕВОЙ Ap-ЗВЕЗДЫ HD 140160

Т. А. Рябчикова

(Астросовет АН СССР)

Проведено детальное спектроскопическое исследование 25 спектрограмм спектрально-переменной звезды HD 140160. Изучены профили неблендированных линий Sr II, Cr I, Cr II, Fe II, Ti II, Mg I, Mg II, Ca II. Сложные профили разбиваются на компоненты, лучевые скорости которых указывают на повышенную концентрацию этих элементов в четырех «пятнах» на поверхности звезды. Водородные линии не показывают переменности и соответствуют модели атмосферы с параметрами $\Theta_e = 0{,}53$ и и $3{,}7 < \lg g < 4.0$. Отсутствие изменений блеска и профилей водородных линий позволяет заключить об однородности физических условий на поверхности звезды. Проведены расчеты теоретических интенсивностей ряда исследуемых линий элементов и определено «среднее» содержание этих элементов. Использован метод определения локального химического состава (совместно с В. Л. Хохловой) и показано, что избыток Sr в пятнах составляет 10^3, а железа — 10 при нормальном содержании Sr и дефиците Fe ~ 10 раз вне пятен.

О БЫСТРЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ В СПЕКТРЕ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ HD 215441

Н. С. Полосухина, К. К. Чуваев

(КАО АН СССР)

Магнитно-переменная звезда HD 215441, обладающая магнитным полем ($H_S \approx 34\,000$ *гс*), на протяжении многих лет являлась предметом всестороннего изучения. Наблюдательные данные Вууда о быстрых ($\sim 90^s$) изменениях эквивалентной ширины H_β (5—8 Å) и данные Кемпа и др. о быстрых флуктуациях ($\Delta p \approx 3\%$) степени линейной поляризации в крыле H_β позволяют ожидать наличия быстрых изменений в спектре этой звезды, в особенности в области H_β. В настоящем сообщении содержатся некоторые предварительные результаты попытки обнаружения таких быстрых изменений в спектре этой уникальной звезды.

Наблюдения звезды HD 215441 производились на спектрографе с трехкамерным ЭОПом в фокусе Несмита 2,6-*м* телескопа им. акад. Шайна Крымской астрофизической обсерватории. Спектры получались с временны́м разрешением 1—2 *мин*. Было получено свыше 300 спектров HD 215441 за 12 ночей в областях H_β и H_α, а также в спектральной области между H_α и H_β (5000—6000 Å). Дисперсия $d = 45$ Å/*мм* у H_β и $d = 38$ Å/*мм* у у H_α.

При благоприятных условиях наблюдений время экспозиции для области H_β было около 25 *сек* и для области H_α около 1 *мин*. Непрерывные ряды наблюдений в течение 2—3 *час* были получены 6—7.X 1973 г. и 2—3.I 1974 г. Они и позволили получить картину изменений спектра HD 215441 в указанное время.

Предварительные результаты, полученные нами, можно резюмировать следующим образом.

1. Спектр HD 215441 в области H_β и H_α быстро меняется (~ 2 *мин*).

2. В спектре HD 215441 появляются эмиссионные линии. Возможно, это линии редкоземельных элементов и линии металлов, которые светятся в хромосфере во время «вспышек» (подобно тому, что мы имеем на Солнце).

3. Не исключено, что и сами водородные линии быстро меняются. Среди полученных профилей H_β можно найти контуры двух типов: с относительно широкими и симметричными крыльями и без крыльев (различие в эквивалентной ширине почти в два раза). Весьма вероятно, что они залиты водородной эмиссией или эмиссией других элементов, линии которых находятся в крыле H_β.

4. По-видимому, быстрые изменения блеска, линейной поляризации как в узких спектральных интервалах, так и в широком спектральном диапазоне связаны с переменностью спектра HD 215441, т. е. причина этой быстрой переменности — быстрые нестационарные процессы (типа солнечных вспышек), которые, возможно, локализованы на поверхности звезды. Если предполагать, что эти области высокой активности устойчивы, то вследствие вращения звезды они будут периодически появляться и исчезать. Это означает, что будут периодически наблюдаться быстрые флуктуации яркости, магнитного поля и спектра (в тех спектральных интервалах, где активность звезды проявляется сильнее).

