

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LI



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА—1974

Редакционная коллегия:

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

ВСПЛЕСК γ -ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ОТ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА Cyg X-3

Б. М. Владимировский, А. А. Степанян, В. П. Фомин

С 5.IX по 1.XI 1972 г. проводились наземные γ -астрономические наблюдения рентгеновского и радиоисточника Cyg X-3 на регистраторе черенковских вспышек широких атмосферных ливней КАО АН СССР. Анализ полученного материала показал, что 8—9.IX в направлении Cyg X-3 наблюдался всплеск γ -излучения. Величина эффекта составляет пять стандартных отклонений. Абсолютная величина потока для квантов с энергией $\geq 10^{12}$ эв составляет $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-10}$ квант \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$, показатель интегрального энергетического спектра не менее 3,2.

A HIGH-ENERGY GAMMA-RAY BURST FROM X-RAY SOURCE CYG X-3, by B. M. Vladimirovsky, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.— The ground-based gamma-ray observations of the X-ray source Cyg X-3 by Čerenkov detectors of extensive air shower of the Crimean Astrophysical Observatory were made from 5 of September till 1 of November 1972. As the analysis of the data shows a gamma-ray burst in Cyg X-3 direction was observed on September 8—9. A counting rate excess was on 5 σ level. The flux value was $(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ quanta \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$ for the energy $\geq 10^{12}$ ev. An integral energy spectrum index is no less than 3.2.

Рентгеновский и радиоисточник Cyg X-3 привлек внимание многих исследователей в сентябре 1972 г., когда у него наблюдались гигантские всплески сантиметрового радиоизлучения.

Как рентгеновский источник Cyg X-3 известен с 1967 г. и является, видимо, очень необычным объектом. Его рентгеновский спектр пока не поддается истолкованию [1]. Возможно, что этот объект — двойная система, поскольку в его излучении в области 2—6 кэв присутствует пульсирующая составляющая, изменяющаяся с периодом 4,8 час [2]. Объект Cyg X-3 отождествлен недавно с радиоисточником [3, 4], по-видимому, самым мощным из связанных с рентгеновскими объектами, если не считать остатков сверхновых. Радиоисточник оказался переменным. Согласно наблюдениям, проведенным в мае—июле 1972 г. [5], в сантиметровом диапазоне поток постоянно меняется, причем изменения потока носят характер кратковременных вспышек. В [6] приводятся данные о возможном потоке γ -квантов с энергией $\sim 10^8$ эв от этого источника, хотя существование потока определено с малой статистической достоверностью.

Согласно [7—9], у Cyg X-3 в сентябре 1972 г. обнаружено три резких увеличения потока сантиметрового радиоизлучения большой амплитуды. Начала вспышек наблюдались 2, 19 и 22.IX. Величина потока радиоизлучения в максимуме превышала спокойный уровень на три порядка.

В результате анализа данных наблюдений [10] в линии 21 см удалось оценить расстояние до источника. Оно оказалось в пределах 8—11 кпс. Удалось также обнаружить этот объект в инфракрасном диапазоне. Радиовсплески не сопровождались возрастанием рентгеновского излучения.

Детальный анализ радиоастрономических данных позволил прийти к заключению [7], что наблюдавшиеся радиовсплески обусловлены генерацией большого числа релятивистских электронов. Подробной модели этого источника, однако, не было предложено, и его природа остается пока неясной.

1. Материал наблюдений и его обработка

Регулярные наблюдения Суг X-3 на регистраторе черенковских вспышек КАО АН СССР были начаты 5.IX, после получения сообщения об обнаружении первой вспышки в радиодиапазоне. Установка подробно описана в [11]. Как обычно, наблюдения проводились методом сканирования: детекторы направлялись в определенные точки небесной сферы и источник благодаря суточному вращению Земли проходил через их приемные конусы. Как и в предыдущих наблюдениях, приемные конусы были разнесены по прямому восхождению на $2^{\circ},5$, так что объект сначала наблюдался на первой секции, а через 12 мин — на второй. Общая длительность сканирования составляла 48 мин. Средняя скорость счета черенковских вспышек при прохождении объекта через поле зрения детекторов сравнивалась со скоростью счета, когда объект был вне поля зрения, т. е. с фоном, обусловленным космическими лучами. Если это различие оказывается статистически достоверным, то оно рассматривается как указание на наличие потока γ -квантов сверхвысокой энергии от наблюдаемого объекта.

Полученный материал охватывает период с 5.IX до 1.XI 1972 г., когда наблюдения были прекращены из-за плохих метеоусловий и низкого положения источника над горизонтом. Одновременно с регистрацией скорости счета черенковских вспышек проводились контрольные записи, позволяющие судить о колебаниях прозрачности атмосферы, попадании в поле зрения метеоров и наличии зарниц. Для этого используются записи напряжения на источнике света системы стабилизации анодного тока фотоумножителей.

Работа системы стабилизации анодного тока неоднократно описывалась ранее (см., например, [11]). Необходимость стабилизации анодного тока ФЭУ связана, с одной стороны, с зависимостью эффективного радиотехнического порога регистрации от среднего значения анодного тока, с другой — с работой системы, обеспечивающей постоянство коэффициента усиления фотоумножителя.

Поскольку в процессе сканирования яркость звездного поля постоянно меняется, находящийся перед фотокатодом дополнительный источник света, включенный в систему обратной связи, меняет свою яркость таким образом, что суммарный поток света на фотокатод остается постоянным. В итоге запись напряжения на источнике света отражает изменения яркости ночного неба и звездного поля на пути сканирования.

В случае ухудшения метеоусловий на непрерывных записях напряжений на источнике света появляются характерные вариации. Указанные записи сравнивались с контрольными, когда погодные условия были заведомо хорошими.

Из 26 сканирований Суг X-3 для дальнейшего анализа было отобрано 17, проведенных в течение 11 ночей. Данные анализа представлены в таблице. Во второй графе приводится разница между интенсивностью в направлении на Суг X-3 и интенсивностью соседних участков неба. Приведенные ошибки — среднеквадратичные отклонения от средней скорости счета. Их различие по величине от ночи к ночи связано с тем, что в некоторые ночи, когда позволяли условия, проводилось до трех сканирований. Приведенные среднеквадратичные ошибки не отличаются от статистических: отношение среднеквадратичной ошибки к среднестатистической в среднем для 17 сканов равно 1,02 и 0,97 для первой и второй секций соответственно. Близость этих отношений к единице означает, что отклонения значений

Дата, 1972 г.	Избыток интенсивности в направлении Cug X-3 (%)		Значение t параметра для избыточной интенсивности	
	первая секция	вторая секция	первая секция	вторая секция
5.IX	$+0,9 \pm 4,0$	$-8,7 \pm 6,2$	0,2	1,4
6.IX	$-2,0 \pm 6,2$	$+6,4 \pm 9,0$	0,3	0,7
7.IX	$+1,2 \pm 3,5$	$+1,1 \pm 6,0$	0,3	0,2
8.IX	$+11,0 \pm 4,5$	$+6,4 \pm 5,7$	2,5	1,1
9.IX	$+17,1 \pm 3,8$	$-7,0 \pm 5,2$	5,3	1,3
12.IX	$-0,2 \pm 3,9$	$+2,1 \pm 6,7$	0,0	0,3
4.X	$-6,5 \pm 3,9$	$+5,8 \pm 5,4$	1,8	1,1
5.X	$+0,4 \pm 5,8$	$+12,0 \pm 8,0$	0,1	1,5
7.X	$-1,0 \pm 5,0$	$-0,5 \pm 9,2$	0,1	0,0
8.X	$+2,5 \pm 5,8$	$-6,3 \pm 9,3$	0,3	0,7
1.XI	$+8,3 \pm 6,1$	$+7,0 \pm 8,6$	1,3	0,8

интенсивности от средней обусловлены в основном чисто статистическими флуктуациями. Это обстоятельство оправдывает использование при анализе закона Пуассона.

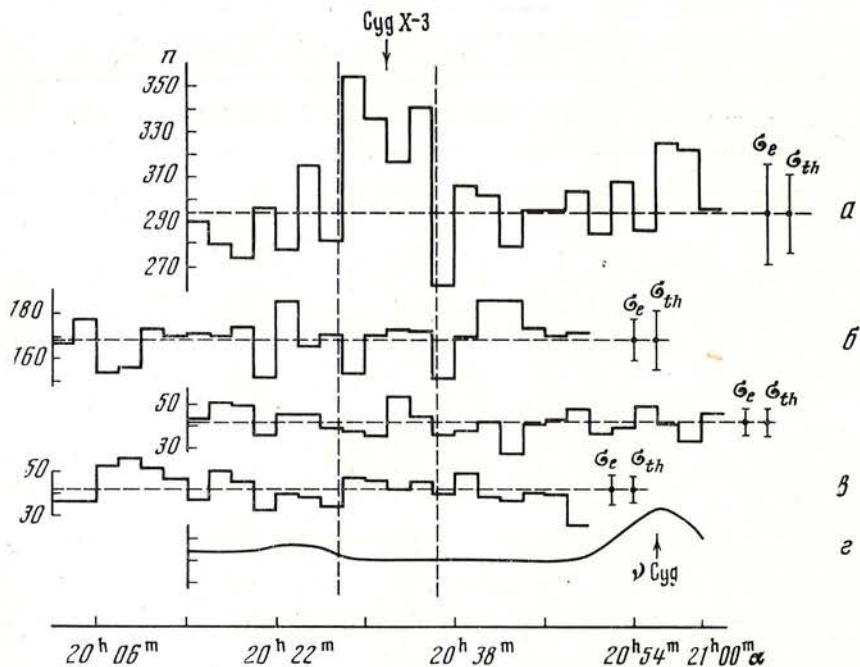
Из таблицы видно, что 8 и 9.IX в направлении на Cug X-3 на первой секции установки наблюдается избыточная интенсивность. Чтобы оценить, в какой мере эти отклонения носят случайный характер, были подсчитаны значения параметра t по критерию Стьюдента [12]. Они приведены в таблице для суммарных за ночь кривых для обеих секций.

Из таблиц, приведенных в [12], можно видеть, что вероятность случайного отклонения от среднего для 8.IX составляет около 1%, а для 9-го — весьма малую величину: $3 \cdot 10^{-7}$. Учитывая, что эти измерения выполнены подряд, в дальнейшем данные за 8 и 9.IX можно, очевидно, рассматривать совместно. Суммарная кривая временного хода интенсивности изображена на рисунке (пять сканирований 8 и 9.IX). Здесь же нанесены временной ход случайных совпадений и упоминавшаяся запись, характеризующая изменение яркости ночного неба в области сканирования. Интервал времени прохождения Cug X-3 через приемный конус нанесен вертикальными штриховыми линиями. Среднее за 8 и 9.IX превышение интенсивности над фоном составляет (за вычетом ложных совпадений) $20 \pm 4\%$, т. е. пять стандартных отклонений. Вероятность случайного отклонения от среднего в этом случае составляет $3 \cdot 10^{-7}$. Учет того обстоятельства, что случайное отклонение могло иметь место в любую из ночей и на любой из двух секций, дает для рассматриваемой вероятности значение, равное $6 \cdot 10^{-6}$.

Несколько неожиданно отсутствие эффекта на второй секции установки. Это делает необходимым дополнительный анализ возможных причин появления избыточного потока. Возможно, в частности, что во время наблюдений происходило малое изменение прозрачности атмосферы, незаметное по упомянутым записям напряжения на источнике света.

Оценку возможного влияния изменений прозрачности можно сделать, пользуясь данными о временном ходе скорости счета второй секции установки. Как уже говорилось, исследуемый объект проходит через приемные конусы секций последовательно. Однако последние разнесены на относительно малое угловое расстояние и изменение скорости счета, связанное с изменением прозрачности, должно происходить одновременно.

Исходя из этого, была подсчитана вариация интенсивности на второй секции в тот интервал времени, когда Cug X-3 проходил через приемный конус первой. Оказалось, что с точностью до статистической ошибки



Временной ход интенсивности при сканировании источника Cyg X-3 8 и 9.IX 1972 г. Сумма пяти сканирований

По вертикальной оси отложено число импульсов за двухминутный интервал, по горизонтальной — прямое восхождение (α).

a — данные первой секции; $б$ — данные второй секции; $в$ — ложные совпадения; $г$ — изменение яркости ночного неба вдоль траектории сканирования (отмечено прохождение звезды γ Cyg). σ_e — среднеквадратичное отклонение; σ_{th} — статистическая ошибка

(4%) в среднем за 8 и 9.IX метеовариации в данных отсутствовали. Были также детально проанализированы данные контрольных записей, характеризующих работу установки. Важной характеристикой работы аппаратуры является, в частности, временной ход скорости счета случайных совпадений. Проверка показала, что в момент прохождения Cyg X-3 через поле зрения детекторов первой секции каких-либо отклонений от средней скорости счета случайных совпадений не наблюдалось, а среднеквадратичная ошибка в пределах точности измерений совпадает со среднестатистической флуктуацией. В этот же интервал времени не наблюдается каких-либо аномалий в записях напряжения на источнике света, которые указывали бы на нарушение стабильности работы аппаратуры.

Таким образом, никакими метеорологическими или аппаратурными эффектами объяснить возрастание интенсивности на первой секции не удается, и оно, по всей видимости, является реальным увеличением потока γ -квантов в направлении Cyg X-3.

2. Обсуждение полученных результатов

Если эффект на первой секции считать реальным, то остается предположить, что отсутствие эффекта на второй секции связано с ее более высоким энергетическим порогом регистрации и относительно крутым спектром дополнительного излучения. Зная отношение пороговых энергий секций для регистрируемых γ -квантов, можно найти минимальное значение показателя интегрального спектра излучения. В период измерений отношение пороговых энергий составляло 1,8. Тогда, если в качестве верхнего предела избыточного потока на второй секции принять величину по-

тока, соответствующую одному стандартному отклонению, минимальное значение показателя оказывается равным 3,2.

Согласно сделанной ранее оценке пороговая энергия для первой секции установки составляет для γ -квантов $\sim 10^{12}$ эв. Абсолютная величина потока γ -квантов в направлении на Суг Х-3 оказывается порядка $2 \cdot 10^{-10}$ квант \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$. Из таблицы видно, что 12.IX 1972 г. дополнительного потока уже не наблюдается. Отсюда следует, что длительность вспышки γ -излучения не превышала 4 суток. Так как и 5 и 7.IX избыточного потока не наблюдалось, следует заключить, что всплеск в γ -излучении не совпадает по времени со всплеском в радиоизлучении.

Если принять расстояние до объекта равным 10 кпс, то его светимость для γ -квантов с энергией $\geq 10^{12}$ эв составит $3 \cdot 10^{36}$ эрг/сек. Для сравнения укажем, что эта величина на порядок меньше светимости в области мягкого рентгена (2—6 кэв).

Полученные результаты делают весьма желательными постоянные патрульные наблюдения этого объекта в γ -диапазоне.

Авторы очень признательны А. Б. Северному и Н. В. Степенко за неизменную поддержку в проведении эксперимента, а также Н. В. Бенюх за помощь в обработке данных.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. D. Bleach, E. A. Boldt, S. S. Holt et al. *Astrophys. J.*, 1972, **171**, 51.
2. A. Brinkman, D. Parsignault, R. Giacconi et al. *IAU Circ.*, 1972, Sept. 25, N 2446.
3. L. L. E. Braes, G. K. Miley. *Nature*, 1972, **237**, 506.
4. R. M. Hjellming, M. Hermann, E. Webster. *Nature*, 1972, **237**, 507.
5. R. M. Hjellming, B. Balick. *Nature*, 1972, **239**, 443.
6. R. Browning, D. Ramsden, P. J. Wright. *Nature, Phys. Sci.*, 1972, **235**, 128.
7. P. C. Gregory, P. P. Kronberg, E. R. Seaquist et al. *Nature, Phys. Sci.*, 1972, **239**, 114.
8. J. J. B. A. Branson, A. H. M. Martin, G. G. Pooley et al. *Nature, Phys. Sci.*, 1972, **239**, 133.
9. R. M. Hjellming, B. Balick. *Nature, Phys. Sci.*, 1972, **239**, 135.
10. R. Lanque, J. Langeus, Nguyen-Quang-Rien. *Nature, Phys. Sci.*, 1972, **239**, 119.
11. А. А. Степанян, Б. М. Владимировский, И. В. Павлов, В. П. Фомин. *Изв. Крымской астрофиз. об.*, 1971, **43**, 42.
12. В. И. Гольданский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий. *Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц*. М., 1959, стр. 401.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ФЛОККУЛОВ В ЛИНИЯХ H_{α} и K КАК КРИТЕРИЙ ПРИ ПРОГНОЗАХ РАЗВИТИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Н. Н. Стенаян

Показано, что по наблюдениям флоккулов в линиях H_{α} водорода и K ионизованного кальция в 80% случаев можно с вероятностью $\geq 85\%$ судить о вспышечной активности флоккула за время его прохождения по диску. И только для флоккулов с некоторым соотношением яркости в H_{α} и K (наблюдающимся у 20% всех флоккулов) наличие или отсутствие вспышек за время прохождения по диску равновероятно.

QUANTITATIVE MEASUREMENTS OF THE H_{α} AND K BRIGHTNESS OF THE PLAGES AS A CRITERIUM FOR FORECASTING OF ACTIVE REGION DEVELOPMENT, by N. N. Stepanyan.— It is shown that the measurements of H_{α} and K brightness for 80% plages allow to estimate its flare activity on 85% probability's level. Only 20% plages having definite ratio H_{α} and K brightness (region II in fig. 2) have equal the probabilities for presence and absence of the flares.

The brightness of the plages in H_{α} and K-lines may be used as one of the quantitative criterium for forecasting of flare activity in short time (1—2 days) and middle time (1 rotation of the Sun) scales.

Обычно наблюдатель располагает довольно скудной информацией о начальном этапе развития активной области. Картина распределения слабых магнитных полей, наличие волокон и тонкой структуры в линии H_{α} , яркость флоккула в H_{α} и K, получаемые по спектрогелиограммам, — вот данные, которые служат исходным материалом для прогноза дальнейшего развития активной области.

Яркость флоккула используется при прогнозах вспышечной активности как один из вспомогательных параметров [1, 2]. Обычно прогнозисты руководствуются такими общеизвестными наблюдательными закономерностями, как появление вспышек в наиболее ярких областях флоккула, большая вероятность появления вспышек в более ярких флоккулах, чем в менее ярких, статистические связи яркости флоккулов и магнитных полей.

Количественные оценки яркости флоккулов при прогнозах, насколько нам известно, не применялись.

Нами предпринята попытка ввести некоторые количественные критерии, которые позволили бы использовать яркость флоккула в линиях H_{α} и K Ca^{+} для прогноза развития активной области.

Были поставлены следующие задачи.

I. По наблюдениям флоккула в H_{α} и K Ca^{+} в первые дни возникновения на диске судить о его вспышечной активности за все время прохождения по диску. С этой целью были обработаны спектрогелиограммы в линиях H_{α} водорода и K ионизованного кальция, полученные на БСТ Крымской астрофизической обсерватории ($D_{\odot} = 45$ мм, выходные щели в H_{α} и K около 0,2 Å).

Для обработки выбирались спектрогелиограммы, полученные в летние месяцы с хорошими устойчивыми изображениями. Обработаны серии 1960, 1962 и 1967 гг. Были измерены максимальные яркости флоккулов, возникших на диске, для каждого дня их прохождения по диску. Затем по [3] определялась вспышечная активность этих флоккулов по дням. Все флоккулы разбивались на две группы: *a* — за все время прохождения по диску не давшие ни одной вспышки, *b* — давшие хотя бы одну вспышку балла $\geq sn$.

Для каждой группы флоккулов были построены графики, по осям которых отложены интенсивности флоккулов $I = \lg [I_{\text{фл}}/I_{\text{хр}}]$, измеренные по спектрогелиограммам в линиях К ($I_{\text{К}}$ — абсцисса) и H_{α} ($I_{H_{\alpha}}$ — ордината), $I_{\text{хр}}$ — интенсивность хромосферы.

Такой график по наблюдениям 1962 г. приведен на рис. 1. Верхний график для флоккулов группы *a*, нижний — для *b*.

Данные для всех изученных флоккулов, возникших на диске, приведены на рис. 2. По осям отложены яркость флоккула в H_{α} и К. Каждая точка или светлый кружок соответствует одному наблюдению флоккула, т. е. один флоккул может быть представлен несколькими точками в зависимости от числа дней наблюдения.

Как видно на рис. 2, множество точек и светлых кружков довольно сильно перекрывается, хотя можно выделить границу (штриховая линия), слева от которой нет ни одного светлого кружка. Все пространство мы разделили на области *I* и *II*, отделенные сплошной линией. Между этими областями флоккулы распределились таким образом (табл. 1):

Таблица 1

Область	Все флоккулы		Флоккулы без вспышек (а)		Флоккулы со вспышками (б)	
	число	% от общего числа	число	% от числа в области	число	% от числа в области
<i>I</i>	119	54	104	87	15	13
<i>II</i>	102	46	30	30	72	70
Всего	221	100	134	60	87	40

Этот результат можно сформулировать следующим образом. Для флоккула, возникшего на диске, можно утверждать, что если по измерениям яркости в H_{α} и К он попадает на рис. 2 в *I* область, то с вероятностью $\sim 85\%$ можно сказать, что за время прохождения по диску такой флоккул не даст ни одной вспышки балла *sn* и ярче. Если же флоккул попал во *II* область, то с вероятностью 70% можно утверждать, что такой флоккул даст хотя бы одну вспышку балла *sn* или больше.