В заключение отмечается, что спектральные исследования магнитно-переменных звезд с большим временны́м разрешением — новая возможность изучения тех быстрых процессов, которые происходят на поверхности этих звезд.

О НЕКОТОРЫХ МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗВЕЗДАХ

А. З. Долгинов
(ФТИ АН СССР)

Рассмотрено несколько возможных механизмов генерации магнитного поля звезд:

1. Если звезда является компонентой двойной или кратной системы и ее ось вращения наклонена к плоскости орбитального движения, то решение уравнения Навье — Стокса для приливных течений, вызываемых соседней звездой, показывает, что скорости этих течений имеют сложный трехмерный характер. Хотя фигуры тел в двойных системах периодически возвращаются к прежним конфигурациям, элементы вещества, участвующие в приливных течениях, к прежним относительным расположениям не возвращаются. Силовые линии, вмороженные в вещество, удлиняются и запутываются все более и более. Это ведет к усилению поля. Энергия, необходимая для поддержания и усиления поля, оказывается меньше, чем полная энергия, идущая на приливное трение. Для достаточно тесных двойных звезд время возрастания поля может быть столь мало, что нарушается режим теплопереноса из-за влияния поля на конвекцию. Это может привести к процессам типа вспышек.

2. Если имеется двойная система, окруженная достаточно хорошо проводящей оболочкой, то поле может усиливаться даже без учета приливных течений. Герценберг показал, что возможно стационарное поле в системе из двух вращающихся шаров в проводящей среде. Подобный механизм возможен также в звезде, окруженной неоднородной, дифференциально вращающейся оболочкой. Кроме того, при определенных характеристиках звезд возможно индукционное усиление поля в двойной системе, даже при отсутствии окружающей проводящей среды.

3. Магнитные звезды часто бывают одиночными. Для них характерны следующие основные особенности: а) большое магнитное поле, б) аномалии химического состава, в) распределение этих аномалий пятнами по поверхности звезды, г) аномалии изотопного состава, д) более медленное вращение некоторых магнитных звезд по сравнению с немагнитными звездами того же класса.

Предположение, что аномальный химический состав связан с диффузией элементов изнутри звезды, противоречит многим существующим оценкам и наблюдениям. Трудно также представить, что на поверхности идут ядерные реакции, создающие новые химические элементы. Поэтому можно допустить, что аномалии химического состава связаны с выпадением вещества на поверхность звезды извне. Однако аккрецией из межзвездной среды аномалии объяснить нельзя. Рассмотрим возможность того, что магнитными звездами являются такие горячие звезды, которые окружены оболочкой типа протопланетного облака. В таком облаке идет эффективная дифференциация вещества (под действием светового давления, при селективной конденсации на пылинках и т. п.), о чем свидетельствует, например, аномальный химический состав внутренних планет солнечной системы. Если на звезде происходят вспышки, при которых возникают потоки быстрых протонов, то изотопический состав облака также будет меняться. Протоны проникают в облако и бомбардируют пылинки. При этом расщепляются ядра элементов, входящих в состав пылинок, и образуются более легкие ядра и нейтроны. Нейтроны, в свою очередь, захватываются каким-то тяжелым ядром, расщепляя его. Обогащение определенными изотопами возможно также в процессе конденсации на пылинках. Выпадение вещества из протопланетного облака на звезду приведет к возникновению на ее поверхности как химических, так и изотопных анома-

лий. Кроме того, наличие облака, которое может воспринимать угловой момент, может объяснить сравнительно более медленное вращение некоторых магнитных звезд. Пятнистость звезды могла бы быть связана с неоднородностями протопланетного облака, из которого происходит аккреция. Неоднородности на поверхности звезды рассасываются за тысячи лет. Кроме того, аккретирующее вещество может стать ионизованным в процессе падения и направляться далее магнитным полем.