Как видно из графика, на самом деле, если точка попадает левее штриховой границы, то вероятность, что во флоккуле не будет вспышек, близка к 100%, а для точек между штриховой и сплошной линиями наличие вспышек или их отсутствие почти равновероятно.

Дело в том, что на рис. 2 представлены наблюдения флоккулов во все дни их развития. Часто же вспышечная активность начинается у флоккула на 4—5-й день после его появления, а в первые дни своего существования такой флоккул ничем не отличается от флоккулов, вообще не давших вспышек за время прохождения по диску. К тому же мы ничего не можем сказать о вспышечной активности флоккулов после их захода за лимб. Чтобы в какой-то мере избежать этих неопределенностей, была поставлена вторая задача.

П. Можно ли по измерениям яркости флоккула в N_{α} и К судить о его вспышечной активности в ближайшие 2 дня?

Был построен график, аналогичный рис. 2, по 1960 и 1967 гг. (рис. 3). Граница между I и II областями проходит там же, но в I области почти нет флоккулов (всего два), давших вспышки в ближайшие 2 дня.

Если по определениям яркости флоккулов в N_{α} и К точка попала на рис. 3 в I область, то с вероятностью 96% можно сказать, что в ближайшие 2 дня во флоккуле не будет вспышек. Если же точка попала во II область, то вероятность того, что в ближайшие 2 дня во флоккуле произойдет вспышка, равна ~65%. Таким образом, мы видим, что попадание флоккула во II область на рис. 3 является необходимым, но недостаточным условием его вспышечной активности в ближайшие два дня.

III. Были рассмотрены различия в яркостях между молодыми флоккулами, возникшими на диске, и старыми, вышедшими из-за лимба. По соотношению яркостей N_{α} и К эти две группы флоккулов мало чем отличаются. Кроме, конечно, того, что среди старых флоккулов гораздо больший процент более ярких.

Графики, аналогичные рис. 2, были построены для всех измеренных флоккулов вне зависимости от их возраста. Всего нанесено 526 измерений флоккулов. На рис. 4 результат рассмотрения такого графика представлен в следующем виде: по осям отложены яркости в N_{α} и К, как и на рис. 1—3. Но нанесены не точки, представляющие наблюдения отдельных флоккулов, а числа таких точек в каждом квадратном сантиметре графика, что соответствует интервалу яркости I_K и $I_{N_{\alpha}}$ в 0,1. Вся область, занятую точками, можно разбить на три части (области). Распределение точек по ним дано в табл. 2.

Таблица 2

Область	Все флоккулы		Флоккулы без вспышек (а)		Флоккулы со вспышками (б)	
	число	% от общего числа	число	% от числа в области	число	% от числа в области
I	203	39	148	85	55	15
II	109	21	55	50	54	50
III	214	40	23	11	191	89
Все флоккулы	526	100	226	43	300	57

Из табл. 2 видно, что если флоккул попал в I или III область, то с вероятностью 85—90% можно определить, будет ли он вспышечно активен. И только для флоккулов, попавших в II зону, ничего сказать нельзя. Таких флоккулов 21% от общего количества, т. е. для 80% наблюдаемых флоккулов можно с вероятностью порядка 85% по наблюдению яркости в N_{α} и К определить, будет ли флоккул вспышечно активен за время его прохождения по диску.

Были предприняты попытки более детального исследования яркости флоккулов и связи со вспышечной активностью, а именно, мы пытались установить связь между яркостью флоккула и величиной его последующей вспышечной активности, найти зависимость вспышечной активности от градиента яркости флоккула, связь яркости флоккула с возникновением пятен, выявить различия в соотношении яркости в N_{α} и К в различных ситуациях. Обработка показала, что для решения таких задач имеющийся у нас материал недостаточен (наблюдения велись один раз в сутки).

Здесь необходимо использовать наблюдения с лучшим разрешением по времени, хотя бы 2—3 раза в сутки, и повысить точность обработки, сде-

лать ее более оперативной. Тем не менее проделанная работа показала, что яркость флоккула может быть использована как количественный критерий при оперативных прогнозах средней длительности (до оборота Солнца) и краткосрочных прогнозах (1—2 дня) по наблюдениям даже один раз в сутки.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. *А. Б. Северный, Н. В. Стешенко.* Солнечно-земная физика. I. Совет Солнце — Земля. АН СССР. М., 1969.
2. *P. Simon, M. J. Martres, J. P. Legrand.* Forecasts of Solar Activity.
3. Solar Geophysical Data. U. S. Dept. Commerce.

ЗАВИСИМОСТЬ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ГРУПП ПЯТЕН ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ЛИНИИ РАЗДЕЛА ПОЛЯРНОСТЕЙ

А. Н. Коваль

Использовались визуальные измерения магнитных полей пятен и данные о вспышках, наблюдавшихся в 1968 г.

Показано, что направление линии раздела полярностей может быть принято в качестве одного из параметров, определяющих вспышечную активность группы. Появление в группе пятен хотя бы небольшого участка нулевой линии, направленного перпендикулярно меридиану, с вероятностью около 80% говорит о том, что в группе произойдет хотя бы одна вспышка балла ≥ 1 .

A DEPENDENCE BETWEEN FLARE ACTIVITY OF THE SUNSPOT GROUPS AND THE ORIENTATION OF THE LINE DIVIDING THE MAGNETIC FIELD POLARITIES, by *A. N. Koval*.— The visual measurements of the sunspot magnetic field and the flare data for 1968 were used.

It is found that the orientation of the line dividing the magnetic field polarities relatively to the meridian can be used as one of the parameters which characterizes flare activity of the sunspot group. The presence of even the small part of zero line, which is perpendicular to the meridian, leads to an 80%-probability of the appearance of at least one flare of the importance ≥ 1 .

Ранее [1] с целью выбора ряда параметров для прогнозирования вспышечной активности был начат анализ фотосферных и хромосферных данных за 1968 г., который продолжен нами здесь.

Многие авторы подчеркивают связь вспышек со сложной структурой магнитного поля [2—8], а также отмечают, что расположение магнитной оси группы в направлении восток — запад характерно для большинства членов группы с протонными вспышками.

Используя наиболее доступные данные — визуальные измерения магнитных полей пятен, наблюдавшихся в 1968 г., мы решили рассмотреть конкретные структуры магнитного поля и выяснить, какие из них являются вспышечно-активными. При разделении групп пятен по их структуре на подгруппы за основу было взято направление линии раздела полярностей. Все группы пятен были разбиты на четыре класса: 1-й — униполярные, 2-й — нулевая линия параллельна меридиану, 3-й — нулевая линия под углом к меридиану (NE — SW, SE — NW) и 4-й — хотя бы небольшой участок нулевой линии направлен перпендикулярно меридиану. Рассматривалась конфигурация магнитного поля группы пятен за все время прохождения ее по диску, и класс группы определялся по максимально сложной структуре, которая наблюдалась в данной группе. Самой простой принималась конфигурация 1-го класса, самой сложной — 4-го класса. При этом считалось, что нулевая линия перпендикулярна меридиану, если хотя бы два пятна, или поры, противоположной полярности находились на одной долготе.

В 1968 г. в [9] зарегистрировано 502 группы пятен. По структуре магнитного поля они распределены нами следующим образом: к 1-му классу

отнесено 69, к 2-му — 88, к 3-му — 56, к 4-му — 105 групп. 184 группы пятен невозможно было отнести к определенным классам, так как магнитные поля в них либо не определялись, либо измерений было очень мало. В большинстве случаев это поры, существовавшие от одного до нескольких дней.

По вспышечной активности группы были разбиты на три класса: *a* — давшие только субвспышки, *b* — давшие хотя бы одну вспышку балла 1, *c* — давшие вспышки балла ≥ 2 . Данные о вспышках взяты из [10].

В таблице представлено распределение групп пятен по магнитной структуре и по уровню вспышечной активности.

Магнитная структура	Вспышечная активность					
	<i>a</i>		<i>b</i>		<i>c</i>	
	число групп	%	число групп	%	число групп	%
1	8	10,5	4	5	0	—
2	29	38	7	9	0	—
3	22	29	10	12	0	—
4	17	22,5	60	74	16	100
Неизвестная	15		20		3	

Группы пятен, в которых в дни вспышек не было подробных измерений магнитных полей, отнесены к классу с неизвестной структурой. 18 групп из класса *b* дали только вспышки на лимбе, а в 8 случаях наблюдались вспышки во флоккулах без пятен, эти группы в таблицу не включены.

Как видно из таблицы, вспышечно-активной конфигурацией магнитного поля является такая конфигурация, при которой хотя бы небольшой участок линии раздела полярностей в группе направлен перпендикулярно меридиану.

Группы пятен, по вспышечной активности отнесенные к классам *b* и *c*, были изучены более подробно. Чтобы выяснить, действительно ли появление вспышек связано с такой структурой магнитного поля, для групп пятен, в которых имелись подробные измерения магнитных полей, было изучено изменение магнитной структуры от дня ко дню и нанесено положение вспышек по координатам, приведенным в [10]. Всего было рассмотрено около 60 групп пятен, которые при своем развитии достигали такой структуры магнитного поля, когда нулевая линия или хотя бы небольшой участок ее были перпендикулярны меридиану. Было получено, что, пока в группе нет участка нулевой линии, перпендикулярного меридиану, в ней наблюдаются только субвспышки, а при появлении такого участка происходят также вспышки балла ≥ 1 . Положение вспышек в группе хорошо совпадало с местами, где нулевая линия перпендикулярна меридиану.

На рис. 1 представлена зависимость между числом дней, когда в группе происходили вспышки балла ≥ 1 (N), и числом дней, когда в группе наблюдался участок нулевой линии, расположенный перпендикулярно меридиану (n). Вспышки на лимбе исключены. Наблюдаемый разброс точек может быть связан с ошибками определения числа дней с нулевой линией, перпендикулярной меридиану, вызванными неполным измерением магнитных полей в группе, кратковременностью существования небольших пор и пятен (магнитные поля пятен измерялись один раз в день), а также ролью величины градиента магнитного поля и, по-видимому, скоростью изменения его для вспышек. Зависимость мощности вспышки от величины

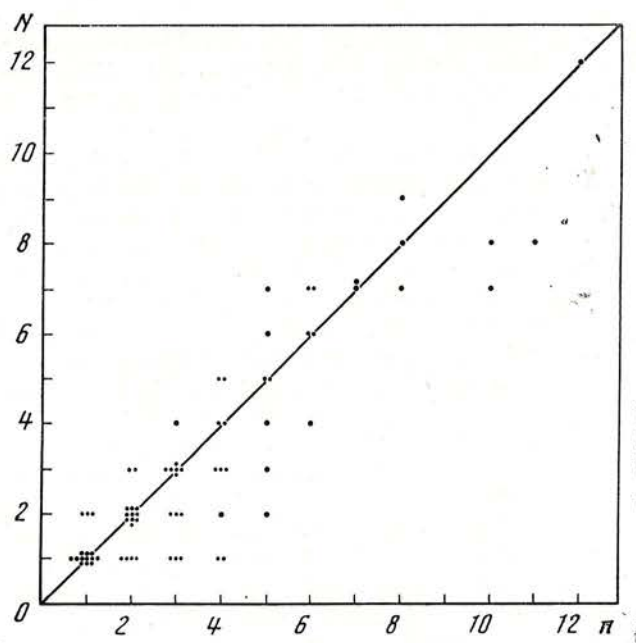


Рис. 1. Зависимость между числом дней со вспышками [балла ≥ 1 и числом дней с участком нулевой линии, перпендикулярной меридиану в группе пятен

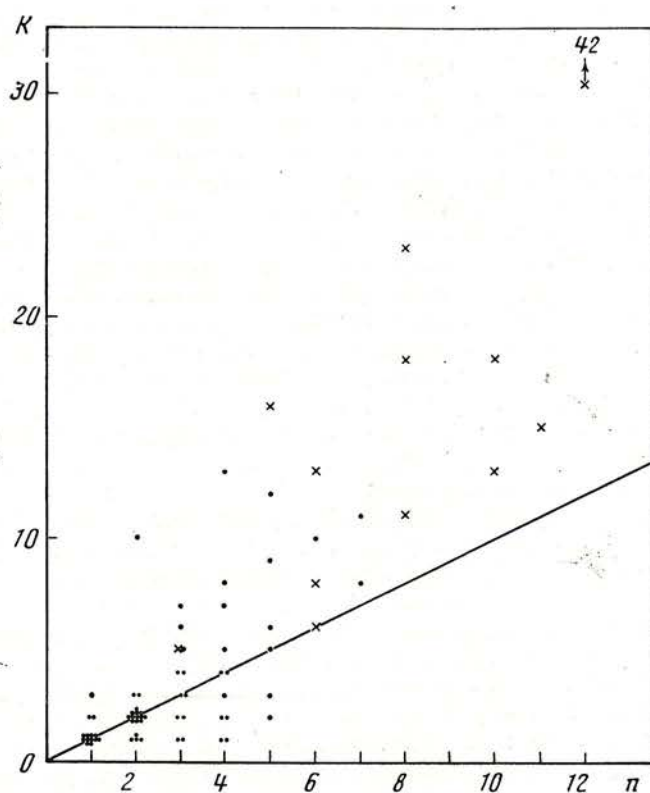


Рис. 2. Зависимость между числом дней с направлением нулевой линии перпендикулярно меридиану и числом вспышек балла ≥ 1 в группе пятен

градиента поля подробно исследована в [4, 11]. В рассмотренном нами материале для 17 групп пятен с нулевой линией, перпендикулярной меридиану, давших только субвспышки, в большинстве случаев пятна состояли только из пор.

Можно предположить, что чем мощнее пятна, образующие участок нулевой линии, перпендикулярной меридиану, тем дольше он будет существовать, тем большее число вспышек будет происходить в такой группе. Для проверки этого была построена представленная на рис. 2 зависимость между числом дней с нулевой линией, перпендикулярной меридиану (n), и числом вспышек балла ≥ 1 в группе пятен (K).

Особенно вспышечно-активными являются δ -конфигурации с направлением нулевой линии, примерно перпендикулярным меридиану (два ядра противоположной полярности в одной полутени). На рис. 2 число вспышек в таких группах отмечено крестиками.

В исследуемых нами группах пятен в трех группах наблюдались δ -конфигурации с нулевой линией, направленной параллельно меридиану, но большие вспышки происходили не в этих местах, а в тех, где небольшие пятна образовали участок нулевой линии, перпендикулярный меридиану.

Отмечено два случая, когда вспышки происходили не в какой-то определенной группе пятен, а между группами. В обоих случаях с востока от уже существующей группы начинала развиваться новая группа, и растущее пятно ведущей полярности этой группы оказывалось на одной долготе с хвостовым пятном старой группы. Здесь и происходили вспышки.

Визуальные измерения магнитных полей пятен и карты магнитных полей, взятые из [10], показывают, что образование нулевой линии, перпендикулярной меридиану, в группах, давших две и больше вспышек балла ≥ 1 , происходит в основном за счет распространения области хвостовой полярности в область ведущей с юга и с севера, т. е. область ведущей полярности как бы охватывается хвостовой полярностью. Нередко развивается область хвостовой полярности к юго-западу или северо-западу от лидирующего пятна, что приводит к образованию магнитной конфигурации с распределением полярности, обратной данному циклу. Тесная связь вспышек с появлением областей обратной полярности подчеркивается рядом авторов [7, 8, 12]. В группах с малой вспышечной активностью при их развитии не наблюдается проникновения одной полярности в область другой, а даже, наоборот, некоторое их удаление.

Количество используемого материала не позволяет исследовать изменение магнитных конфигураций, связанных с появлением отдельных вспышек. Но после вспышек балла ≥ 2 можно отметить следующие изменения в структуре магнитного поля, которые хорошо согласуются с полученными ранее [2, 4, 5]:

а) в том случае, если в группе была δ -конфигурация, после вспышки (или после ряда вспышек) отделяется ядро противоположной полярности, которое затем исчезает (11 случаев);

б) при отсутствии δ -конфигураций происходит уменьшение пятен и раздвигание полюсов (шесть случаев), а также исчезновение области одной полярности, охваченной противоположной полярностью (четыре случая). Таким образом, упрощается конфигурация поля и как бы устраняются те особенности, которые отличают группу от простой биполярной области. Если устраняются эти особенности и в результате развития группы они больше не появляются, вспышечная активность группы угасает.

Сходство магнитной структуры вспышечно-активных групп не сопровождается сходством их внешнего вида. Были рассмотрены максимальные площади всех групп пятен, давших вспышки балла ≥ 1 . Данные о максимальной площади групп взяты из [13]. На рис. 3 представлена зависимость числа вспышек в группе K от максимальной площади пятен S , выраженной в миллионных долях полусферы. Крестиками нанесено число вспышек балла ≥ 2 . Из этого графика следует, что чем больше площадь

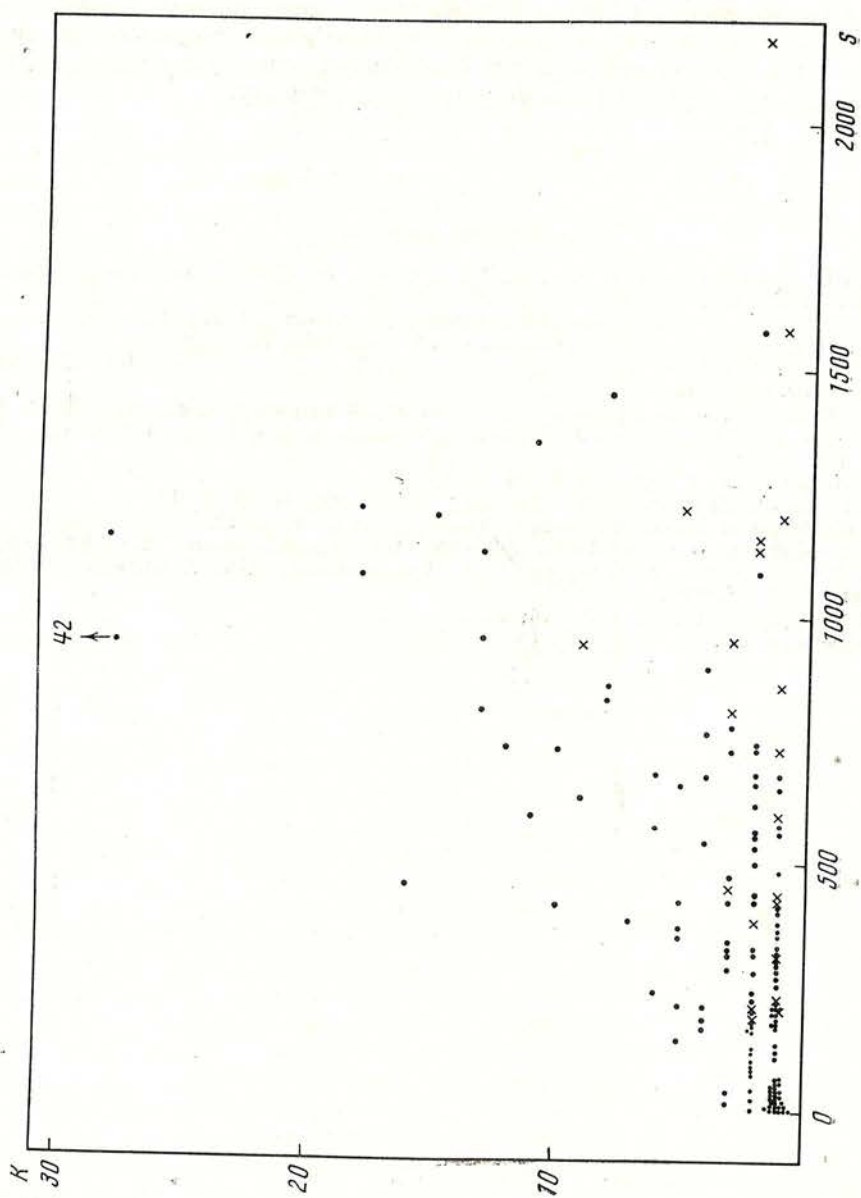


Рис. 3. Зависимость числа вшей в группе от максимальной площади пятен

группы пятен, тем больше вероятность того, что она даст много вспышек и среди них вспышки балла ≥ 2 , но вспышки балла ≥ 2 происходят и в небольших по площади группах. Так, среди групп, площадь которых в максимуме была от 1 до 50 миллионных долей полусферы, 10% дали вспышки балла ≥ 2 , от 501 до 1000—19%, свыше 1000—60%.

Проведенное нами исследование показывает, что направление линии раздела полярностей может быть принято в качестве одного из параметров, определяющих вспышечную активность группы. Появление в группе пятен хотя бы небольшого участка нулевой линии перпендикулярно меридиану с вероятностью около 80% говорит о том, что в группе произойдет хотя бы одна вспышка балла ≥ 1 .

С точки зрения этого критерия были рассмотрены группы пятен, давшие сильные вспышки (балла 2 и больше), исследованные ранее [4]. 27 вспышек из 28 произошли в группах, удовлетворяющих нашему критерию, причем в 20 случаях наблюдались δ -конфигурации с направлением нулевой линии, примерно перпендикулярным меридиану.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. Ю. Браиловская, А. Н. Коваль, М. Б. Огирь, Н. Н. Степанян. Солнечные данные, 1972, № 6, 88.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 22; 1960, 22, 12.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
4. С. И. Гонасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 15.
5. А. М. Заверва, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 97.
6. V. Vumba, L. Křivský, M. J. Martres, J. Soru-Iscovici. IAU Sympos., N 35, 1968, p. 311.
7. K. Sakurai. Solar Phys., 1972, 23, N 1, 142.
8. S. F. Smith, R. Howard. IAU Sympos., N 35, 1968, N 35, p. 33.
9. Приложение к бюлл. «Солнечные данные», 1968, № 1—12.
10. Solar-Geophys. Data, IER-FB, 282—298, US Dept. Commerce (Boulder, 80302).
11. Н. В. Годовников, М. Б. Огирь, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 216.
12. Н. Zirin. Solar Phys., 1970, 14, 328.
13. Солнечные данные, 1968, № 1—12.