Не исключено, что само магнитное поле возникает из-за аномалий химического состава. Если на звезде имеются резко очерченные пятна с большим градиентом концентрации (прежде всего это относится к гелию), то возникает градиент концентрации электронов. При этом появляется поляризационное электрическое поле, которое может остановить ток, связанный с градиентом. Однако, как показали Бирман и Шлютер, если градиент давления не параллелен градиенту плотности (в нашем случае — градиенту химической концентрации), то поляризационное поле является вихревым и ток сохраняется. В магнитной звезде градиент давления направлен по радиусу, а градиент концентрации параллелен поверхности. Магнитное поле градиентного тока, если пятна имеют резкую границу (со степенным, а еще лучше — экспоненциальным спадом), может быть велико и достигать значений, наблюдаемых у магнитных звезд.

УДК 523.164

Результаты исследования яркости лунного неба, полученные с помощью астрофотометра АФ-3Л, установленного на «Луноходе-2». Зверева А. М., Северный А. Б., Терез Э. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 3.

С помощью астрофотометра АФ-3Л, установленного на «Луноходе-2», обнаружено повышенное, по сравнению с ожидаемым, свечение дневного и ночного неба на Луне в ультрафиолетовой и в особенности в видимой части спектра. Избыточное свечение показывает характерный ход с зенитным расстоянием Солнца и, будучи приписано некоторой рассеивающей среде, дает отношение альбедо в видимой к альбедо в ультрафиолетовой части спектра такое же, как для лунной пыли. Показано, что результаты измерений могут быть объяснены наличием очень разреженного роя пылевых частиц вокруг Луны, рассеивающего свет Солнца и Земли и, возможно, образованного в результате бомбардировки поверхности Луны метеоритами.

Табл. 7, илл. 13, библ. 38 назв.

УДК 523.165

Результаты поиска источников γ-квантов сверхвысокой энергии, проведенного в КАО АН СССР за 1969—1973 годы. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 29.

Проведен анализ данных, полученных методом регистрации черенковских вспышек на установке КАО АН СССР, за четырехлетний период (1969—1973 гг.). Выработаны единые критерии отбора данных, свободных от вариаций метеорологической природы, аппаратурного характера и т. п. Основным критерием для отбора данных является прозрачность атмосферы, значение которой определяется непосредственно из материалов наблюдений. Анализ отобранного материала показал, что, с одной стороны, из него полностью исключены данные, искаженные влиянием метеорологических вариаций, а с другой стороны, что аппаратура работала весьма стабильно.

Приводятся результаты наблюдений 43 небесных объектов различного типа. Для сравнения даны также результаты, полученные другими авторами. Показано, что, кроме источников NP 0532, Cyg X-3, Cas γ-1, достоверность обнаружения которых весьма высока, имеется еще некоторое число объектов, являющихся источниками γ-лучей сверхвысокой энергии. Часть этих объектов представляет собой пульсары, часть является источниками γ-лучей с энергией 10^8 *эв*. С меньшей степенью достоверности можно говорить о том, что в числе источников γ-лучей сверхвысокой энергии находятся радиогалактики и квазары.

Табл. 16, илл. 10, библ. 57 назв.

УДК 523.165

О характере γ-излучения рентгеновского источника Cyg X-3 и объекта Cas γ-1 в энергетическом диапазоне 10^{12} *эв*. Фомин В. П., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 59.

В 1972—1973 гг. были продолжены наблюдения объектов Cas γ-1 и Cyg X-3 в энергетическом диапазоне 10^{12} *эв* на регистраторе черенковских вспышек широких атмосферных ливней. Подтверждена переменность потока γ-квантов от этих объектов. В декабре 1972 г. зарегистрировано возрастание потока излучения в направлении на Cas γ-1, которое продолжалось не более месяца. Исследования, проведенные для Cyg X-3 с учетом периода, найденного в рентгеновском излучении, дали положительный результат. В максимуме величина потока равна $+ 6{,}3 \pm 1{,}9\%$. При расстоянии до Cyg X-3 10 *кпс* это соответствует среднему энерговыделению 10^{35} *эрг·сек*$^{-1}$.