О НЕКОТОРЫХ УСЛОВИЯХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДВУХЛЕНТОЧНЫХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

М. Б. Огирь

Исследовались особенности строения областей, где возникали двухленточные вспышки. По фильмам, полученным в свете линии H_{α} , изучалась хромосферная активность в областях вспышек перед их появлением, а по картам магнитных полей — конфигурация поля в этих же областях. Было замечено, что в рассмотренных случаях двухленточные вспышки возникали при наличии такой конфигурации магнитного поля, когда друг к другу примыкали три (а иногда и четыре) ряда холмов магнитного поля разной полярности. Те два ряда холмов, между которыми происходила вспышка, всегда были достаточно протяженными — порядка 10^5 км. Ширина внутренней области, расположенной между полями противоположного знака, порядка 10^4 км. Перед появлением вспышек наблюдалось повышение хромосферной активности в одной из внешних областей холмов магнитного поля.

ON SOME CONDITIONS OF THE ORIGIN OF THE TWO-RIBBON CHROMOSPHERIC FLARES, by *M. B. Ogir*. — The structure peculiarities of the regions of two-ribbon flares were investigated. The chromospheric activity in the flare regions before flare appearance was studied by means of H_{α} -films. The configuration of magnetic fields in the same regions was studied by means of magnetic field maps. It was observed that in discussed cases two-ribbon flares originated in the accomplishing of the such configuration of magnetic field when three (and sometimes four) rows of magnetic hills of different polarities adjoined to each other. That two rows of hills, between which the flare occurred, always were long enough — by order of 10^5 km.

The width of the inner region, situated between the poles of opposite sign, is by order of 10^4 km. The arising of chromospheric activity before the flare origin was observed in one of the outer regions of magnetic field hills.

Известно, что двухленточные вспышки относятся к числу наиболее мощных хромосферных вспышек. В большинстве случаев они возникают в сильных группах пятен с таким характерным расположением полюсов, при котором пятна противоположной полярности находятся в одной полутени. Часто эти пятна располагаются двумя рядами друг против друга. Нулевая линия магнитного поля во многих случаях близка к направлению параллели. Двухленточные вспышки могут также возникать и в некоторых областях с нетипичными группами пятен или вообще без пятен, как это отмечалось в [1].

Нами продолжается начатое в [2, 3] изучение двухленточных вспышек. Рассматриваются вспышки, возникшие как в сильных типичных группах пятен, так и в несложных по структуре группах и в областях без пятен. Делается попытка хотя бы грубо выявить характерные черты в структуре магнитного поля и в хромосферной активности в области вспышки. Были использованы кинофильмы вспышек, полученные на коронографе Крымской обсерватории, карты магнитных полей, полученные с помощью магнитографа башенного солнечного телескопа Крымской

обсерватории и опубликованные в [4, 5], карты магнитных полей обсерватории Маунт-Вилсон, опубликованные в [6], и данные по визуальным измерениям магнитных полей пятен [7].

Все области, в которых возникали двухленточные вспышки, нами разделены на следующие четыре класса:

- 1) области с типичными сложными группами пятен;
- 2) области между несколькими близкими ($\Delta\lambda$ и $\Delta\phi \leq 5^\circ$) несложными группами;
- 3) области, в которых находится одна простая по структуре группа пятен типа *C*, *D* или *H*, по Цюрихской классификации;
- 4) области совсем без пятен или с несколькими порами.

В таблице представлены данные о рассматриваемых вспышках. Для большинства вспышек у нас имелись свои фильмы, причем почти во всех случаях съемка начиналась еще до начала вспышки. В четырех случаях зарисовки вспышек брались из работ других авторов.

На рис. 1 приведены зарисовки вспышек в областях I класса. Из этих зарисовок мы видим, что во многих группах пятен друг против друга находились два ряда пятен противоположной полярности. Однако в нескольких случаях (18.VIII 1959 г., 23.V 1967 г., 24.XI 1969 г. и 4.VIII 1972 г.) примерно параллельно расположились не две, а три области с пятнами разной полярности. В дальнейшем мы остановимся подробнее на этом факте.

Изучение кинофильмов показало, что характерной особенностью состояния хромосферы в области сильной вспышки до ее начала было повышение активности (темные выбросы, поярчания флоккулов, небольшие вспышки) в каком-то определенном месте. Такая предвспышечная активность уже отмечалась ранее многими наблюдателями. Так, 18.VIII 1959 г. за ~ 20 мин до основной вспышки возникла небольшая вспышка в области, отмеченной стрелкой на рис. 1. 12.VII 1961 г. небольшая вспышка произошла в отмеченной области за 10 мин до двухленточной. Перед вспышками 30.VIII и 2.IX 1966 г., возникшими в одной и той же активной области, к северу от группы пятен наблюдались небольшие вспышки, поярчания флоккулов и активизация волокон. В дни без сильных вспышек эти области были довольно спокойными. 27.X 1968 г. среди мелких пятен в восточной части группы одна за другой возникли две сильные вспышки. Стрелками отмечены места, где до вспышек наблюдались активизация волокон и поярчания флоккулов. За несколько часов до вспышки 24.XI 1969 г. в отмеченной области начали возникать небольшие вспышки. Перед двумя двухленточными вспышками 28.V 1972 г., которые произошли в разных местах одной и той же группы пятен, в отмеченных стрелками местах наблюдались темные выбросы, дуговые волокна, поярчания флоккулов. Примерно за 3,5 час до начала вспышки 3.VI 1972 г. к северу от группы пятен стали возникать темные выбросы и поярчания. Во время вспышки здесь наблюдались дуговые волокна и небольшой яркий узелок.

На рис. 2 приведены зарисовки групп пятен 2-го класса. Мы видим, что в этом случае вспышки располагались между двумя или более близкими группами пятен. Эти группы или находились совсем рядом друг с другом, или отстояли по долготе примерно на 5° . Характерной чертой хромосферы в рассматриваемых областях до вспышек было наличие длинного темного волокна с флоккулами по обе стороны. Вдоль этого волокна и развивались яркие ленты вспышки. Только в области вспышки 5.VI 1969 г. волокна не было. Оно появилось лишь 8.VI.

Во всех случаях в день вспышки происходили заметные изменения в одной или нескольких группах пятен, ближайших к месту вспышек. Так, накануне вспышки 12.V 1969 г. в области, отмеченной стрелкой, появилась новая группа пятен, которая уже 12.V практически достигла своего максимального развития. В день вспышки 5.VI 1969 г. возникла быстро разви-

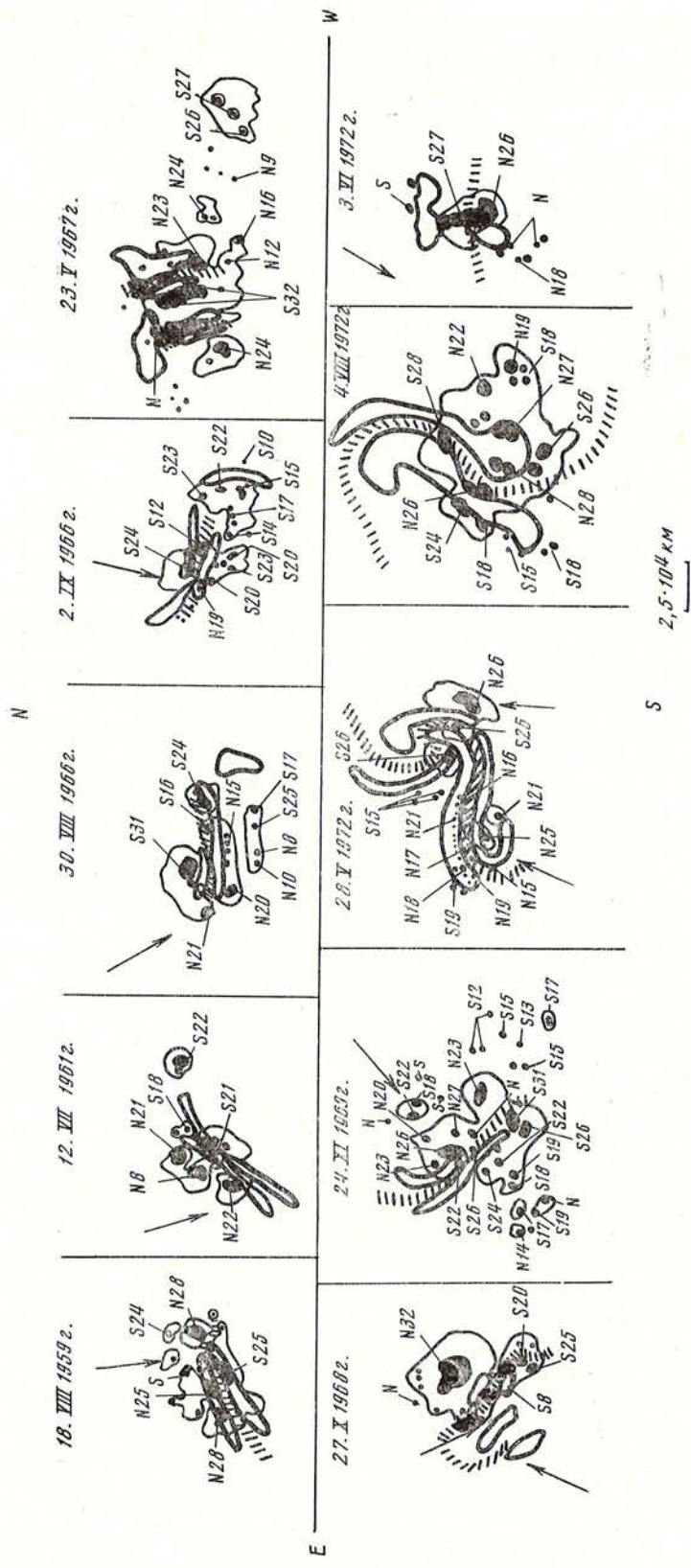


Рис. 1. Зарусовки двухленточных вшышек в областях I-го класса
 Ленты вшышек обведены жирной сплошной линией. Тень пятен зачернена, получить обведена тонкой сплошной линией. Стрелками отмечены места с усилившей активностью перед появлением вшышки. Штриховкой обозначены волокна. Горизонтальная линии — солнечная параллель

Дата	Время, UT	Балл	Координаты	Примечания
1. Типичные сложные группы пятен				
18.VIII 1959 г.	10 ^h 19 ^m — 13 ^h 15 ^m	3	N 11 W 34	Фильм КАО
12.VII 1961 г.	10 00 — 13 00	3	S 507 E 22	То же
30.VIII 1966 г.	14 50 — 16 21	2 _n	N 23 W 27	Зарисовка вспышки из [8]
2.IX	05 42 — 08 00	3 _b	N 24 W 56	Фильм КАО
23.V 1967 г.	18 04 — 20 13	2 _b	N 30 E 25	Зарисовка вспышек из [9]
	18 36 — 21 46	2 _b	N 27 E 25	
27.X 1968 г.	12 32 — 15 40	2 _b	S 17 E 18	Фильм КАО
24.XI 1969 г.	09 17 — 10 09	2 _n	N 15 W 31	То же
28.V 1972 г.	13 05 — 17 01	2 _b	N 09 E 30	»
03.VI	14 03 — 15 16	1 _n	N 09 W 53	»
04.VIII	05 30 — 08 55	3 _b	N 14 E 09	»
2. Области между близкими группами пятен				
12.V 1969 г.	05 31 — 07 30	2 _n	N 15 E 40	Фильм [КАО
05.VI	14 41 — 16 27	2 _b	N 10 E 57	То же
14.VI 1970 г.	13 20 — 15 00	2 _b	N 20 E 41	»
05.XI	03 08 — 07 19	3 _b	S 12 E 36	»
24.I 1971 г.	22 15 — 00 20	3 _b	N 18 W 49	Зарисовка вспышки из [10]
07.VI 1972 г.	06 20 — 07 30	1 _n	S 06 W 23	Фильм КАО
22.VIII	12 02 — 13 39	2 _n	S 21 E 57	То же
3. Несложные группы пятен				
01.VI 1960 г.	08 23 — 13 40	3 _b	N 29 E 46	Фильм КАО
12.VII 1968 г.	12 32 — 15 30	2 _n	N 11 W 20	То же
24.I 1969 г.	08 03 — 09 26	2 _b	N 20 W 09	»
07.III 1970 г.	01 38 — 03 31	2 _b	S 12 E 10	Зарисовка вспышки из [11]
4. Области без пятен или с несколькими порами				
25.V 1966 г.	10 48 — 11 58	2 _n	N 32 E 18	Фильм КАО
25.IX 1969 г.	07 00 — 08 53	2 _n	N 14 W 14	То же
25.VI 1970 г.	06 57 — 10 23	2 _n	S 06 W 27	»
23.IV 1971 г.	11 00 — 12 10	1 _n	S 12 E 41	»

вающаяся группа № 203 (все номера групп даны по бюллетеню «Солнечные данные»). Непосредственно перед самой вспышкой в области, которая отмечена стрелкой, появились активные темные волокна, на месте которых затем возникли новые флоккулы. Эти флоккулы достигли максимальной яркости примерно за 20—25 мин до начала вспышки. В день вспышки 14.VI 1970 г. (она подробно изучена А. Бабиным [12]) в отмеченном месте возникла новая группа мелких пятен. Здесь наблюдались темные выбросы и небольшие вспышки.

Перед вспышкой 24.I 1971 г. происходило постепенное, начиная с 22.I, уменьшение размеров области N-полярности в хвостовой части группы № 20 из-за сближения ведущего пятна этой группы с хвостовой частью группы № 17. Эти пятна слились 24.I, когда и произошла мощная вспышка. Положение этой вспышки относительно пятен взято из [9]. Вспышка 7.VI 1972 г. произошла в период продолжающегося развития группы № 158 и в день резкого усиления области S-полярности в группе № 153. Начиная с 3.VI происходило постепенное сужение области S-полярности

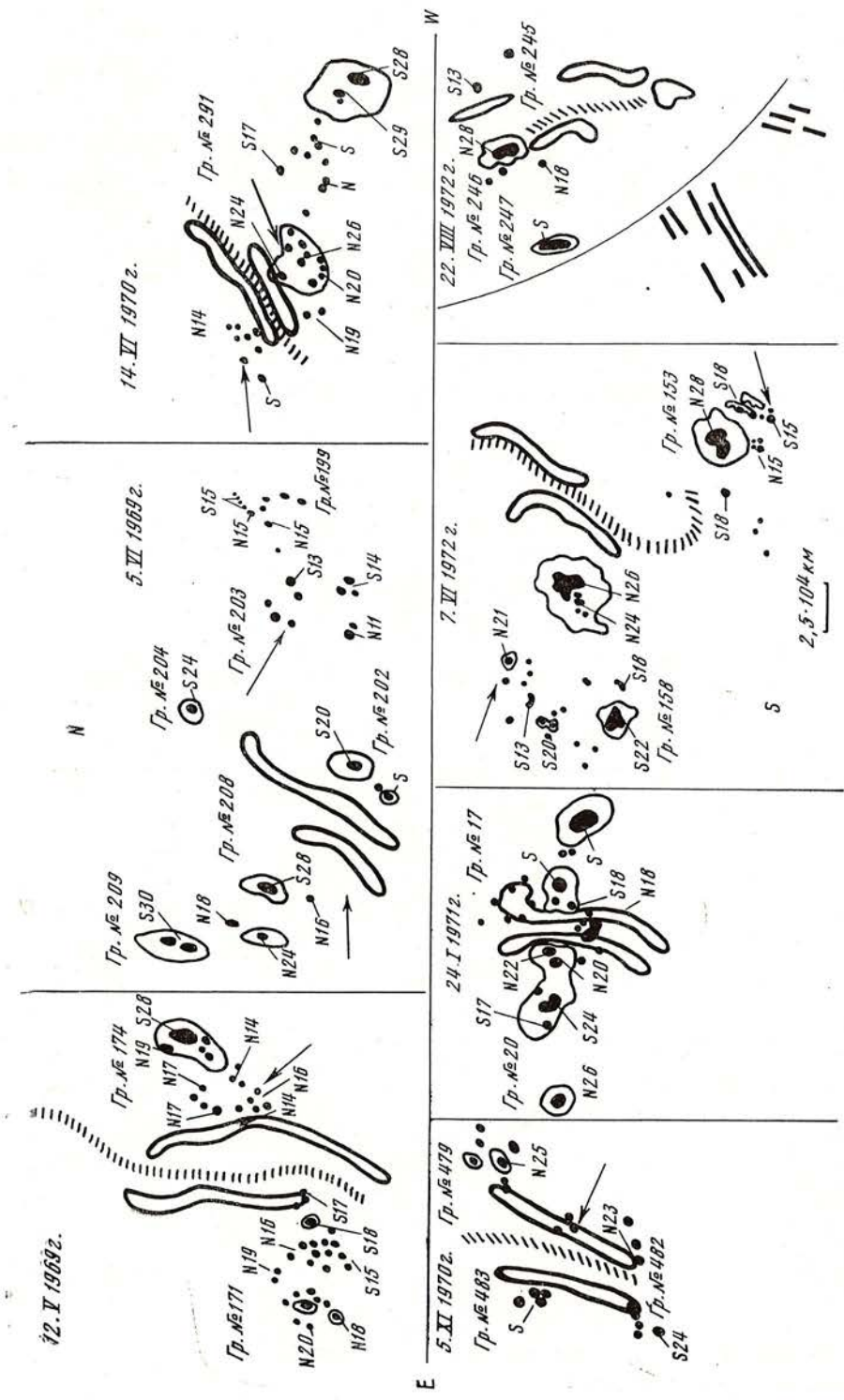


Рис. 2. Зарисовки двухленточных вспяшек в областях 2-го класса
 Обозначения те же, что и на рис. 1

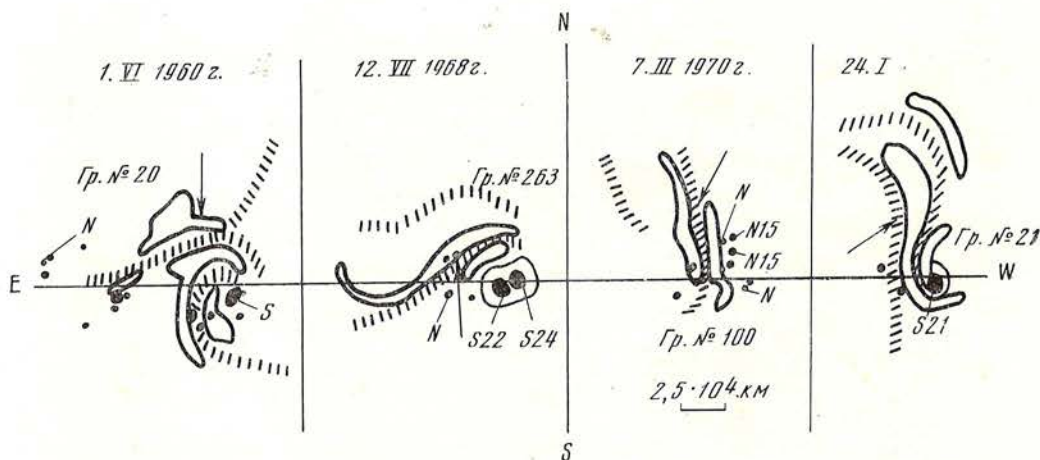


Рис. 3. Зарисовки двухленточных всплесков в областях 3-го класса
Обозначения те же, что и на рис. 1

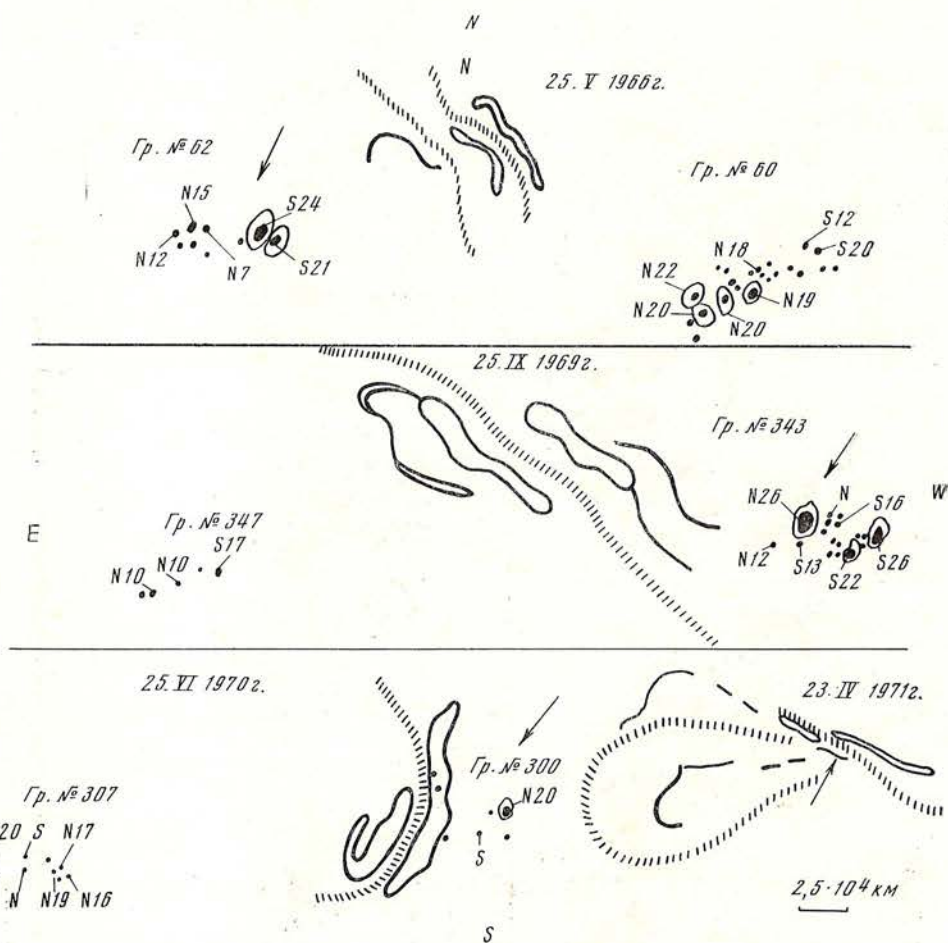


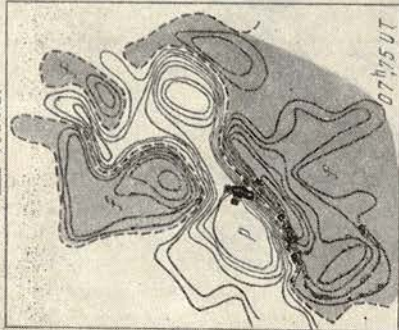
Рис. 4. Зарисовки двухленточных всплесков в областях 4-го класса
Обозначения те же, что и на рис. 1

Рис. 5. Карты магнитных полей для областей 1-го класса

На картах 18.VIII 1959 г., 30.VIII и 2.IX 1966 г. изогауссы изображены сплошными линиями, а нулевые линии — штриховыми. На остальных картах сплошные линии обозначают изогауссы N-полярности, штриховые — S-полярности. Области S-полярности затемнены. Крестами указано место всплески

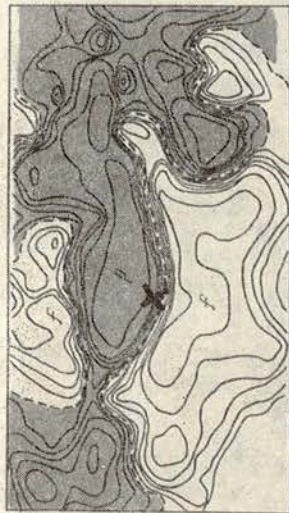
N

18. VIII 1952z.



07^h55 UT

30. VIII 1962z.



11^h57 - 13^h57 UT

2. II 1962z.



09^h53 - 09^h42 UT

23. I 1967z.



10^h44 UT

28. V 1972z.



15^h07 - 16^h49 UT

3. VI 1972z.



16^h40 - 19^h52 UT

3.5-10.4 km

3. VIII 1972z.



16^h31 - 17^h29 UT

S

E

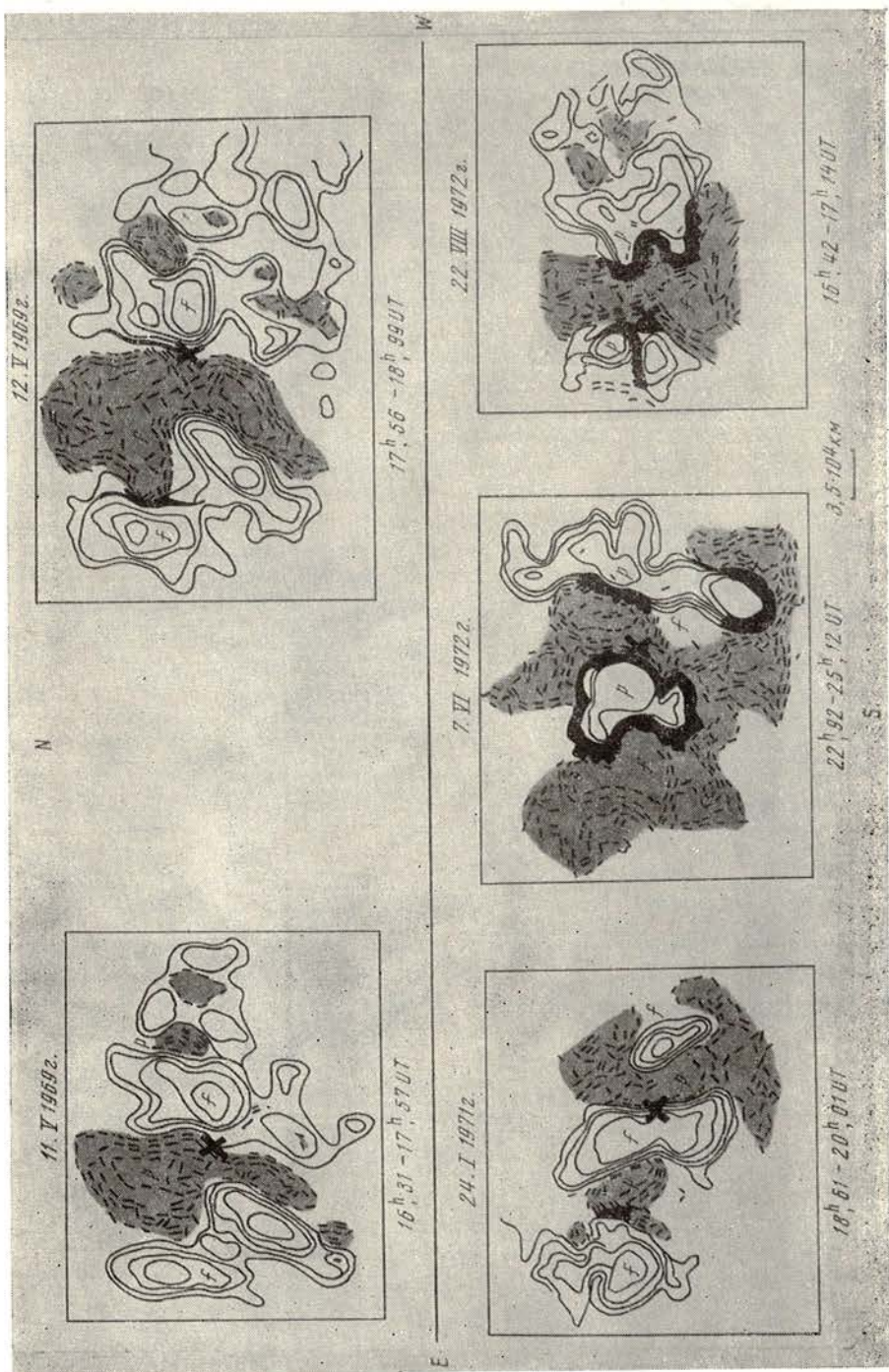


Рис. 6. Карты магнитных полей для областей 2-го класса. Обозначения те же, что на рис. 5

между группами № 158 и 153 вследствие увеличения размеров группы № 158.

Подобные описанным явления сближения двух групп пятен уже наблюдались ранее. Анталова [13] отметила, что вспышки, сопровождающиеся всплесками радиоизлучения IV типа, часто происходят в день сближения двух групп пятен. Вообще, сближение пятен перед вспышками и в начальной стадии вспышек является характерным обстоятельством, как это отмечалось в [14, 15].

На рис. 3 представлены зарисовки групп пятен 3-го класса. Как правило, эти группы довольно просты по магнитной структуре, и в них трудно было бы предположить заранее появление мощной вспышки. Все они уже находились на спаде своего развития. Особенностью этих областей было наличие двух близких протяженных темных волокон, вдоль одного из которых и развивалась двухленточная вспышка. Во всех случаях наблюдалась сильная активизация одного из волокон непосредственно перед возникновением вспышки (к местам активизации подведены стрелки на рис. 3). Согласно [11], откуда взято положение вспышки 7.III 1970 г. относительно пятен, мощное волокно образовалось всего за полтора часа до появления вспышки 7.III.

В областях 4-го класса ближайшая к месту вспышки группа пятен, как правило, находилась на расстоянии, существенно большем 5° (рис. 4). Только у вспышки 25.VI 1970 г. она была удалена лишь на 6° по долготе. А у вспышек 25.VI 1966 г. и 25.IX 1969 г. ближайšie группы находились на расстоянии примерно 15° . В области же вспышки 23.IV 1971 г. не было и пор, а ближайшая группа пятен располагалась на расстоянии более 30° по долготе.

Для областей этих вспышек было характерно только наличие очень протяженного темного волокна с флоккулами по обе стороны. Во всех случаях двухленточные вспышки развивались вдоль этих волокон. Типичным также было и то обстоятельство, что всегда развитие в таких областях сильной вспышки происходило после заметной активизации ближайшей группы пятен, пусть даже и значительно удаленной.

Для дальнейшего анализа областей, где произошли двухленточные вспышки, с точки зрения более детального изучения их магнитной структуры были привлечены имеющиеся карты магнитных полей. Они представлены на рис. 5—8 отдельно для каждого класса областей. На картах, взятых из [4, 5], все изогансы изображены сплошными линиями, а нулевые линии поля обозначены жирной штриховой линией. На тех картах, которые были взяты из [6], изогансы поля N-полярности изображены сплошными линиями, а S-полярности — штриховыми. Для наглядности на всех картах области S-полярности затемнены. Под всеми картами написано время их получения. Сравнение этих моментов с моментами вспышек (см. таблицу) показывает, что в одних случаях карты поля получены до вспышек, в других — после них и, кроме того, они часто значительно отстают по времени от момента вспышки. Все это, конечно, не позволяет сделать точных заключений о характеристиках поля в области двухленточных вспышек. Однако по этим картам можно было заметить, что во всех рассмотренных случаях конфигурация магнитного поля была сходной — протяженный (порядка 10^5 км) ряд холмов одного знака располагается между двумя рядами холмов другого знака. Один из внешних рядов всегда протяженный, а другой может быть значительно меньше, как, например,

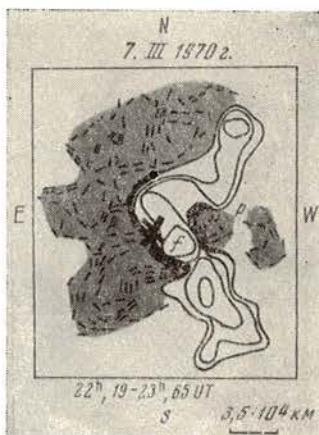
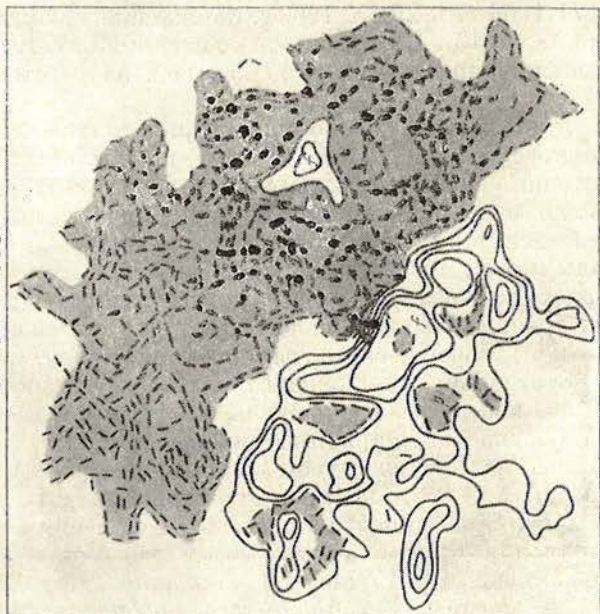


Рис. 7. Карта магнитного поля для области 3-го класса

Обозначения те же, что на рис. 5

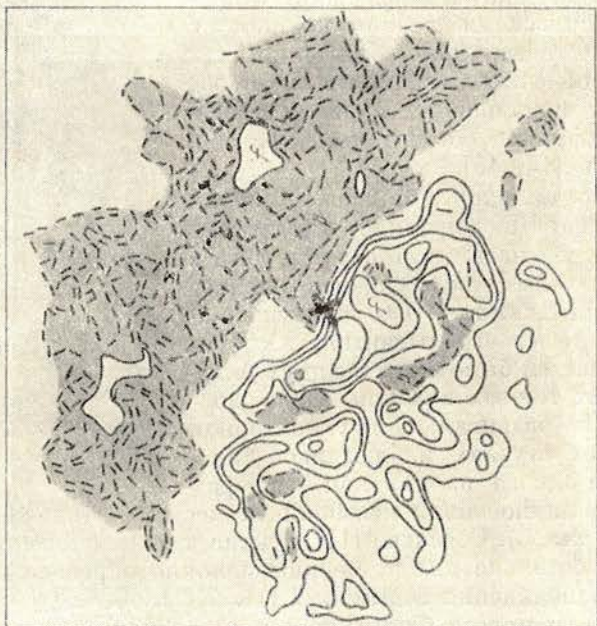
N

24. IX 1969.



16^h 79 - 18^h 22 UT

25. IX 1969.



16^h 53 - 18^h 05 UT

E

W

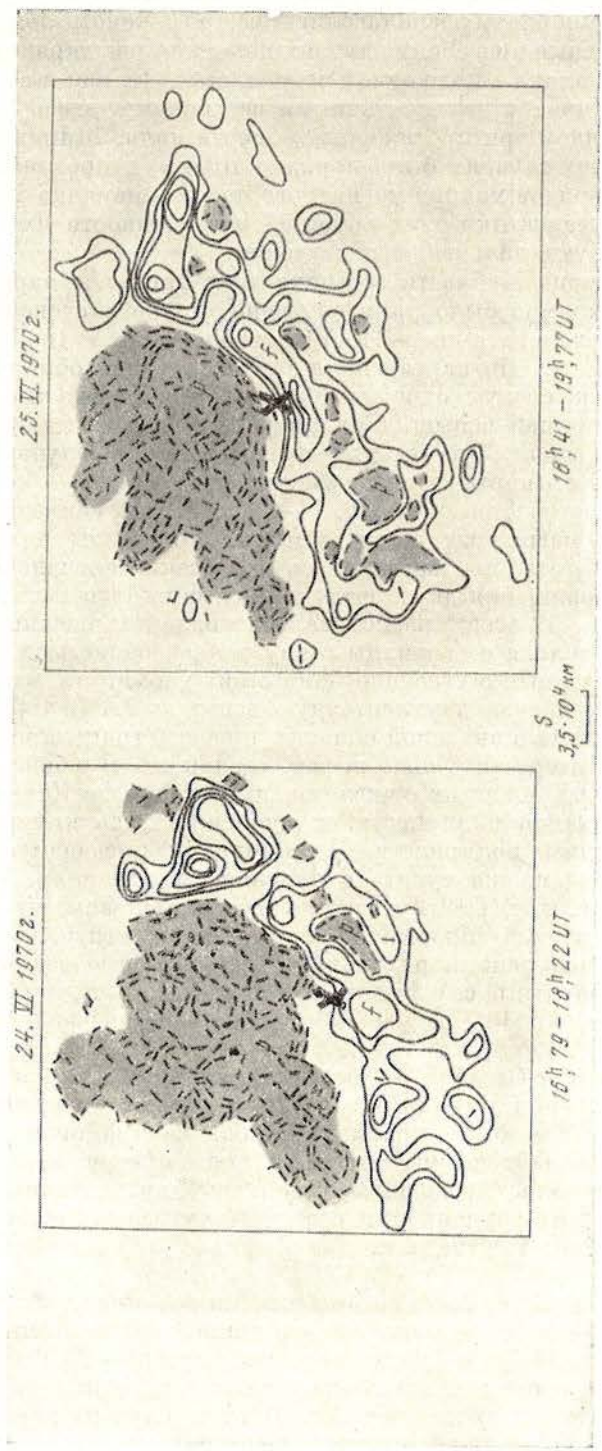


Рис. 8. Карты магнитных полей для областей 4-го класса
 Обозначения те же, что на рис. 5

3.VIII и 3.VI 1972 г. (рис. 5). В тех случаях, когда вспышки располагались между несколькими группами пятен, на картах поля мы видим наличие четырех близких рядов холмов магнитного поля (рис. 6). На картах поля тех областей, где возникли вспышки 25.IX 1969 г. и 25.VI 1970 г. (рис. 8), долгое время рядом располагались две протяженные области поля. Но уже за день до вспышки в обоих случаях появился ряд вкраплений поля противоположного знака в поле одной из областей. И, как и в остальных рассмотренных случаях с двухленточными вспышками, здесь оказались расположенными рядом три протяженные области поля. Ширина внутренних областей во всех случаях была порядка 10^4 км, а протяженность по крайней мере двух рядов холмов магнитного поля — порядка 10^5 км. Геометрические характеристики этих областей и особенности их взаимного расположения требуют дальнейшего изучения.

По пятнам наличие в области вспышки трех примерно параллельных рядов магнитных холмов было нами замечено только в нескольких случаях, как это отмечалось выше, — 18.VIII 1959 г., 23.V 1967 г., 24.XI 1969 г., 4.VIII 1972 г. По картам поля такая ситуация обнаруживается гораздо чаще. Однако следует отметить, что имеются и такие случаи, когда в области двухленточной вспышки рядом располагаются лишь два ряда холмов магнитного поля. Это мы видели, например, в случаях 22.VIII 1958 г. и 1.IV 1960 г. (карты поля опубликованы в [4]).

Зарисовки, представленные на рис. 1—4, были нами совмещены с имеющимися картами магнитных полей, которые приведены на рис. 5—8. Оказалось, что те места, где наблюдалось повышение активности в свете линии H_{α} еще до появления двухленточной вспышки (эти места отмечены стрелками на рис. 1—4), всегда располагались в одной из внешних областей магнитного поля, вблизи ее границы с внутренней областью.

В связи с изложенным о строении поля стоит упомянуть, что Брюкнер и Вальдмайер [16], изучая двухленточную вспышку 7.VII 1966 г., отметили, что она возникла в активной области, имевшей триполярную магнитную структуру. Интересен также вывод, сделанный Бумбой и др. [17], о том, что в активных областях с числом вспышек больше 10 вновь развивающееся поле ведомой полярности сильно сжималось крупномасштабными полями ведущей полярности. По материалу, имеющемуся в нашем распоряжении, невозможно судить о явлении сжатия поля. В случаях вспышек 24.I 1971 г. и 7.VI 1972 г. можно было только заметить уменьшение размеров внутренней области. Можно также отметить, что в наших случаях не всегда внутренний ряд холмов был областью ведомой полярности. Имелись и обратные случаи, что видно из рис. 5—8, где аналогично тому, как это сделано в [16], ведущая полярность обозначена буквой p , а ведомая — буквой f .

По журналам «Solar Geophysical Data», где публикуются карты магнитных полей обсерватории Маунт-Вилсон, полученных с разрешением примерно $17'' \times 14''$, нами было просмотрено большое количество карт за несколько лет. Было найдено много случаев, когда имелось несколько расположенных рядом областей магнитного поля, но двухленточных вспышек не было. Во всех этих случаях или размеры внутренних областей существенно превосходили 10^4 км, или длина рядов холмов была меньше 10^5 км.

Рассмотренные нами двухленточные вспышки возникали вдоль нулевой линии, разделявшей более сильные поля в данной области (они отмечены крестиками на рис. 5—8). В двух группах пятен — 23.V 1967 г. и 28.V 1972 г. — обе нулевые линии располагались среди одинаково сильных пятен и были достаточно протяженными. В этих случаях двухленточные вспышки произошли вдоль обеих нулевых линий.

Если вспышки возникали в группах 1-го класса, где ряды магнитных холмов довольно узки и ширина внутренней области в среднем равна $3 \cdot 10^4$ км (рис. 5), то обе ленты в начальный момент почти сливались друг

с другом и были очень близки к нулевой линии поля. Такая же близость обеих лент друг к другу наблюдалась и во вспышке 23.IV 1971 г. (4-й класс). В тех случаях, когда ряды холмов были очень широкими и ширина внутреннего ряда составляла примерно $6 \cdot 10^4$ км (рис. 8), обе ленты с самого начала вспышки были заметно удалены друг от друга. Такие вспышки характеризовались довольно вялым развитием.

Наклон вспыхивающих лент к параллели был самым разным — в зависимости от положения нулевых линий поля. Очень большие углы наклона ($75-85^\circ$) чаще всего наблюдались у вспышек, возникших в областях 2, 3 и 4-го классов.

Как видно из таблицы, почти все рассмотренные двухленточные вспышки были очень сильными в свете линии H_α . Но их проявления в радиодиапазоне, а также связанные с ними геофизические эффекты существенно различались. Если рассмотреть, например, пиковую плотность потока радиоизлучения на частоте около 9000 Мгц, то у вспышек, возникших в областях 1-го класса, она оказалась порядка $(10^3 \div 10^4) \cdot 10^{-22}$ *вт* · м⁻² · гц⁻¹. У вспышек же 12.V и 5.VI 1969 г. (2-й класс) и 25.IX 1969 г. и 25.VI 1970 г. (4-й класс) она порядка $10 \cdot 10^{-22}$ *вт* · м⁻² · гц⁻¹, т. е. намного меньше. Согласно [1], наибольшие геофизические эффекты также обычно сопровождают вспышки, возникшие в группах пятен с сильными полями. Следовательно, двухленточные вспышки, происшедшие в областях без пятен, гораздо менее энергичны, чем вспышки, возникшие в областях с пятнами, хотя по интенсивности и по площади в H_α они очень близки.