Илл. 8, библ. 8 назв.

УДК 523.745, 523.746

О различии абсолютных значений напряженности магнитного поля в тени солнечных пятен, определяемых по спектральным линиям нейтрального ванадия и железа. Гусейнов М. Дж. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 66.

По поляризационным спектрограммам измерены напряженности магнитных полей H в тени различных солнечных пятен. Сравниваются значения H, определенные по линиям Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285,2 Å и V I λ6256,9 Å. Найдено, что значения H, полученные по линиям ванадия, в среднем на 200 *гс* больше, чем по линии железа.

Илл. 3, библ. 27 назв.

УДК 523.74

К вопросу об определении физических условий во флоккулах и в хромосферной сетке. Барановский Э. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 75.

Определяется температура и плотность флоккула посредством сравнения теоретических и наблюдаемых контуров линий H_α и K Ca II. Для вычисления теоретических контуров решаются уравнения ионизационного равновесия, стационарности и переноса в предположении некогерентного рассеяния. Получено, что плотность в области флоккула повышена по сравнению с невозмущенной хромосферой (до 10^{13} — 10^{14}), а над флоккулом — понижена (до $\sim 10^{10}$). Температура в области уплотнения 6500 — 7500°. Имеется инверсия электронной плотности.

Показано, что возникновение хромосферной сетки может быть объяснено двухкомпонентной структурой хромосферы,— горячая компонента имеет более высокую температуру для высот $h > 1\,000$ *км*.

Илл. 3, библ. 15 назв.

УДК 523.75

Некоторые характеристики развивающихся групп пятен. Огирь М. Б. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 82.

Рассматривается развитие групп пятен, возникших на видимом диске Солнца. При фотометрическом изучении водородных флоккулов в растущих группах были замечены сильные колебания яркости во флоккульных узелках, размеры которых составляют 3,″5—10″. При возникновении нескольких пор происходят кратковременные (от 5 до 15 *мин*) сильные пульсации, во время которых яркости могут в 2,5—3 раза превосходить яркость соседней невозмущенной хромосферы. При возникновении большого числа пятен наряду с кратковременными наблюдаются также и продолжительные (30—60 *мин*) сильные пульсации, во время которых относительные яркости достигают значений 3—4. Они могут происходить группами с интервалом между отдельными пульсациями 1—1,5 *час*. На фоне продолжительных пульсаций выделяются более кратковременные всплески.

Рассмотрение карт магнитных полей показало, что растущие группы пятен могут располагаться как в изолированных областях магнитного поля, так и в магнитных комплексах. В группах, принадлежащих к магнитным комплексам, повышение яркости флоккулов и вспышки часто связаны с активизацией других областей данного комплекса. В этих группах наблюдается постоянство угла наклона большой оси к параллели. При эволюции групп, находящихся в изолированных областях магнитного поля, угол наклона заметно изменяется.
Табл. 1, илл. 4, библ. 11 назв.

УДК 523.74/75

Некоторые особенности структуры хромосферы. Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 95.

Изучается тонкая структура хромосферы Солнца по спектрогелиограммам, полученным на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории в линиях H_α, H_β, H_γ, H_δ и K Ca II. В линии H_α спектрогелиограммы снимались как в ядре, так и в крыльях на различных расстояниях от центра линии. В большинстве случаев в активных и невозмущенных областях на Солнце темные и светлые детали тонкой структуры хромосферы, наблюдаемые в указанных линиях, совпадают по положению. Сопоставление карт яркостей в линиях H_α и K Ca II с картами продольных магнитных полей показало, что в активных областях в 69% случаев максимальная яркость во флоккулах наблюдается в области хвостовой полярности магнитного поля.
Табл. 1, илл. 7, библ. 28 назв.