Итак, в качестве основного вывода можно считать следующее: в ряде случаев для возникновения двухленточных вспышек необходимо осуществление такой конфигурации магнитного поля, при которой в непосредственной близости друг к другу располагаются три (а иногда и четыре) ряда холмов магнитного поля разной полярности. Протяженность хотя бы двух рядов холмов должна быть порядка 10^5 км, а ширина внутренней области, расположенной между полями противоположного знака, — порядка 10^4 км.

Приношу благодарность академику А. Б. Северному и кандидатам физ.-матем. наук С. И. Гопасюку и Н. Н. Степанян за полезную дискуссию.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. W. Dodson, Hedeman. *Solar Phys.*, 1970, 13, N 3, 401.
2. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 94.
3. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 78.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 161.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 97.
6. *Solar-Geophysical Data*, N 295, 299(I), 300(I), 303(I), 309(I), 312(I), 335(I), 336(I) 338(I). US Dept. Commerce (Boulder, 80302).
7. Приложение к бюлл. «Солнечные данные», 1959, № 7, 8; 1960, № 6; 1961, № 7; 1966, № 5, 8, 9; 1968, № 7, 10; 1969, № 1, 5, 6, 9, 11; 1970, № 3, 6, 11; 1972, № 5, 6, 8.
8. H. Zirin, D. R. Lackner. *Solar Phys.*, 1969, 6, N 1, 86.
9. J. M. Malville, E. Tandberg-Hanssen. *Solar Phys.*, 1968, 6, N 2, 278.
10. В. Ф. Чистяков. Земля и Вселенная, 1971, № 4, 40.
11. E. Hiei, F. Moriyama. Report UAG-12, pt I. Data on Solar-Geophysical Activity Associated with the Major Geomagnetic Storm of March 8, 1970; 1971, p. 23. U. S. Dept Commerce (Boulder, 20418).
12. А. Н. Бабин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 152.
13. A. Antalova. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1967, 18, N 2.
14. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 110.
15. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 15.
16. G. Brückner, M. Waldmeter. *Ann. IQSY*, 1969, 3.
17. V. Bumba, L. Krivsky, M. J. Martres, I. Soru-Iscovici. *IAU Sympos.*, N 35, 1968, p. 311.
18. H. Zirin. *Solar Phys.*, 1972, 22, N 1, 34.

СРАВНЕНИЕ СВЕЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ H_{α} и $K Ca II$ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Т. Т. Цап, А. П. Крамынин

На основании спектрогелиограмм, полученных на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории, изучается связь между распределением свечения в центральных частях линий H_{α} и $K Ca II$ во вспышках.

Найдено, что по положению узлы вспышек в линиях H_{α} и $K Ca II$ хорошо совпадают. Колебания яркостей в линиях H_{α} и $K Ca II$ в процессе развития вспышки происходят синхронно. При переходе от флоккулов к вспышкам амплитуда колебания яркости в линии $K Ca II$ возрастает значительно быстрее, чем в H_{α} . Наблюдаемые особенности свечения в линиях H_{α} и $K Ca II$ во вспышках, вероятно, можно объяснить, если принять, что оно обусловлено электронным ударом.

COMPARISON OF THE H_{α} AND $K Ca II$ RADIATION IN THE SOLAR FLARES, by T. T. Tsap, A. P. Kraminin.— Relations between the brightness of the H_{α} and $K Ca II$ lines in the solar flares are studied on the basis of the spectroheliograms, taken with the double spectroheliograph of the Crimean astrophysical observatory.

It is found, that there is a good accordance between the locations of the flare knots in the H_{α} and $K Ca II$ lines. During the flare evolution the brightness oscillations in the H_{α} and K lines are synchronic. The $K Ca II$ brightness from the flocculi to the flares increases faster than the H_{α} brightness. Evidently a observational radiation features in the H_{α} and $K Ca II$ lines of the flares can be connected with the collisional excitation.

Одно из первых спектрофотометрических исследований свечения во вспышках в линиях водорода и ионизованного кальция проведено Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным [1], получившими, что плотность плазмы во вспышке больше, чем в окружающей хромосфере, и кинетическая температура близка к 10^4 град. Исследование вспышек с высоким разрешением показало, что они состоят из мелких узелков размером не более 500 км [2]. В [3—6] установлено наличие некоторой последовательности возгорания ярких линий во вспышках. Рядом авторов также рассматривался вопрос о локализации свечения в разных линиях во вспышках. По данным одних авторов [7, 8], линии водорода и ионизованного кальция светятся в одних и тех же объемах, результаты других авторов показывают, что водород и однажды ионизованный кальций светятся во вспышке в разных волокнах [9, 10]. Очевидно, что представляет интерес дальнейшее изучение морфологических особенностей и характера свечения вспышек в различных спектральных линиях.

Здесь мы изучаем связь между распределением свечения во вспышках в центральных частях линий H_{α} и $K Ca II$. Материалом для исследования послужили спектрогелиограммы, полученные в течение 1957—1960 гг. на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории [11]. Спектрогелиограммы в линиях H_{α} и $K Ca II$ получались всегда одновременно, что очень важно, так как каждый участок на поверхности Солнца снимался при одинаковых атмосферных условиях. Выходные щели

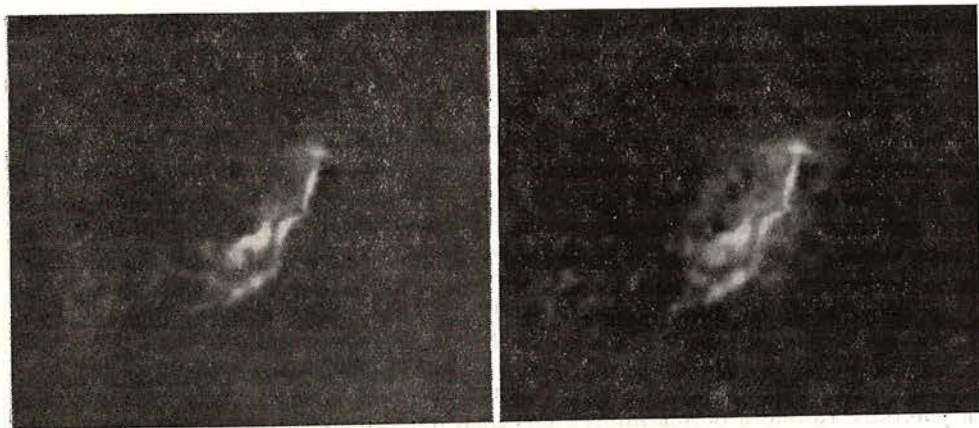


Рис. 1. Спектрогелиограммы в линиях H_{α} и К Ca II, показывающие хромосферную вспышку 1.IV 1960 г.

спектрографа составляли 0,32 Å для К-линии Ca II и 0,20 Å для H_{α} . Диаметр изображения Солнца на снимках равнялся 110 мм или 44 мм. Для изучения мы отобрали 29 пар спектрогелиограмм, снятых во время вспышек при хороших изображениях. На наилучших спектрогелиограммах, полученных при диаметре изображения Солнца 110 мм, видны хромосферные детали размером в 1". Обычно во время вспышки снималась одна пара спектрогелиограмм, и лишь 23.VIII 1967 г. была снята серия из 12 спектрогелиограмм во время вспышки балла 1. Поскольку остальные изучаемые вспышки во время съемки были на разных стадиях развития, их балл мы оценили визуально по спектрогелиограммам. Наиболее яркие из наблюдавшихся на наших спектрогелиограммах вспышек имели балл 2 f.

Изучение спектрогелиограмм проводилось с помощью блинк-компаратора и фотометрировалось на микрофотометре МФ-2. Размер щели микрофотометра при измерениях всегда брался одинаковым и равным $0",8 \times \times 0",8$. При фотометрировании на спектрогелиограммах в H_{α} и К Ca II измерялись одни и те же места вспышек и флоккулов. В качестве источника сравнения использовались прилежащие к соответствующим узлам части невозмущенной хромосферы (места, где не наблюдались узлы хромосферной сетки и большие волокна). Значения почернений обычными методами переводились в интенсивности.

Если обозначить через I_y яркость в узелке вспышки и через I_n — яркость соседней невозмущенной хромосферы, то из спектрогелиограмм мы находим I_y/I_n . Таким образом, считаем, что наблюдаемое излучение во вспышке является его собственным излучением. Такое допущение вполне справедливо, так как оптическая толща в центре линий H_{α} и К Ca II значительно больше единицы [12].

Изучение вспышек на спектрогелиограммах подтверждает ряд их особенностей, обнаруженных ранее другими авторами. Вспышки обычно состоят из отдельных узлов, которые нередко располагаются в виде двух рядов вдоль волокна, разделяющего области противоположной полярности магнитного поля (рис. 1), что согласуется с [13, 15].

Минимальные размеры вспышечных узлов в линиях H_{α} и К Ca II, наблюдавшиеся на наших спектрогелиограммах, были близки к 1000 км, хотя, как мы указывали, на лучших наших спектрогелиограммах видны детали хромосферы размером около 750 км. Нередко вспышечные узлы возникают в местах, где темные хромосферные волокна в H_{α} образуют вихревую структуру. Если вспомнить, что волоконца направлены вдоль поперечных магнитных полей [16], то из сказанного можно заключить, что

вспышечные узлы могут возникать в местах, где имеются скрученные магнитные поля. Аналогичные результаты были получены ранее [17], где указано, что вспышки возникают в местах скрещения или разветвления поперечных магнитных полей.

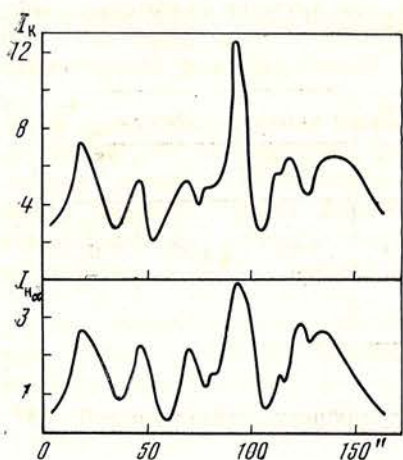
Мы также рассмотрели места возникновения вспышечных узлов относительно ячейек хромосферной сетки. Однако, в отличие от [18], мы не обнаружили, что вспышки возникают обязательно лишь в местах пересечения границ нескольких ячейек хромосферной сетки. Следует, кроме того, отметить, что вообще из-за большой нерегулярности в распределении эмиссии по солнечной поверхности граница каждой ячейки в отдельности определяется часто весьма неуверенно.

Сопоставление расположения узлов вспышек на спектрогелиограммах, снятых в центральных частях линий H_{α} и $K Ca II$, показало, что они, как правило, располагаются в одних и тех же местах. Распределение яркости в узелках также в большинстве случаев подобное. Последнее хорошо видно из фотометрических разрезов, которые были построены для ряда вспышек. Пример таких фотометрических кривых для одной из вспышек приведен на рис. 2, из которого видно, что в большинстве случаев имеется довольно тесная связь между ходом излучения в линиях H_{α} и $K Ca II$. Вывод о наличии тесной связи между яркостями в линиях H_{α} и $K Ca II$ во вспышках также подтверждается сопоставлением большого количества спектрограмм вспышек, полученных на спектрографе с эшелле [19]. Практически все узлы вспышек, наблюдаемые в линии H_{α} , видны в линиях H и $K Ca II$. Эти результаты хорошо согласуются с [8], где найдено, что во вспышках как на диске, так и на лимбе максимумы яркости в линиях $H Ca II$ и H_{ϵ} также хорошо совпадают по положению.

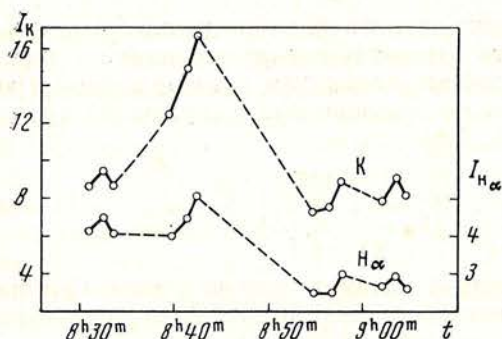
На рис. 3 представлены световые кривые в линиях H_{α} и $K Ca II$ для вспышки 23.VIII 1967 г. Из рисунка видно, что изменение со временем интенсивности вспышки в линиях H_{α} и $K Ca II$ в большинстве случаев происходит синхронно. Вообще говоря, данный факт может указывать на то, что линии H_{α} и $K Ca II$ могут светиться во вспышке в одном и том же объеме, ибо, как мы отмечали ранее, по данным ряда авторов линии некоторых элементов возгораются во вспышках не одинаково, что можно объяснить распространением ударной волны из области начала вспышки и возбуждением хромосферы за ее фронтом [20]. Очевидно, что если свечение в данных линиях возникает на разных высотах, то будет наблюдаться некоторая последовательность их возгорания.

Учитывая, что колебания яркостей в линиях H_{α} и $K Ca II$ во вспышках происходят в основном синхронно, мы нанесли все данные по измерениям яркостей во вспышках, происходивших вблизи центра солнечного диска (в этом случае не нужно учитывать потемнение к краю) на один график (рис. 4). На рисунке наряду с яркостями вспышек мы нанесли яркости для флоккулов. Отметим, что яркость в узлах флоккулов, выраженная в единицах яркости соседней невозмущенной хромосферы, не превосходит значения 2 в линии H_{α} и величины 5—5,5 в линии $K Ca II$.

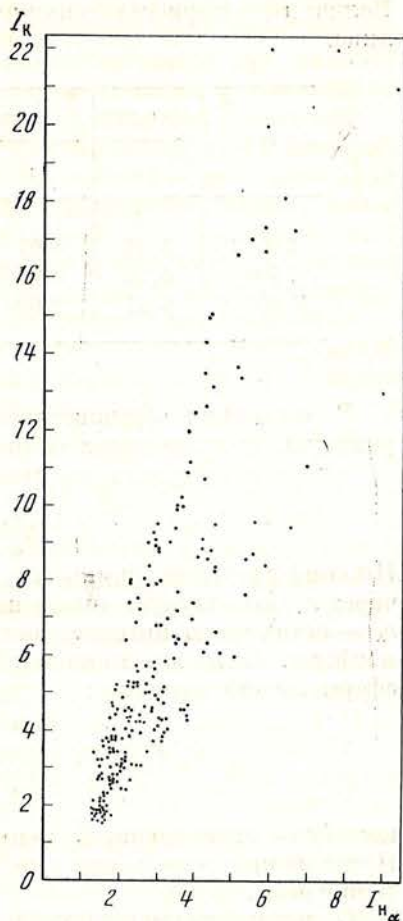
На рис. 4 видно, что как во флоккулах, так и во вспышках имеется отчетливая зависимость между яркостями в линиях H_{α} и $K Ca II$. Однако, как следует из рис. 4, в ряде случаев дисперсия точек значительно превышает возможные ошибки измерений яркостей. Это свидетельствует о том, что в отдельных узлах вспышек и флоккулов нет тесного соответствия между яркостями. Далее из рис. 4 видим, что в целом имеется плавный переход от зависимости между яркостями для флоккулов к зависимости между яркостями во вспышках. Нам представляется это естественным, так как известно, что вспышки в линиях H_{α} и $K Ca II$, как правило, представляют собой дальнейшее возгорание существовавших ранее узлов флоккулов. Вместе с тем между зависимостями для яркостей во флоккулах и во вспышках имеется существенное различие. Оно состоит в том, что во вспышках с ростом яркости в H_{α} яркость в линии $K Ca II$ увеличивается.



2.



3.



4.

Рис. 2. Фотометрические кривые для вспышки, снятой в линиях H_{α} и K Ca II

Рис. 3. Световые кривые хромосферной вспышки 23.VIII 1967 г., полученные в лучах линий H_{α} и K Ca II

Рис. 4. Сопоставление интенсивностей для вспышек и флоккулов, полученных в лучах линий H_{α} и K Ca II

заметно быстрее, чем во флоккулах. Это, в частности, может указывать на то, что в местах, где возникает K Ca II-свечение, кинетическая температура не может заметно превышать $10\,000^{\circ}$, так как при $T_e > 10000^{\circ}$ будет происходить переход ионов Ca II в состояние Ca III [21].

Учитывая приведенные выше результаты, рассмотрим возможные механизмы излучения вспышек в линиях H_{α} и K Ca II. Как показано в [22, 23], основным механизмом, определяющим излучение в линии K Ca II, во флоккулах и вспышках является электронный удар. Наши данные подтверждают эти результаты. Если N_1 (Ca II) — число атомов Ca II в основном состоянии, n_e — электронная концентрация, g_{12} — среднее эффективное сечение для возбуждающих столкновений, то число возбуждающихся столкновений равно [22]

$$N_{1 \rightarrow 2}^{ст} = N_1(Ca\ II) n_e g_{12} F_{12}, \quad (1)$$

где

$$F_{12} = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{h\nu_{12}}{kT_e} \right) e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}. \quad (2)$$

Величины логарифма функции F_{ik} для водорода и Ca II приведены в таблице.

$T_e, \text{ град}$	Кальций	Водород		$T_e, \text{ град}$	Кальций	Водород	
	F_{12}	F_{13}	F_{23}		F_{12}	F_{13}	F_{23}
5 000	5,39	4,97	6,47	15 000	7,36	4,85	7,64
7 500	6,38	0,93	7,06	20 000	7,60	5,81	7,79
10 000	6,87	2,90	7,34				

В состоянии равновесия число возбуждающих столкновений $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{CT}}$ равно числу излученных квантов $N_{2 \rightarrow 1}$.

Число излученных квантов

$$N_{2 \rightarrow 1} = \iint I_{\lambda} \frac{d\lambda}{h\nu_{12}}. \quad (3)$$

Нижний предел величины $N_{2 \rightarrow 1}$ можно оценить из наблюдений. Обозначим через r_{λ} остаточную интенсивность линии К в узле вспышки, а через r'_{λ} — остаточную интенсивность в той же линии для невозмущенной хромосферы. Тогда для яркостей узлов во вспышке и невозмущенной хромосферы можно написать:

$$I_y = I_{\odot} \int_{-0,16}^{+0,16} r_{\lambda} d\lambda \quad \text{и} \quad I_H = I_{\odot} \int_{-0,16}^{+0,16} r'_{\lambda} d\lambda, \quad (4)$$

где I_{\odot} — интенсивность непрерывного спектра центра диска Солнца. Пределы интегрирования определяются шириной выходной щели спектрогелиографа.

С учетом сказанного для чисел $N_{2 \rightarrow 1}$ получим

$$N_{2 \rightarrow 1} \geq N'_{2 \rightarrow 1} = \frac{4\pi}{h\nu_{12}} \frac{I_y}{I_H} I_{\odot} \int_{-0,16}^{+0,16} r'_{\lambda} d\lambda. \quad (5)$$

Остаточная интенсивность была взята из [24]. Вычисления, проведенные при значениях $g_{12} = 10^{-16} \text{ см}^2$, $n_e = 10^{13}$, $N_1(\text{Ca II}) = 10^{16}$ и $I_y/I_H = 22$, показали, что равенство $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{CT}} = N_{2 \rightarrow 1}$ соблюдается при значении $T_e = 5000^{\circ}$. Таким образом, видим, что действительно в случае возбуждения электронным ударом свечение в линии К Ca II может наблюдаться во вспышках при довольно низких температурах. Выясним теперь, может ли электронный удар объяснить наблюдаемые особенности свечения H_{α} во вспышках. В случае возбуждения водорода электронным ударом с какого-либо уровня i на уровень k мы можем также написать выражение, аналогичное (1),

$$N_{i \rightarrow k}^{\text{CT}} = N_i(\text{H}) n_e g_{ik} F_{ik}(\text{H}). \quad (6)$$

Сравним излучение в линиях К Ca II и H_{α} , считая, что возбуждение атомов водорода с основного уровня на третий уровень определяется электронным ударом с последующими переходами $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Тогда для отношения числа возбуждающих соударений для кальция и водорода получим

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2}}{N_{1 \rightarrow 3}} = \frac{N_1(\text{Ca II}) g_{12} F_{12}(\text{Ca II})}{N_1(\text{H}) g_{13} F_{13}(\text{H})}. \quad (7)$$

Так как разность потенциалов ионизации водорода и однажды ионизо-

ванного кальция составляет всего 1,7 эв, то можно ожидать, что изменение отношения $N_1(\text{Ca II})/N_1(\text{H})$ от места к месту во вспышке будет небольшим. Существенно большими будут изменения с температурой отношения $F_{12}(\text{Ca II})/F_{13}(\text{H})$ (см. таблицу). Поэтому будем полагать, что изменение величин $F_{12}(\text{Ca II})$ и $F_{13}(\text{H})$ определяет в основном изменение интенсивности в линиях К Ca II и H_α во вспышках.

Рассмотрим теперь судьбу электронов, попадающих в результате возбуждения электронным ударом на уровень $4^2P_{3/2}$ и третий уровень атома водорода. Электрон с уровня $4^2P_{3/2}$ Ca II может в результате спонтанных переходов опуститься на уровни $4S$ и $3D$, перейти на эти же уровни под действием электронного удара второго рода, подняться на один из верхних уровней под действием электронного удара первого рода или поля излучения. Наконец, электрон с уровня $4^2P_{3/2}$ может быть оторван фотоионизацией и ионизацией электронным ударом.

Аналогично для атомов водорода электрон с третьего уровня в результате спонтанных переходов может опуститься на второй или основной уровень, излучив соответственно квант в H_α или L_β , перейти на второй или первый уровень в результате электронного удара второго рода, а также подняться на какой-либо верхний уровень по перечисленным выше причинам. Кроме того, с третьего уровня атома водорода электрон может быть сорван в результате ионизации электронным ударом и фотоионизации.