УДК 523.746

Пространственная неоднородность проводимости и бессиловые магнитные поля. Гонасюк С. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 104.

Изучалось влияние пространственной неоднородности проводимости плазмы на структуру и устойчивость бессилового магнитного поля. Показано, что в плазме с неоднородной проводимостью энергии тороидальной и полоидальной составляющих бессилового магнитного поля не одинаковы. Такое бессиловое магнитное поле неустойчиво по отношению к возмущениям. Для некоторых конфигураций конвективная неустойчивость, связанная с перестановкой трубок магнитного поля, не запрещена.
Библ. 7 назв.

УДК 523.75

Рождение и развитие активной области и хромосферная сетка. Карташова Л. Г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 108.

По материалам наблюдений в центре и крыльях линии H_α изучалось рождение и развитие 15 активных областей простой биполярной конфигурации с пятнами малых размеров и без полутеней. Наблюдения велись на коронографе Крымской астрофизической обсерватории с диаметром объектива 120 *мм* при помощи интерференционно-поляризационного фильтра B. Halle, центрированного на линию H_α с полосой пропускания 0,5 Å. Разрешение на фотоснимках составляло около 2″. Сделаны следующие выводы: 1) Первые яркие детали рождающейся активной области образуются путем поярчания ярких узелков хромосферной сетки. 2) Усиление и вытягивание темных узелков хромосферной сетки приводит к образованию волокнистой структуры вокруг активной области. 3) Пятна появляются либо между узелками флоккулов, либо рядом с ними ближе к центру соответствующей ячейки хромосферной сетки. 4) В процессе роста простой биполярной группы лидер и хвостовое пятно раздвигаются вместе с ячейками хромосферной сетки, в которых они родились. 5) На стадии быстрого роста вокруг наиболее крупных из изучаемых групп в крыльях H_α наблюдалось образование дуг или почти замкнутых контуров усиленной хромосферной сетки. Эта перестройка в хромосферной сетке связана, по-видимому, с формированием вокруг активной области волокнистой структуры.
Табл. 1, илл. 4, библ. 9 назв.

УДК 523.75

Прогноз активности флоккула по радиоизлучению на волне 9,1 *см*. Степанян Н. Н., Щербакова З. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 116.

По материалам наблюдений за 1967—1969 гг. изучена связь яркостной температуры радиоизлучения на волне 9,1 *см* у восточного лимба и верхней границы мощности флоккула, выходящего из-за лимба на следующий день. Коэффициент корреляции этих величин был равен $0{,}84 \pm 0{,}03$. Найдено, что примерно в 30% случаев за 1—2 дня до возникновения флоккула на диске наблюдается повышенное радиоизлучение.

Для флоккулов, возникших на диске вдали от старых активных областей, отсутствие радиоизлучения за день до их появления с вероятностью $P \approx 0{,}95$ свидетельствует о низкой активности в дальнейшем. Получена корреляционная зависимость ($R = 0{,}68 \pm 0{,}07$) между радиоизлучением в день возникновения и мощностью флоккула на следующий день.
Табл. 1, илл. 3, библ. 10 назв.

УДК 523.76/77

Прохождение Меркурия по диску Солнца 9 мая 1970 года и колебания радиоизлучения на волне 8 *мм*. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Северный А. Б. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 121.

9.V 1970 г. на РТ-22 КАО АН СССР проведены наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 8 *мм* в течение прохождения Меркурия по диску Солнца. В результате наблюдений и корреляционного анализа выявлены две группы неоднородностей с характерными размерами от 1″,6 до 3″,4 и от 17″ до 40″ и яркостными температурами от 9420° до 18 250° К. В невозмущенных областях на диске Солнца конденсации больше и холоднее, чем в активных областях. Меньшие значения размеров неоднородностей близки к характерным размерам групп гранул и к наиболее часто встречающимся размерам элементов-холмов общего магнитного поля, а большие — ближе к характерным размерам супергранул. Вероятно, что образование конденсаций неоднородностей радиоизлучения на волне 8 *мм* тесно связано с неоднородностями магнитного поля, которое играет существенную роль в происхождении радиоизлучения от отдельных мелкоструктурных конденсаций.
Табл. 2, илл. 5, библ. 9 назв.