Используя данные [25, 26], мы оценим отношение числа спонтанных переходов ко всем остальным перечисленным выше процессам, ведущим к разрушению третьего уровня водорода и уровня $4^2P_{3/2}$ Ca II. Вычисления проведены для значений $n_e = 10^{13}$ и $T_e = 10^4$. Оказалось, что это отношение для третьего уровня водорода равно 6,6, а для уровня $4^2P_{3/2}$ Ca II — 8,2.

Так как для водорода вероятность спонтанного перехода $3 \rightarrow 2$, практически такая же, как $3 \rightarrow 1$, то примерно половина от полного числа спонтанных переходов будет создавать излучение в линии H_α . Поэтому отношение числа переходов, дающих H_α -кванты, к числу остальных процессов, ведущих к разрушению третьего уровня водорода, будет близким к 3,3.

Таким образом, видим, что отношения чисел переходов, создающих излучение в линиях H_α и К Ca II, к соответствующим числам деактивации третьего уровня водорода и уровня $4^2P_{3/2}$ Ca II различаются не более чем в три раза. С другой стороны, из таблицы следует, что при изменении электронной температуры, например, от 6000° до $10\,000^\circ$ отношение $F_{13}(\text{H})/F_{12}(\text{Ca II})$ увеличится в 940 раз. Соответственно следует ожидать, что с увеличением температуры яркость в H_α будет возрастать намного быстрее, чем в К-линии, что противоречит данным рис. 4.

Рассмотрим теперь случай возбуждения водорода во вспышках электронным ударом со второго на третий уровень с последующим переходом $3 \rightarrow 2$. Из таблицы видно, что в этом случае колебания величины $F_{23}(\text{H})$ с температурой являются более слабыми, чем колебания величины $F_{12}(\text{Ca II})$. Необходимое число атомов водорода во втором состоянии может быть обеспечено полем собственного излучения вспышки [25].

Таким образом, наблюдаемые особенности свечения в линиях H_α и К Ca II во вспышках, по-видимому, можно объяснить, если принять, что оно обусловлено главным образом электронным ударом, при этом возбуждение водорода электронным ударом происходит со второго уровня.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение статьи.

Май 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, 8, 19.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 129.
3. R. Michard. Ann. Astrophys., 1959, 22, 887.
4. Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 322.
5. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 41.
6. В. Г. Банин, Л. В. Прокопьева. Солнечные данные, 1966, № 6, 52.
7. Z. Svestka, M. Korecky, M. Vlaha. Bull. Astron. Czechosl., 1961, 12, N 6, 229.
8. Л. Н. Курочка, В. А. Остапенко. В сб. «Вопросы астрофизики». Киев, «Наукова думка», 1967, стр. 91.
9. В. А. Крат, В. В. Соболев. Изв. ГАО, 1957, 160, 166.
10. П. Н. Полупан. Солнечные данные, 1961, № 9, 63.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 31.
12. А. Б. Северный, Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 13, 82.
13. G. E. Moreton, A. V. Severny. Astron. J., 1966, 71, 172.
14. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 94.
15. M. J. Mortres, R. Michard, J. Soru-Iscovisci. Ann. Astrophys., 1966, 29, 249.
16. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 200.
17. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1962, 39, 961.
18. V. Vumba, R. Howard. Astrophys. J., 1965, 142, N 2, 796.
19. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 1960, 37, 23.
20. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 68.
21. К. В. Аликаева. В сб. «Вопросы астрофизики». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 61.
22. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, 9, 25.
23. E. R. Mustel. Trans. IAU, 1965, 9, 671.
24. G. Goldberg, O. C. Mohler, E. A. Muller. Astrophys. J., 1959, 129, 1.
25. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 72.
26. Н. Н. Степанян, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 230.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

В. А. Котов

Рассмотрен эффект вращения поперечного магнитного поля H_{\perp} с глубиной; использовались записи, полученные в пятнах с помощью магнитографа по линиям разной интенсивности ($\lambda 4808$ Fe I, $\lambda 5250$ Fe I, $\lambda 6103$ Ca I, H_{α}). Подтверждены результаты А. Б. Северного [14, 15] о значительном ($45-90^{\circ}$) изменении ориентации H_{\perp} в отдельных участках пятен. Случаи наиболее сильного вращения отмечены в ядрах пятен, однако для доказательства их реальности необходимы более детальные измерения. Анализ поведения H_{\perp} с глубиной показывает, что линия $\lambda 5250$, по-видимому, образуется в самых верхних слоях пятна; эффект вращения, как правило, максимален при переходе от глубоко образующейся линии $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ и далее к H_{α} .

Наблюдения для пятен разной полярности не противоречат зависимости знака вращения H_{\perp} от полярности поля, которая следует из теории эффекта Зеемана, учитывающей аномальную дисперсию [7].

THE INVESTIGATION OF THE TRANSVERSAL MAGNETIC FIELD IN SUNSPOTS, by V. A. Kotov. — From the magnetograph measurements made in spectral lines of different intensities, viz. $\lambda 4808$ Fe I, $\lambda 5250$ Fe I, $\lambda 6103$ Ca I and H_{α} , the effect of depth rotation of the transversal magnetic field H_{\perp} was considered. In accordance with findings of A. Severny [14, 15] a significant change ($45^{\circ} - 90^{\circ}$) of the H_{\perp} -orientation is found in separate regions of spots. The greatest rotation has been observed inside umbrae, but it needs more detailed measurements to be reliable. The change of transversal field orientation is the most pronounced going from the deepest $\lambda 4808$ line to the $\lambda 5250$ and $\lambda 6103$ lines, and further to the H_{α} line; the emergent radiation in the $\lambda 5250$ line is apparently formed in the uppermost layers of spots.

Observations of the H_{\perp} -field rotation in spots of the North and South polarities don't contradict the dependence of the sense of rotation upon the field polarity, which follows from the Zeeman-effect theory with the anomalous dispersion taken into account (Beckers, [7]).

Высокой неоднородностью магнитного поля при наличии сильной поперечной составляющей H_{\perp} многие авторы объясняют появление π -компоненты магнитоактивных спектральных линий в ядрах пятен, находящихся вблизи диска Солнца. Наиболее интригующим в этом явлении оказалось наблюдаемое иногда (слабое) расщепление самой π -компоненты, противоположное по знаку основному эффекту Зеемана; на этот факт было впервые указано Северным [1—3], затем авторами [4, 5].

Первое объяснение было предложено также Северным [1]: аномальная дисперсия или магнитооптический эффект, возникающий при сильных флуктуациях магнитного поля, в частности при изменении ориентации поперечного поля с глубиной. Последующее теоретическое рассмотрение Рачковским [6] и Бекерсом [7] показало, что расщепление центральной компоненты действительно может быть вызвано вращением H_{\perp} (под этим здесь будет подразумеваться изменение ориентации H_{\perp} с глубиной). Если ход расщепления универсален, т. е. всегда противоположен по знаку ос-

повной картине расщепления (а в пользу этого говорят исследования [4, 8]), то для пятен N-полярности, согласно Бекерсу, должно наблюдаться положительное вращение (азимут H_{\perp} , отсчитываемый против часовой стрелки, растет с глубиной), а для S-полярности — отрицательное (ранее на возможность такой закономерности указывал Могилевский и др. [4]).

Понять такую зависимость вращения H_{\perp} от полярности поля трудно, поскольку следовало бы ожидать изменения направления вращения при переходе от N- к S-полусфере Солнца. Кроме того, в уравнениях Бекерса выражение, учитывающее аномальную дисперсию, нужно брать с обратным знаком [9, 10]; новые вычисления Витмана [10] показали, что обращение знака параметра Стокса V вблизи центра линии может иметь место и при однородном поле. К этому добавим, что недавно Григорьев и Кац [41] наблюдали случай, когда для пятна N-полярности знак расщепления π -компоненты совпадал с основным эффектом, а для S-пятна был ему противоположен. Если принять интерпретацию Бекерса, то направление вращения H_{\perp} должно быть одинаковым (по часовой стрелке) для обоих пятен. Пока это единственное наблюдение такого рода, и неясно, уникально ли оно для эффекта Зеемана в пятнах; к тому же оба пятна находились далеко от центра диска, где явление еще больше усложняется. Вообще надо отметить, что расщепление π -компоненты происходит весьма редко, и неизвестно, в каких именно пятнах оно наблюдается.

Говорят ли наблюдения в пользу того, что явление π -компоненты и ее расщепление действительно может быть связано с вращением поперечного поля? Каковы величина и направление вращения для разных пятен и имеется ли зависимость от полярности поля пятна? В какой-то мере ответ на эти вопросы можно получить из анализа записей поперечного поля, полученных с помощью магнитографа по линиям разной интенсивности.

1. Измерение H_{\perp} на разных уровнях в пятне

Впервые зависимость напряженности поля пятна от интенсивности линии была обнаружена Сент-Джоном [12] и детально обоснована Кингом [13]. В целом сильные линии показывают в пятнах более слабые поля и менее выраженный эффект Эвершеда; для слабых линий характерно обратное. Впоследствии на глубинный эффект обратил внимание Северный [3], нашедший расхождения между фотоэлектрическими записями поля, сделанными по двум спектральным линиям; он же установил факт вращения поперечного поля с глубиной, которое может иногда составлять $\sim 80^{\circ}$ на расстоянии всего лишь ~ 100 км [14, 15]. Случаи сильного вращения H_{\perp} в пятнах были отмечены также в [16, 17]. Сам факт пересечения силовых линий поля, расположенных на разных уровнях, согласуется с иногда наблюдаемым пересечением волокон полутени, а также тех волокон, которые проникли далеко внутрь тени [18].

Крымский магнитограф позволяет измерять сигналы линейной зеемановской поляризации $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ одновременно, путем двух последовательных сканирований активной области, но зато сразу в двух линиях или одновременно, но лишь в одной линии. Азимут преимущественной поляризации χ определяется соотношением $\operatorname{tg} 2\chi = \delta_{\perp 1}/\delta_{\perp 2}$ с учетом знаков $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$. Здесь нас будут интересовать в основном направления H_{\perp} , поэтому, учитывая неудовлетворительное состояние калибровки фотоэлектрических измерений в пятнах, мы не ставим задачу количественного анализа напряженностей H_{\perp} . В отдельных случаях мы будем лишь качественно анализировать распределение δ_{\perp} , принимая величину δ_{\perp} за некоторую меру напряженности поперечного поля.

Вопрос о правомерности соотнесения величинам δ_{\perp} поперечного магнитного поля рассматривался в исследовании Северного [14], где был установлен факт вращения плоскости поляризации с расстоянием от центра линии. Явление обусловлено неоднородностью поля по глубине, и при

сильном изменении азимута χ с глубиной вращение внутри линии может достигать 90° . При однородном поле вращение вызывается аномальной дисперсией, поэтому возникает сомнение, правильна ли интерпретация азимута χ как направления магнитной силовой линии.

Однако Рачковским [6] и Бекерсом [7] показано, что влиянием аномальной дисперсии на измерения χ по крыльям линии можно пренебречь; при обычной установке выходных щелей магнитографа ошибки в определении H , γ не превышают 10—20%, а в определении χ они меньше 20° . Тем не менее в силу существенного влияния на сигналы магнитографа асимметрии линии (этот эффект обсуждался в [15]) для измерений H_\perp на разных глубинах лучше пользоваться линиями разной интенсивности, чем различными участками контура одной и той же линии. Имеется и другое обстоятельство, делающее более целесообразным использование линий разной силы: при больших полях возникают существенные различия средних глубин формирования поляризованных компонент излучения $I + Q$, $I - Q$, которые определяют сигналы магнитографа [19]. К тому же оказывается [15], что эффект вращения там, где он есть, одинаково проявляется как по измерениям на разных расстояниях от центра линии, так и по линиям разной интенсивности (что лишнее раз свидетельствует о реальности эффекта вращения H_\perp с глубиной).

Ошибки в измерении H_\perp , вызванные инструментальными причинами, будут рассмотрены в разделе 3.

2. Наблюдения

В целях подробного изучения эффекта вращения H_\perp нами были просмотрены все записи полного магнитного вектора, полученные в 1966—1969 гг. с помощью крымского магнитографа одновременно в двух спектральных линиях. Выбирались наиболее качественные записи, относящиеся к большим пятнам, наблюдавшимся недалеко от центра диска Солнца при хороших изображениях. Среди отобранных восьми записей поперечного поля пять относятся к пятнам S- и три — N-полярности; две записи уже были использованы ранее [16, 20].

Измерения H_\perp были сделаны в четырех линиях: $\lambda 4808$ и $\lambda 5250$ Fe I, $\lambda 6103$ Ca I и H_α . Все линии, кроме H_α , имеют триплетный характер расщепления; основные данные этих линий приведены в табл. 1, где g — фактор Ландэ, R — роуландовская интенсивность, $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии до краев выходных щелей магнитографа, h — эффективная высота образования линии в том участке контура, где измеряется магнитное поле (эти высоты для $\lambda 4808$, $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ были вычислены в [21]; для H_α нами принято $h \sim 2000$ км). По этим высотам линии расположены в таком порядке: $\lambda 4808$ (самый нижний уровень) — $\lambda 5250$ — $\lambda 6103$ — H_α . Заметим, однако, что излучение линии формируется в широком диапазоне оптических глубин, поэтому уровень образования линии — понятие весьма неопределенное (см., например, [19]); в пятне глубины образования вообще могут сильно отличаться от рассчитанных для фотосферы.

Таблица 1

Линия, Å	g	$g\lambda^2$	R		$\Delta\lambda$, мÅ	h , км
			☉	пятно		
4808,2	4/3	31	0	1	31—80	—4
5250,2	3	83	2	3	28—90	6
6102,7	2	74	9	25	42—139	168
H_α	1,05	45			250—500	~2000

Таблица 2

Дата	Номер пятна	Полярность	θ , град	λ , Å	T	Сигнал
17.X 1966 г.	160	S	7	4808—6103	11.02—11.25 11.30—11.52	$\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
11.XI	179	S	22	5250—6103	10.57—11.16 11.22—11.40	$\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
29.IV 1967 г.	145	N	15	5250—6103	6.10—6.30 6.35—7.00	$\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
11.VIII	268	N, S	30	5250—6103	10.10—10.40 10.48—11.15	$\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
15.VIII	275	N	67	5250— H_{α} 6103 4808	6.50—7.05 7.15—7.30 11.45—12.00 12.05—12.20 14.40—15.00 15.05—15.20	$\delta_{\perp 2}$ $\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$ $\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
13.IX	310	S	14	5250—6103 4808— H_{α}	7.50—8.50 8.58—9.36 11.33—11.45 11.50—12.05	$\delta_{\perp 2}$ $\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
20.VI 1969 г.	215	S	13	5250— H_{α}	6.13—6.35 6.42—7.05	$\delta_{\perp 1}$ $\delta_{\perp 2}$
26.X	382	S	8	5250 6103 4808	6.00—6.57 7.25—7.57 8.23—8.54	$\delta_{\parallel, \perp 1, 2}$ $\delta_{\parallel, \perp 1, 2}$ $\delta_{\parallel, \perp 1, 2}$

Большинство записей были получены сразу по двум линиям, однако сами сигналы $\delta_{\perp 1,2}$ регистрировались одновременно путем двух последовательных сканирований пятна. Записи в пятне 310 (нумерация по «Солнечным данным») сделаны попарно в четырех линиях: $\lambda 5250$ — $\lambda 6103$ и $\lambda 4808$ — H_{α} , в пятне 382 — последовательно в трех линиях: $\lambda 5250$, $\lambda 6103$ и $\lambda 4808$ — в схеме магнитографа для одновременной регистрации $\delta_{\parallel, \perp 1,2}$; это было большое пятно неправильной формы с несколькими ядрами в общей полутени. Пятно 275 находилось недалеко от лимба, поэтому записи поля в нем (сделанные по линиям $\lambda 5250$ — H_{α} , $\lambda 6103$, $\lambda 4808$) интересны для выяснения общей конфигурации магнитного поля, наблюдаемого под большим углом ($\theta = 67^\circ$) к оси пятна. Все записи относятся к лидерам групп пятен, делались они с разрешением $9",2 \times 2",5$. Данные о наблюдательном материале содержатся в табл. 2, где θ — гелиоцентрический угол, T — время записи магнитного поля (по UT).

3. Ошибки в измерении H_{\perp} в пятнах

Влияние на измерения магнитного поля трех основных источников погрешностей: 1) систематической погрешности магнитографа КАО (расцентрирование линии относительно выходных щелей магнитографа при измерении H_{\perp}); 2) инструментальной поляризации; 3) рассеянного света от полутени пятна и фотосферы — рассмотрено нами в [22]. Поскольку в полутени пятен угол γ (наклон вектора поля к лучу зрения), как правило, больше 45° , то эффект расцентрирования существен лишь в тени пятна, где $\gamma < 45^\circ$ и $H_{\parallel} \geq 1500$ гс ($\lambda 5250$). Для линий $\lambda 4808$ и $\lambda 6103$ при

выбранной установке выходных щелей ошибки в измерении H_{\perp} значительны лишь при $H_{\parallel} > 3800$ и 2500 гс соответственно.

Инструментальная поляризация, возникающая при отражении света от зеркала телескопа, компенсируется стопой плоскопараллельных стеклянных пластинок; при симметричном (относительно фотометра) расположении линии инструментальная поляризация на измерения H_{\perp} практически не влияет. Асимметрия линии, вызванная частичной трансформацией круговой поляризации в линейную, дает некоторое расцентрирование линии, однако этот эффект пренебрежим по сравнению с систематической погрешностью.

Подавляющая часть рассеянного света в больших пятнах идет от фотосферы и потому не имеет существенной (для измерений сильных полей в пятнах) зеэмановской поляризации спектральных линий. Этот рассеянный свет сказывается лишь на величинах сигналов δ_{\parallel} , δ_{\perp} , но не влияет на азимут H_{\perp} , поскольку тот определяется отношением $\delta_{\perp 1}/\delta_{\perp 2}$.

Для ядер размером $\lesssim 10''$ наиболее существенным источником постоянного света является замывание, рассеивающее внутрь ядра поляризованное излучение от полутени; в силу этого измерения вектора поля в таких ядрах (принимая во внимание постоянное замывания, составляющую обычно $\sim 5''$, и разрешение $9,2 \times 2,5$) не могут считаться достоверными.

Поляризация рассеянного света на башенном солнечном телескопе тщательно исследовалась Северным [14] при рассмотрении эффекта вращения плоскости поляризации с изменением расстояния от центра линии. Было обнаружено, что «немагнитная» поляризация, связанная с рассеянным светом, максимальна вблизи краев диска и составляет $\sim 10^{-4}$; она может быть всюду, где имеется сильный перепад яркости в плоскости изображения, например в пятнах. Однако для измерения сильных (≥ 1000 гс) поперечных полей она несущественна; эффект может сказаться на определении азимута χ и H_{\perp} лишь в очень малом участке тени с почти вертикальным полем, где напряженность $H_{\perp} \lesssim 200$ гс, но это уже находится на пределе чувствительности магнитографа при измерениях поперечных полей.

Далее следует особо остановиться на ошибках, связанных с возможными временными изменениями поля и пространственным согласованием магнитограмм, полученных неодновременно.

А. Б. Северным [14, 15] влияние временных изменений учитывалось путем повторных записей поля в одной и той же линии; было указано на реальность быстрых изменений угла χ в некоторых случаях (например, во время вспышки в отдельных местах группы может происходить вращение H_{\perp} , достигающее 90°). Тем не менее оказалось, что в большинстве случаев вращение с глубиной наблюдается там, где временной эффект (за время $\sim 1^h$) отсутствует или очень слаб. В одной сложной группе, давшей несколько сильных вспышек, последовательные записи δ_{\perp} были получены с интервалом 4^h , тем не менее было отмечено лишь слабое вращение H_{\perp} со временем [15].

Нами повторение записей не производилось, но влияние разновременности для ряда пятен практически устранялось тем, что наблюдения, в отличие от [14, 15], выполнялись сразу по двум линиям. От остающейся разновременности записей $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ ($\sim 20^m - 60^m$) трудно ожидать сколько-нибудь существенного эффекта, тем более что все группы пятен не отличались сильной вспышечной активностью. Тем не менее нужно иметь в виду, что временные изменения поля все же могут сказаться при сравнении последовательных записей в четырех линиях (попарно) для пятен 310 (интервал времени $\sim 3^h,6$) и 275 ($\sim 8^h$), а также записей в трех линиях для пятна 382 ($\sim 2^h,2$).

Совмещение магнитограмм нами производилось с помощью карт распределения яркости в пятне; яркость регистрировалась по непрерывному

спектру или по ядру линии одновременно с измерениями магнитного поля.

Карты магнитного поля, полученные с использованием двух решеток спектрографа (одновременно в двух линиях), могут быть смещены друг относительно друга на величину, достигающую иногда $3'',5$, хотя чаще всего сдвиг очень мал или равен нулю. Это происходит вследствие различного хода лучей в спектрографе для двух независимых каналов магнитографа, особенно при недостаточно хорошей фокусировке изображения на щели спектрографа, а также из-за некоторой разновременности включения и выключения лентопротяжных механизмов. Кроме того, при сопоставлении записей, полученных в разное время, следует учитывать возможность сдвига карты относительно выбранной системы координат (на экране гида) на величину до $5''$ вследствие некоторого изменения фокусировки изображения Солнца от записи к записи и неточности согласования основного и гидирующего изображений. Неучет этого факта может привести не только к ошибкам в определении составляющих магнитного поля, но также к фиктивному изменению положения характерных деталей магнитной структуры относительно выбранной системы отсчета, которые будут восприниматься как временные изменения. Например, отмеченные Куклиным [23] смещения нулевой линии продольного поля H_{\parallel} на величину ~ 5000 км от записи к записи, время между которыми составляло 1—2 час, могут быть объяснены неточностью совмещения карт H_{\parallel} . При совмещении, по-видимому, отсутствовал контроль за положением изофот пятна. Это подтверждается и тем фактом, что при отмеченных «колебаниях» нулевой линии с амплитудой ~ 5000 км форма линии почти не изменялась.

Для оценки возможных ошибок в определении угла χ из-за рассогласования карт одна из записей (пятно 268, $\lambda 5250$) была обработана при искусственном смещении карты $\delta_{\perp 2}$ относительно карты $\delta_{\perp 1}$ на $5''$ вдоль оси X (для пятна-спутника) и на $3'',5$ по оси Y (для лидера). На рис. 1 полученные направления δ'_{\perp} сопоставлены с направлениями δ_{\perp} , определенными без смещения карт $\delta_{\perp 2}$ относительно $\delta_{\perp 1}$. Видны существенные изменения ориентации H_{\perp} в некоторых точках пятен, достигающие 70° . Для большого пятна изменения велики лишь в тени, причем в местах наименьших δ_{\perp} , там, где наблюдается сильный градиент напряженности поперечного поля; в этих участках измерения по $\lambda 5250$ вообще могут быть ошибочными вследствие систематической погрешности магнитографа. Однако в подавляющем большинстве точек почти нет никакого различия между азимутами δ'_{\perp} и δ_{\perp} ; «вращение», достигающее 34° в южной части меньшего пятна, вызвано большой величиной ($5''$) сдвига по оси X для этого пятна.

Ошибка совмещения карт не превышает, как правило, 1—2'', что соответствует точности гидирования и меньше применяемого разрешения. Но в отдельных случаях контроль по картам яркости не гарантирует точности лучше, чем $3''$, из-за нерегулярного характера изофот пятна и влияния магнитного поля на яркость в ядре линии. В некоторых участках магнитограмм между сигналами $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$, полученными разновременно, может быть дополнительное рассогласование, обусловленное медленными движениями самого изображения во время сканирования; оно не компенсируется совмещением карт яркости как целого, однако оно мало по сравнению с разрешением $9'',2 \times 2'',5$.

Суммируя, можно утверждать, что использование карт яркости сводит ошибки совмещения к минимуму. Возможное при этом рассогласование ($\lesssim 2''$) в подавляющем числе точек пятна не сказывается на определении угла χ . Однако следует иметь в виду, что в тени пятна при слабых H_{\perp} , там, где имеется сильный градиент δ_{\perp} , все же возможен ложный эффект вращения, составляющий 45 — 90° при ошибке рассогласования всего лишь $\sim 3''$. Зверевой и Северным [24] на основе сравнения записей

полю, полученных одновременно в одной и той же линии на двух фотометрах, было показано, что случайные ошибки в определении угла χ могут составлять 10—15°; в 7—8% случаев они могут превышать 30—40°.

4. Поперечное поле пятен на разных глубинах

На всех картах, приводимых здесь, север находится сверху, запад — справа, ось X направлена вдоль суточной параллели. Масштаб — в одном делении 13",4. Жирными линиями обозначены контуры тени и полутени пятна.

На рис. 2 сопоставлены направления H_{\perp} в пятне 310 по измерениям в разных линиях; жирными черточками указаны направления H_{\perp} на более глубоком уровне. Линейная земановская поляризация в H_{α} , как было показано [17], может быть зарегистрирована с помощью магнитографа, если $H_{\perp} \geq 1000$ гс; однако вследствие сильного изменения контура H_{α} в пятне достоверны, по-видимому, лишь измерения углов χ , но не величин δ_{\perp} .

Магнитное поле имеет хорошо выраженную вихревую структуру в западной и южной частях пятна (закрученность по часовой стрелке). Обращают на себя внимание резкие повороты ($\geq 90^{\circ}$) векторов H_{\perp} на расстоянии $\sim 3''$, что отмечалось ранее Северным [15] (тонкая структура эффекта вращения).

При переходе от уровня образования линии $\lambda 5250$ к наиболее глубокому уровню $\lambda 4808$ (рис. 2, а) в отдельных местах полутени наблюдается вращение H_{\perp} , достигающее 20—45°, особенно в N- и S-частях полутени. Участки с сильным вращением имеются также в фотосфере вблизи пятна. В точке с координатами (3, 2) сильное вращение $\sim 80^{\circ}$, по-видимому, реальное, так как его трудно объяснить инструментальными причинами, изложенными в разделе 3. Однако те же причины ставят под сомнение достоверность вращения, достигающего 90°, в тени пятна; тень состояла из трех ядер общей протяженностью $\sim 15''$, поэтому на измерения в ней могли сильно повлиять рассеянный свет от полутени и низкое разрешение. Важно отметить, что в пятне имеются области как с отрицательным (по часовой стрелке), так и положительным вращением H_{\perp} . На существование в пятнах участков с вращением разного знака, а также на сильный эффект вращения в отдельных местах около пятен указывалось ранее Северным [14, 15].

На рис. 2, б ($\lambda 6103$ — $\lambda 5250$) эффект выражен гораздо слабее. Правда, и здесь наблюдается вращение, достигающее 73° в тени пятна, однако оно может быть отнесено на счет инструментальных причин. (Кажется странным, что вращение обычно наблюдается лишь в небольшом участке тени; это может говорить о реальном, солнечном происхождении вращения H_{\perp} .) В полутени вращение не превышает 28°, причем в большинстве точек эффект отсутствует совсем (вращение, не превышающее $\sim 15^{\circ}$, может быть обусловлено аномальной дисперсией или случайными ошибками).

Рис. 2, в дает сравнение азимутов H_{\perp} по измерениям в линиях H_{α} и $\lambda 6103$. В центральной области пятна различие достигает 90°, однако оно может быть инструментального происхождения. Тем не менее общая картина векторов H_{\perp} говорит о реальности вращения (до 45°) в полутени, причем в ее северной части направление вращения совпадает с направлением в глубоких слоях $\lambda 5250$ — $\lambda 4808$, но в южной части эффекты имеют разный знак.

Общий характер вращения H_{\perp} с глубиной в этом пятне поясняется рис. 3, где нанесены значения $\Delta\chi = \chi(\lambda_i) - \chi(4808)$ для разных спектральных линий. Видно, что наибольший эффект имеет место при переходе от глубоко образующейся линии $\lambda 4808$ к $\lambda 6103$ — $\lambda 5250$ и далее к уровню H_{α} ; между $\lambda 6103$ и $\lambda 5250$ различия азимутов H_{\perp} в большинстве

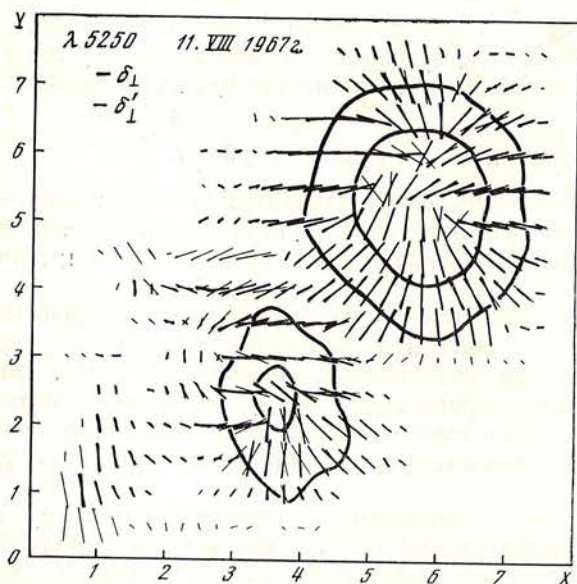


Рис. 1. Изменение ориентации H_{\perp} при смещении карты $\delta_{\perp 2}$ относительно карты $\delta_{\perp 1}$
Жирной линией указаны контуры тени и полутени пятен

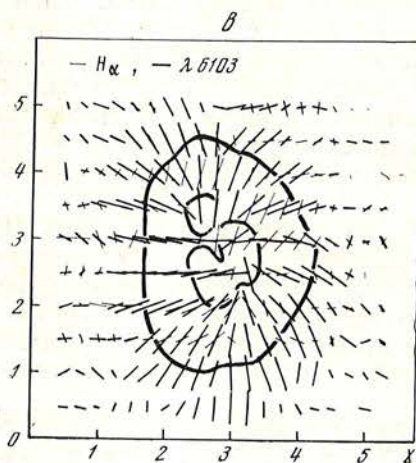
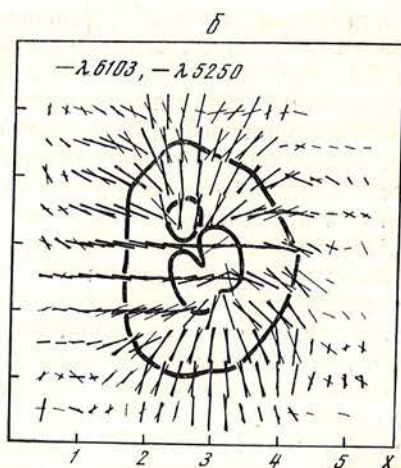
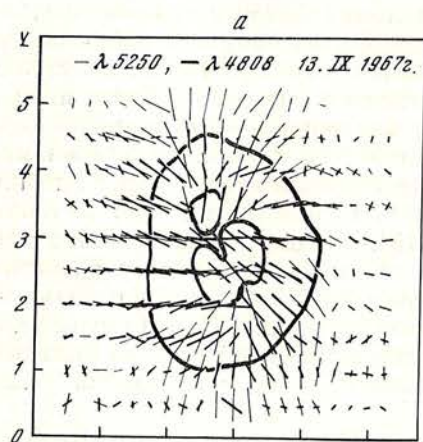


Рис. 2. Сопоставление направлений поперечного поля для пятна 310 по измерениям в линиях $\lambda 4808 - \lambda 5250$ (а), $\lambda 5250 - \lambda 6103$ (б) и $\lambda 6103 - \text{H}_{\alpha}$ (а)

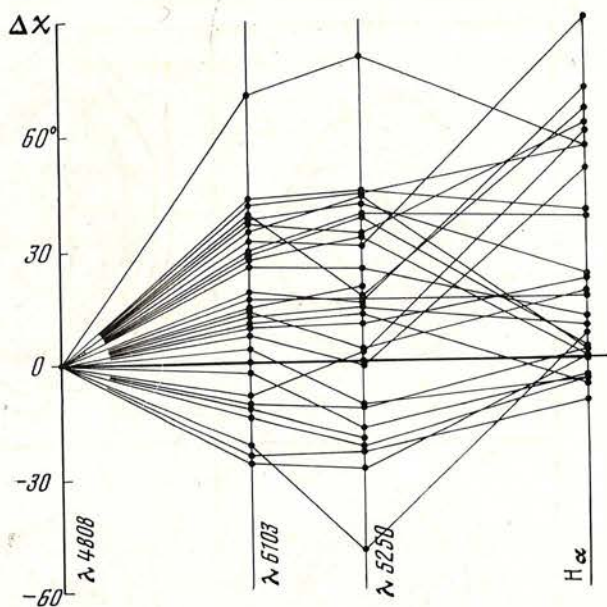


Рис. 3. Значения $\Delta\chi = \chi(\lambda_i) - \chi(4808)$ для разных спектральных линий (пятно 310)

случаев (80%) не превосходит 10° . Интересно отметить, что отрицательное вращение преобладает, что, вообще говоря, согласуется с упомянутой выше закономерностью, следующей из анализа аномальной дисперсии для пятна S-полярности.

Изменение конфигурации распределения величин δ_\perp в пятне при переходе от одной линии к другой показано на рис. 4. Здесь надо отметить одну деталь, повторяющуюся на всех четырех картах: расположение максимальных напряженностей в одном и том же (восточном) участке полутени. В этой области (также на всех картах рис. 2) отсутствует эффект вращения H_\perp . Наиболее сильно изменяется распределение δ_\perp при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ и от $\lambda 6103$ к H_α . В частности, область больших δ_\perp к западу от ядра на карте $\lambda 4808$ очень слабо выделяется на картах $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ и полностью отсутствует на уровне H_α . Записи поля были получены за время $\sim 4^h$, и некоторых изменений, вообще говоря, можно ожидать из-за неодновременности наблюдений. Но столь коренные различия между распределениями δ_\perp в разных линиях вряд ли возможны за такой временной интервал; они должны быть в основном приписаны эффекту глубины.

По измерениям в линиях $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ карты δ_\perp качественно подобны друг другу. Если учесть и тот факт, что вращение H_\perp при переходе от $\lambda 6103$ к $\lambda 5250$ также весьма слабо выражено (по отношению к вращению $\lambda 5250 - \lambda 4808$), то следует сделать вывод, что глубины образования этих линий в пятне мало различаются по сравнению с разницей в глубинах между $\lambda 4808$ и $\lambda 5250$; это противоречит тому, что вытекает из расчетных глубин образования для фотосферы (табл. 1). В связи с этим интересно отметить, что профиль $\lambda 5250$, согласно [25], формируется в самых поверхностных ($\tau_0 < 0,01$) слоях пятна, которые вообще не включаются в существующие модели пятен. Отметим также, что в исследовании Северного [15] эффект вращения (для униполярных областей) при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ был гораздо больше, нежели при переходе от $\lambda 5250$ к $\lambda 5302$.

Таким образом, для исследования эффектов, связанных с глубиной в пятнах, наиболее удобна глубоко образующаяся линия $\lambda 4808$, а не $\lambda 5250$, уровень образования которой, по-видимому, расположен недалеко от $\lambda 6103$ и гораздо выше уровня $\lambda 4808$. Вообще, надо заметить, что из анализа эффекта вращения H_\perp (рис. 2 и 3) и распределений δ_\perp (рис. 4) нельзя однозначно решить, излучение внутри какой линии, $\lambda 6103$ или $\lambda 5250$, образуется в более глубоких слоях пятна.

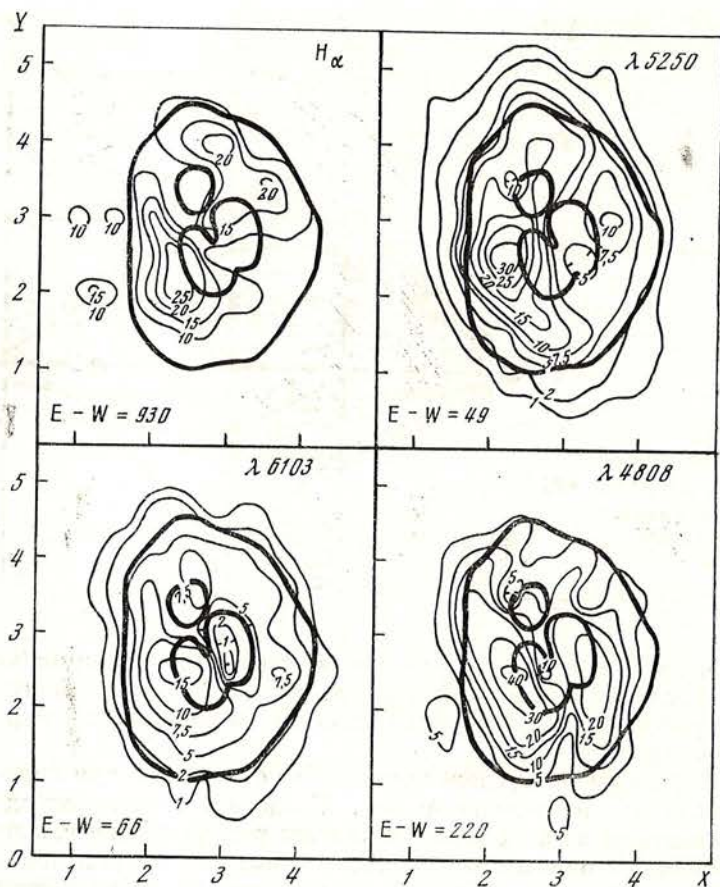


Рис. 4. Распределение δ_{\perp} в пятне 310 по измерениям в четырех линиях. Калибровочный сигнал определяется величиной $E - W$

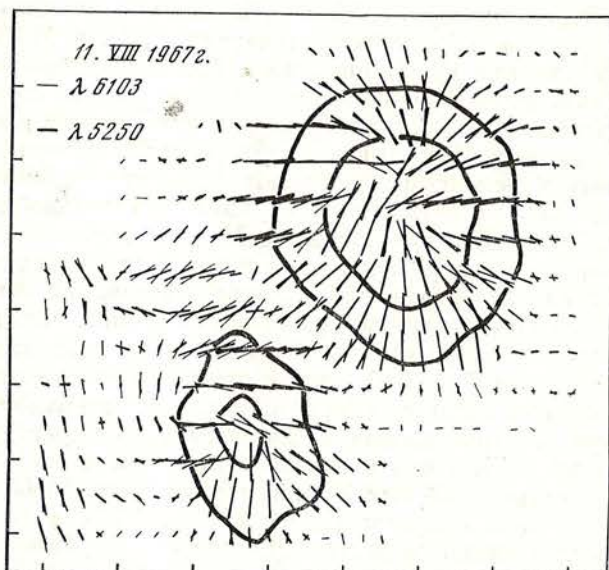


Рис. 5. Направления поперечного поля в группе № 268

Изложенное подтверждается рис. 5, на котором сопоставлены измерения направлений поперечного поля по линиям $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ в группе № 268, состоявшей из лидера N-полярности и спутника S-полярности.

Хорошо видно, что магнитные силовые линии, выходящие из лидера, закручиваются вокруг спутника и «втягиваются» в него, показывая сильную азимутальную составляющую поля. В основном пятне «скрученность» поля четко выделяется лишь в NE-квадранте пятна.

Тень лидера имела диаметр $26''$, поэтому на измерениях в ней несущественно сказывался рассеянный свет от полутени; основные ошибки в тени, особенно по $\lambda 5250$, связаны с систематической погрешностью магнитографа. Вращение H_{\perp} в этом пятне не превосходит 30° , и только в одной точке $\Delta\chi = 45^{\circ}$; неясно, обусловлено ли оно инструментальными причинами или является реальным эффектом глубины. В большинстве точек тени и полутени вращение отсутствует. Зато вполне реально значительный эффект вращения в фотосфере к востоку от лидера; здесь не может играть роли ни одна из причин, указанных в разделе 3, а также аномальная дисперсия, поскольку поле здесь относительно слабое. В этой области вращение достигает $30-50^{\circ}$. Заметное вращение в N- и E- частях полутени спутника связано, по-видимому, с сильной вихревой составляющей поля. Знак преимущественного вращения H_{\perp} для лидера (N-поле) определить трудно, в спутнике же (S-поле) вращение отрицательное.

Слабый эффект глубины характерен для распределений напряженности поперечного поля (точнее, величин δ_{\perp}) на этих двух уровнях (рис. 6). Существенные различия имеются лишь в тени лидера, в области наименьших δ_{\perp} , однако они могут быть инструментального характера.

Другой пример слабо выраженного эффекта вращения — рис. 7 и 8, которые показывают распределения поперечного поля в пятне 145 по одновременным измерениям в линиях $\lambda 6103$ и $\lambda 5250$. В полутени разность $\Delta\chi$ не превышает 25° , в большинстве точек эффект вообще отсутствует или очень мал. Интересно отметить, что в пятне вращение (если считать его реальным) в основном положительное, что и следовало ожидать для пятна N-полярности. В целом картина магнитных силовых линий обнаруживает ярко выраженную вихревую структуру. Вблизи пятна находился слабый спутник той же полярности; хорошо видно, как силовые линии, выходящие из лидера, расходятся при приближении к нему. С этим связано, видимо, заметное вращение H_{\perp} в области между пятнами.

Интересный пример записи поперечного поля по трем спектральным линиям — рис. 9, относящийся к группе № 382. Лидером было большое пятно, состоявшее из нескольких ядер, охваченных общей протяженной полутенью. Магнитное поле было записано в схеме магнитографа для одно-временной регистрации δ_{\parallel} , $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ последовательно по трем линиям: $\lambda 5250$, $\lambda 6103$ и $\lambda 4808$.

Заметный эффект вращения наблюдается лишь в некоторых участках пятна (а также вблизи пятна); в основном силовые линии поля взаимно параллельны на всех трех уровнях.