УДК 523.164.32

Наблюдения затмения Солнца на Кубе 24 декабря 1973 года на волне 1,37 *м*. Юровская Л. И., Альварес О., Феррейро М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 130.

В результате наблюдений затмения Солнца 24.XII 1973 г. на волне 1,37 *м* в Гаване была получена структура локального источника в короне. Размер источника в направлении открытия составлял 3′,0 ± 0′,3. Область повышенного излучения фона и область всплесков открывались одновременно. В источнике фонового излучения оказалось возможным выделить яркую деталь, размеры которой не превышали 25″.

Табл. 1, илл. 8, библ. 5 назв.

УДК 523.164.32

О влиянии некоторых особенностей развития групп пятен на радиоизлучение шумовых бурь. Юровская Л. И., Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 139.

Возникновение источников шумовой бури (ш. б.) в короне чаще всего сопровождает быстрые изменения площади наибольшего пятна и магнитной конфигурации в фотосфере. Высказывается предположение, что появление источников ш. б. связано с нестационарностью магнитного потока, проникающего в высокие слои солнечной атмосферы.

Табл. 2, илл. 1, библ. 5 назв.

УДК 523.164.4

Наблюдения источников космического радиоизлучения на волне 3,9 *мм*. Ефанов В. А., Зинченко И. И., Кисляков А. Г., Кузнецов И. В., Моисеев И. Г., Наумов А. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 144.

Наблюдения на волне 3,9 *мм* проводились в августе-сентябре 1973 г. на 22-*м* радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Чувствительность радиометра при наблюдениях составляла ~0,5° К при постоянной времени $\tau = 1$ *сек* (полоса пропускания частот ~1000 *Мгц*). Измерены плотности потоков 21 источника космического радиоизлучения (квазаров, галактик и т. д.).

Табл. 1, илл. 4, библ. 26 назв.

УДК 523.84

Радио- и оптические наблюдения некоторых вспыхивающих звезд. Моисеев И. Г., Патсон Г. Е., Соломон Л. Х., Товмасян Г. М., Хигинс Ц. С., Чугайнов П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 150.

Приводятся результаты выполненных в 1965 г. наблюдений вспыхивающих звезд UV Cet, V371 Ori, EQ Peg и GC 22805. Наблюдения радиоизлучения проводились на 64-*м* радиотелескопе в Паркске (Австралия) на частотах 153, 408 и 1410 *Мгц*. Оптические наблюдения были сделаны в Вумера, Крыму и группой астрономов-любителей Австралии. Было зарегистрировано семь оптических вспышек, три из которых сопровождались радиовсплесками. Радиовсплески были зарегистрированы только на частоте 153 *Мгц*, что свидетельствует о том, что радиовсплески имеют крутой спектр или что они появляются только на низких частотах.

Табл. 2, илл. 1, библ. 11 назв.

УДК 523.84

Распределение вспышек красных карликовых звезд по энергиям оптического излучения. Краснобабцев В. И., Гершберг Р. Е. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 154.

В предположении эргодичности вспышечной активности совокупности звезд близкой светимости проведен статистический анализ фотографических наблюдений вспышек в Плеядах и в Орионе. Обнаружена определенная общность в распределении вспышек по энергии оптического излучения для широкого диапазона светимостей и возрастов вспыхивающих звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца.

Табл. 1, илл. 6, библ. 52 назв.

УДК 523.84

Зависимость между возрастом и вспышечной активностью красных карликовых звезд в окрестности Солнца. Шаховская Н. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 165.

Исследование кинематических характеристик 646 красных карликовых звезд в окрестности Солнца показало, что наиболее активные переменные типа UV Cet являются членами молодого населения диска. Менее мощная вспышечная активность наблюдается и у звезд, принадлежащих к старому населению диска. Известен также случай наблюдения вспышек у объекта, который бесспорно относится к населению гало. Отношение числа вспыхивающих звезд к числу «нормальных» звезд в рассмотренных группах звездного населения снижается по мере увеличения возраста группы. Другими словами, вспышки чаще наблюдаются у молодых звезд, по мере старения звезд вспышечная активность снижается, но в некоторых случаях она наблюдается и у звезд, возраст которых превосходит $5 \cdot 10^9$ лет. Этот результат меняет сложившееся ранее представление, согласно которому вспышки наблюдаются только у молодых звезд.

Табл. 1, илл. 1, библ. 11 назв.

УДК 523.841.374.4

Фотоэлектрические наблюдения EM Cep в 1971—1972 годах. Рачковская Т. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 168.

Излагаются результаты фотоэлектрических наблюдений EM Cep в 1971—1972 гг. Наблюдения выполнены в фильтре *B* на телескопе МТМ-200 и на 640-*мм* телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Наблюдения показали:

1) существует колебание амплитуды блеска в диапазоне $0^m.10$ — $0^m.05$ звездной величины;

2) существуют быстрые колебания блеска. Уточнен период изменений блеска, он оказался равным $0^d.806196$. EM Cep, по-видимому, является звездой типа β Cep, но требуются дальнейшие наблюдения для подтверждения этого.

Табл. 4, илл. 4, библ. 7 назв.

УДК 523.841

Спектр цефеиды ζ Gem в области λλ 10580—11020 Å. Шанин Г. И., Щербаков А. Г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 187.

Представлены спектроскопические наблюдения цефеиды ζ Gem в области λλ10580—11020 Å. Спектрограммы с дисперсией 48 Å/*мм* получены на 50″ телескопе Крымской астрофизической обсерватории с помощью однокаскадного ЭОП. В спектре цефеиды отождествлены линии Si I, C I, Fe I, Mg I, Sr II, H и He I. Линия поглощения HeI λ10830 меняет свою интенсивность с фазой. Ее эквивалентная ширина в максимуме блеска ζ Gem не превышает 700 *мА*.

Табл. 2, илл. 5, библ. 17 назв.

УДК 523.164.4

О радиоизлучении тепловых источников в туманностях Омега и в Орионе на волнах 3,9 и 13,5 *мм*. Ефанов В. А., Кисляков А. Г., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Чернышев В. И., Штейншлейгер В. Б. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 196.

На 22-*м* радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР проведены наблюдения радиоизлучения туманностей Омега и Орион на волнах 3,9 *мм* и 13,5 *мм*. Для наблюдений использовался широкополосный приемник с чувствительностью ~0,5° К на волне 3,9 *мм* и радиометр с мазером с чувствительностью ~0,04° К на волне 1,35 *см*. Угловое разрешение радиотелескопа составляло 50″ и 2′,5 на волнах 3,9 и 13,5 *мм* соответственно.

Получены радиоизображения источников в Омеге (М 17) и Орионе (М 42 и М 43). На волне 3,9 *мм* в Омеге разрешены две компоненты. Измерены плотности потоков излучения, которые составили для М 17 $210\left(^{+80}_{-31}\right)$ ед. потока (1 ед. потока $= 10^{-26}$ *вт/м²·гц*) на $\lambda = 3{,}9$ *мм* и 400 ± 40 ед. потока на $\lambda = 1{,}35$ *см*, а от М 42 соответственно $240\left(^{+100}_{-50}\right)$ ед. потока и 370 ± ± 40 ед. потока. На волне 1,35 *см* в Орионе выделен источник М 43, плотность потока от которого составила 8 ± 1 ед. потока. Оценены плотности потоков от источника DNCL 1640 в Орионе, которые составили 230 ± 40 ед. потока на $\lambda = 3{,}9$ *мм* и 10 ± 15 ед. потока на волне 13,5 *мм*.

Табл. 1, илл. 4, библ. 15 назв.

УДК 523.852.1

Определение относительного обилия гелия и кислорода в газовых туманностях. Пронин В. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 202.

Предлагается метод определения обилия кислорода по наблюдаемому количеству ионов O II и O III. Приведены графики, удобные для определения относительного обилия гелия (He/H) и кислорода (O/H) по наблюдаемым отношениям интенсивностей линий I (4686 He II)/I (H_β), I (4471 He I)/I (H_β) и I (3727)/I (H_β), I ($N_1 + N_2$)/I (H_β) соответственно.

Табл. 3, илл. 4, библ. 10 назв.

УДК 522.61 + 522.982

Астрометрические свойства двойного 40-сантиметрового астрографа Крымской астрофизической обсерватории. Черных Н. С., Черных Л. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 209.

Излагаются результаты определения основных характеристик и астрометрических ошибок широкоугольного двойного 40-*см* астрографа, используемого для регулярных позиционных наблюдений малых планет и комет. Ошибка установки часовой оси телескопа составляет $p = 30''$. Проницающая способность астрографа при экспозиции T минут на пластинках ORWO ZU 2 выражается формулой $m = 14^m.0 + 2{,}1 \lg T$. Поле изображений плоское в пределах круга диаметром 7—8°. Коэффициент кубической дисторсии $c = -0{,}53$ *мкм/град³* $= -0{,}''070$/*град³*. На краю пластинки 30 × 30 *см²* дисторсия достигает 9″. Оптический центр с точностью ± 1 *мм* совпадает с геометрическим центром пластинки. Уравнение блеска в центре поля незначительно, но на краю достигает почти секунды дуги на разность блеска в звездную величину. Точность определения координат с астрографом зависит от величины экспозиции, яркости объекта и его места на пластинке и в благоприятных случаях может составлять ± 0,″3 ÷ ± 0,″5 а в неблагоприятных до ± 6″. В соответствии с критерием Гартмана объективы астрографа имеют достаточно высокое качество. Благодаря большой проницающей способности и широкому полю астрограф является весьма эффективным инструментом для ведения фотографической службы наблюдений малых планет.

Табл. 3, илл. 12, библ. 18 назв.

УДК 522.21

Использование свойств псевдоэквивалентных систем при расчетах астрономической оптики. Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 227.

Показано, что, зная свойства исходной оптической системы, можно легко найти конструктивные элементы и аберрации новой системы (так называемой псевдоэквивалентной), обладающей следующим свойством: отношение аберраций исходной и псевдоэквивалентной систем равно отрицательному постоянному числу.

Рассмотрены три вида псевдоэквивалентных систем — бесконечно тонкие, с конечными толщинами и концентрические.

Даны примеры применения найденных свойств на практике при расчетах систем из тонких линз, при расчетах компенсаторов аберраций, применяемых для контроля вогнутых несферических зеркал и др.

Илл. 2, библ. 5 назв.

Исправления и опечатки
к «Известиям Крымской астрофизической обсерватории», т. 52

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
66	10 сн.	[14]	[4]
96	26 сн.	вспышек выбросов	вспышек и выбросов
113	3 сн.	$\lg[(dT/dh^{-1})]$	$\lg[(dT/dh)^{-1}]$
161	7 св.	$\pm 1°,8$	$+1°,8$
197	ф-ла (5)	$\bar{d}$	$\bar{d}'$
205	14 сн.	$\bar{d}' = r/\cos\varphi$	$\bar{d}' = r/\cos\varphi'$

Известия Крымской астрофизической обсерватории
Том LIII

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Художественный редактор *Н. Н. Власик*
Технические редакторы *Р. М. Денисова, Л. И. Куприянова*

Сдано в набор 21/II—1975 г. Подписано к печати 4/VII—1975 г. Формат 70×108¹/₁₆.
Усл. печ. л. 23,45. Уч.-изд. л. 22,8. Тираж 1300. Тип. зак. 1814. Бумага типографская № 1
Т-12402. *Цена 1 р. 58 к.*

Издательство «Наука», 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10