В отдельных местах пятна (и возле него) вращение при переходе от одной линии к другой составляет $45^{\circ} - 90^{\circ}$; оно вполне реально, поскольку наблюдается в обширных участках полутени, а не только в ядрах. В табл. 3 приведены знаки вращения H_{\perp} с глубиной по измерениям в линиях $\lambda 6103 - \lambda 5250$ и $\lambda 5250 - \lambda 4808$ в тех участках (исключая ядра), в которых эффект наиболее заметен и присутствует на обеих картах (эти места отмечены буквами A — L на рис. 9). Удивительным оказалось то обстоятельство, что в большинстве участков вращение происходит в противоположных направлениях. Самым простым и вероятным объяснением может быть неправильно принятый порядок следования глубин образования этих линий; однако ошибки в определении угла χ , связанные с неодновременностью записей поля, систематической погрешностью и возможным влиянием аномальной дисперсии, делают такое заключение преждевременным. Что

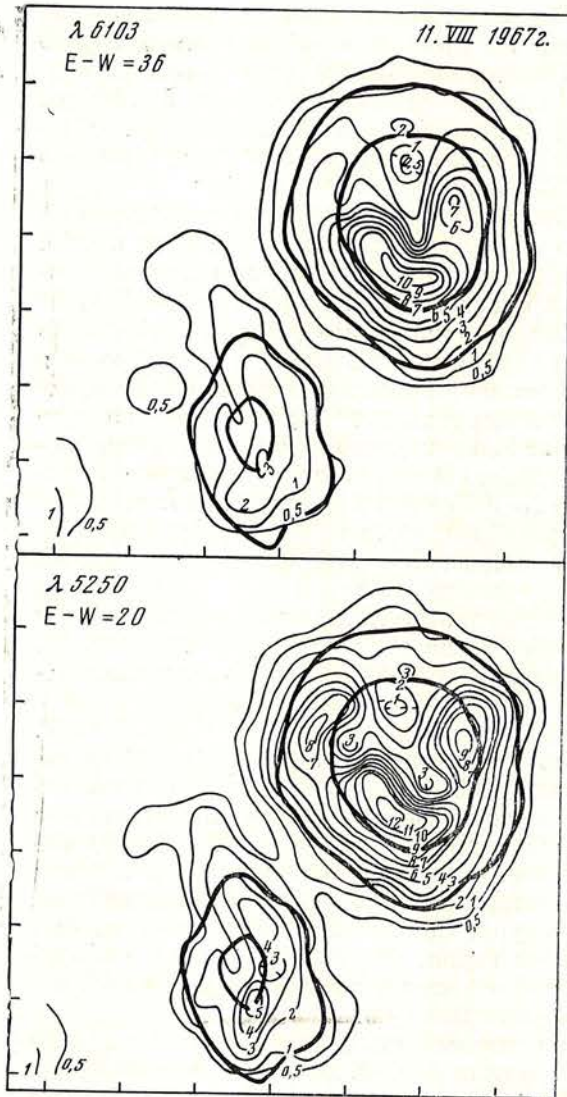
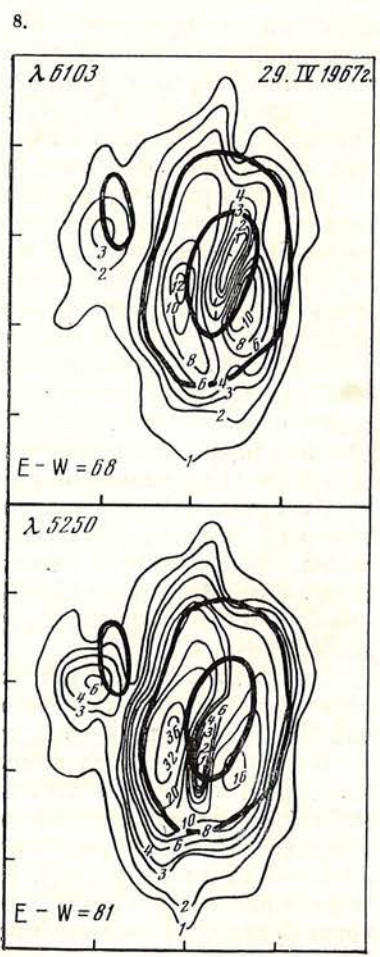
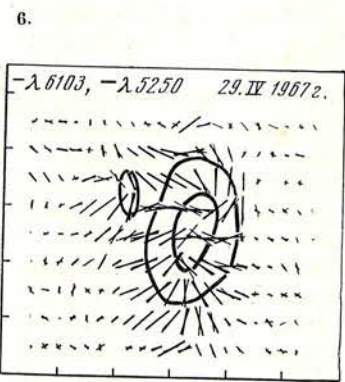


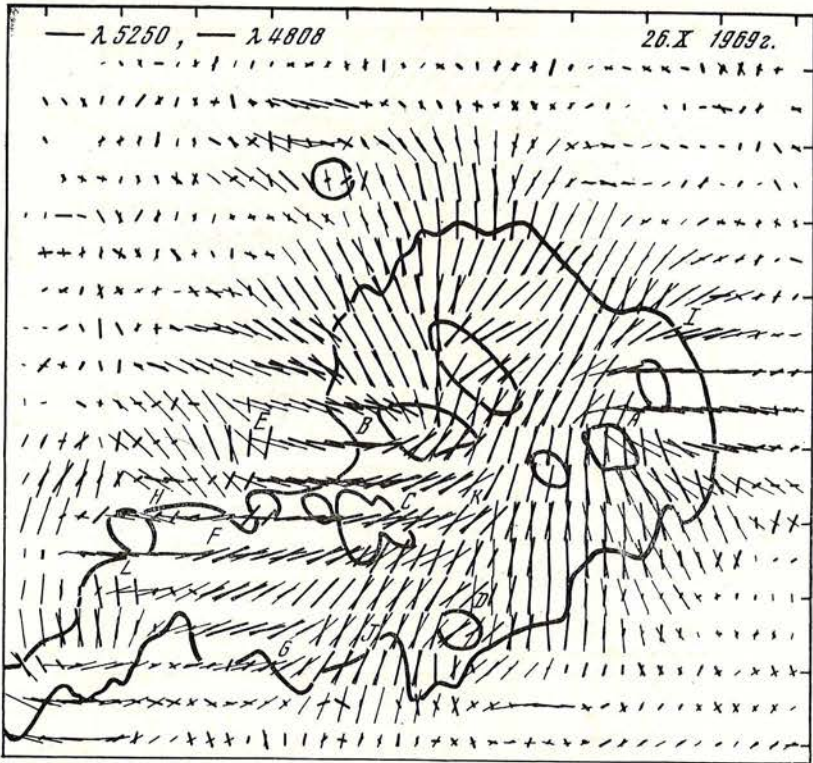
Рис. 6. Карты распределений δ_{\perp} в группе № 268

Рис. 7. Ход магнитных силовых линий в пятне 145 по измерениям в двух линиях

Рис. 8. Распределения величин δ_{\perp} в пятне 145 по измерениям в двух линиях



a



б

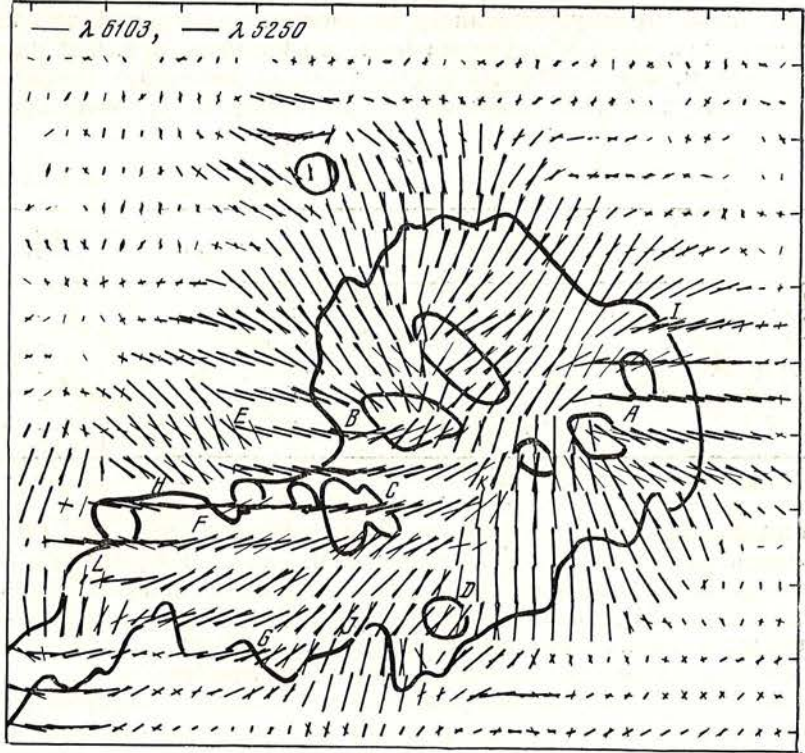


Рис. 9. Сопоставление направлений поперечного поля для пятна 382 по измерениям: в линиях $\lambda 5250 - \lambda 4808$ (а) и $\lambda 6103 - \lambda 5250$ (б)

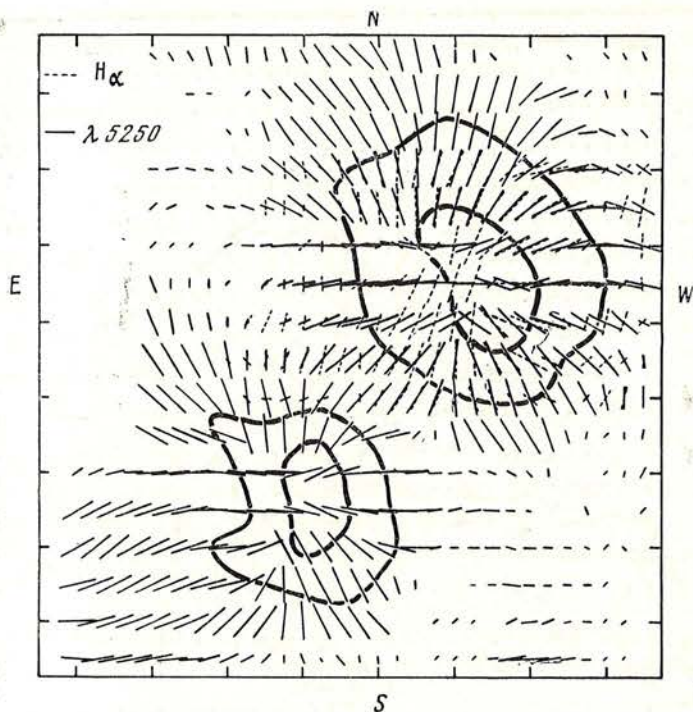


Рис. 10. Поперечное поле в группе № 215

касается знака преимущественного вращения, то ситуация здесь неясна вследствие сложной конфигурации поля и взаимного влияния ядер. Наконец, отметим, что в областях взаимодействия магнитных полюсов, как отмечено Северным [15], знак вращения вообще может меняться с глубиной.

Таблица 3

Участок пятна	$\lambda 6103 - \lambda 5250$	$\lambda 5250 - \lambda 4808$	Участок пятна	$\lambda 6103 - \lambda 5250$	$\lambda 5250 - \lambda 4808$
К северу от ядра A	—	+	Участок F	—	+
К западу от ядра A	—	—	Участок G	—	+
К западу от ядра C	—	+	Участок J	—	+
К северу от ядра D	+	—	Участок K	+	+
Участок E	+	—	Участок L	—	+

Магнитное поле группы № 215 по измерениям в линиях $\lambda 5250$ и H_{α} исследовалось ранее [22]; карта поперечного поля показана на рис. 10 (H_{\perp} по H_{α} было зарегистрировано только в области лидера). Эффект вращения достигает 74° , причем снова отметим, что в большинстве точек, показывающих вращение, оно происходит по часовой стрелке в соответствии с тем, что говорилось во введении (пятно S-полярности).

Пятна 160 и 179 изучались нами ранее [16, 20]; в некоторых участках этих пятен, имевших поле S-полярности, наблюдалось сильное, $45-90^{\circ}$, вращение H_{\perp} с глубиной, причем также преимущественно отрицательное. Интересно, что по наблюдениям в Анакапри [5] в пятне 160 π -компонента линии $\lambda 5250$ показывала большое (около 600 μ) расщепление, противоположное основному зееман-эффекту. Вероятным объяснением может быть

сильное (до 90°) отрицательное вращение H_\perp , охватывавшее почти всю тень пятна.

Особый интерес с точки зрения выяснения хода силовых линий поля с высотой представляет следующий случай большого униполярного пятна, наблюдавшегося недалеко от края солнечного диска ($\sin \theta = 0,92$).

5. Пятно вблизи края диска Солнца

В пятне 275 вектор поля измерялся последовательно в линиях $\lambda 5250$, H_α , $\lambda 6103$ и $\lambda 4808$. При сопоставлении измерений нужно иметь в виду, во-первых, возможные временные изменения поля (интервал времени между первой и последней записями составляет $\sim 8^h$) и, во-вторых, значительное (в 2,5 раза) ухудшение разрешения на краю ($\theta = 67^\circ$). Тем не менее и в данном случае, как показывает рассмотрение рис. 11, можно сделать некоторые выводы, подтверждающие изложенное.

Переходя от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ (рис. 11, а), во многих участках пятна можно видеть изменение ориентации H_\perp , достигающее 90° . (Интересно отметить, что в SW-части полутени магнитные силовые линии идут почти по поверхности пятна, причем здесь поле сильнее «прижато» к поверхности на глубоком уровне $\lambda 4808$, чем на уровне $\lambda 5250$.) Снова обратим внимание на тот факт, что в этом пятне (N-полярности) преобладает положительный эффект вращения H_\perp (по измерениям в линиях $\lambda 5250$ и $\lambda 4808$).

В тех же участках пятна, что и на рис. 11, а, наблюдается почти столь же сильное вращение и при переходе от $\lambda 6103$ к $\lambda 5250$, но в обратном на-

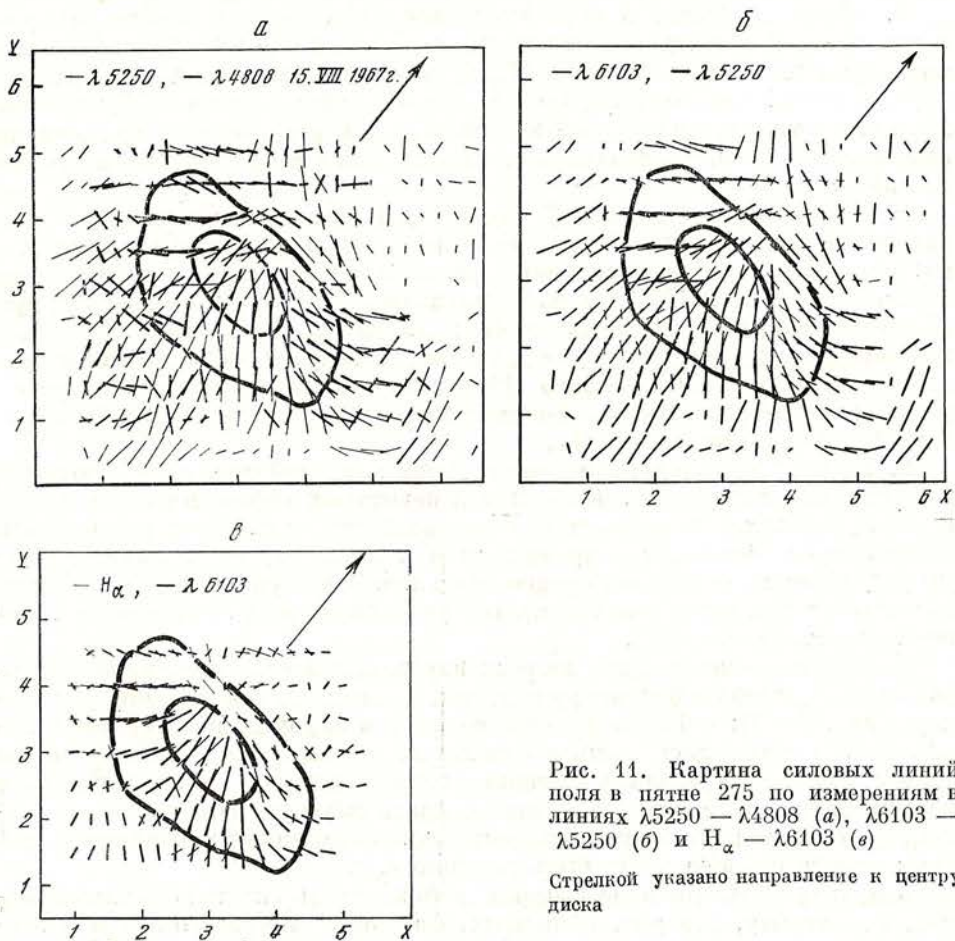


Рис. 11. Картина силовых линий поля в пятне 275 по измерениям в линиях $\lambda 5250 - \lambda 4808$ (а), $\lambda 6103 - \lambda 5250$ (б) и $H_\alpha - \lambda 6103$ (в)

Стрелкой указано направление к центру диска

правлении (рис. 11, б); последнее обстоятельство может быть связано как с эффектом глубины (например, линия $\lambda 5250$ образуется выше, чем $\lambda 6103$, при наблюдении под углом $\theta = 67^\circ$ к поверхности пятна), так и с разновременностью записей поля (с изменением ориентации поля со временем).

Заметное вращение H_{\perp} обнаруживается и на рис. 11, в ($H_{\alpha} - \lambda 6103$), однако нельзя сказать что-либо о направлении преимущественного вращения.

Заключение

Рассмотрение эффекта вращения поперечного магнитного поля в пятнах по измерениям в разных спектральных линиях позволяет сделать следующие выводы.

1. В соответствии с результатами Северного [14, 15] при переходе от одной линии к другой в некоторых местах пятен наблюдается изменение ориентации H_{\perp} с глубиной, достигающее $45-90^\circ$; вращение охватывает иногда значительные области полутени с прилегающими к ней участками тени; оно наблюдается также в отдельных участках вблизи пятен.

2. Случаи наиболее сильного вращения ($\sim 90^\circ$) наблюдаются часто в ядрах пятен, однако доказательство их реальности требует исключения ряда инструментальных погрешностей (систематических и случайных) и улучшения пространственного разрешения.

3. Наибольшие изменения величины и ориентации H_{\perp} обнаруживаются при сравнении записей в линии $\lambda 4808$ с записями в более высоко образующихся линиях $\lambda 5250$, $\lambda 6103$, а также при переходе к уровню H_{α} .

4. Эффект вращения в ряде случаев весьма слабо проявляется при сравнении записей поля, сделанных по линиям $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$. Объяснение может состоять в том, что линия $\lambda 5250$, по-видимому, образуется в пятнах гораздо выше, чем $\lambda 4808$, и близко к уровню образования $\lambda 6103$; это расходится с расчетными глубинами образования в фотосфере, но подтверждает вывод [25] о том, что излучение в линии $\lambda 5250$ идет от самых верхних слоев пятна.

5. Изменение ориентации H_{\perp} с глубиной (для простых пятен) не противоречит зависимости между знаком вращения и полярностью поля пятна, которая следует из уравнений переноса в магнитном поле с учетом аномальной дисперсии [7]. Для всех пяти простых пятен S-полярности преобладало отрицательное вращение H_{\perp} ; для одного пятна N-полярности — положительное вращение, и для двух пятен с N-полем (одно из них вблизи лимба) знак преимущественного эффекта определить не удалось. Таким образом, явление расщепления π -компоненты действительно может быть связано с эффектом вращения H_{\perp} .

6. Во всех исследованных пятнах в той или иной степени наблюдается вращение H_{\perp} с глубиной, но лишь для некоторых эффект имеет один знак в обширной области пятна или охватывает все ядро. Если расщепление π -компоненты обусловлено вращением H_{\perp} , то это может объяснить, почему расщепление — довольно редкое явление. Здесь уместно также указать на связь расщепления π -компоненты с участками пятна, где имеется сильное поперечное поле [26].

Интересно отметить, что из всех изученных здесь пятен наиболее выраженную вихревую структуру поля показали два пятна наименьшего размера (рис. 5 и 7); у больших пятен некоторая закрученность силовых линий поля наблюдалась лишь в отдельных участках. Это обстоятельство делает весьма актуальным изучение горизонтального поля в наиболее мелких пятнах и порах, где можно ожидать сильную азимутальную компоненту поля; по-видимому, лишь достаточно скрученные магнитные структуры малого размера могут быть устойчивыми.

В пользу того, что поле в порах должно иметь сильную горизонтальную компоненту, говорит, во-первых, факт неустойчивости чисто вертикального поля и, во-вторых, с наблюдательной точки зрения — большое

различие между градиентом полного поля, найденным для пор Стешенко [27]: ≥ 4 гс/км, — и градиентом вертикального поля, полученным авторами [28]: $\sim 0,7$ гс/км. Однако, чтобы получить надежные измерения вектора поля как в порах, так и в ядрах пятен, необходимо достичь пространственного разрешения при наблюдениях с магнитографом не хуже, чем $1''$ — $2''$, и существенно уменьшить погрешности измерений.

Автор считает своим долгом поблагодарить академика А. Б. Северного и П. П. Добронравина за полезное обсуждение работы и ряд ценных замечаний.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, 36, 208.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1962, 39, 961.
3. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, 465.
4. E. I. Mogilevsky, L. B. Demkina, B. A. Ioshpa, V. N. Obridko. IAU Sympos., N 35, 1968, p. 215.
5. F.-L. Deubner, R. Liedler. Solar Phys., 1969, 7, 87.
6. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 148; 28, 259.
7. J. M. Beckers. Solar Phys., 1969, 9, 372.
8. Э. П. Сурков. Солнечные данные, 1969, № 5, 91.
9. J. Staude. Solar Phys., 1971, 18, 24.
10. A. Wittmann. Solar Phys., 1971, 20, 365.
11. V. M. Grigorjev, J. M. Katz. Solar Phys., 1972, 22, 119.
12. Ch. E. St. John. Astrophys. J., 1913, 38, 341.
13. R. B. King. Astrophys. J., 1934, 80, 136.
14. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 3.
16. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 67.
17. В. А. Котов. Астрон. ж., 1971, 48, 869.
18. D. Papathanasoglou. Solar Phys., 1971, 21, 113.
19. J. Staude. Solar Phys., 1972, 24, 255.
20. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 115.
21. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 317.
22. В. А. Котов. Канд. дисс. КАО, 1973.
23. Г. В. Ку克林. Солнечные данные, 1964, № 8, 45.
24. А. М. Зверева, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 97.
25. A. R. Dunn. Solar Phys., 1972, 26, 83.
26. В. А. Голубев, В. Ф. Чистяков. Астрон. цирк., 1971, № 638.
27. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 21.
28. A. M. Title, J. P. Andelin, Jr. IAU Sympos., N 43, 1971, p. 298.

МОДЕЛЬ ПЯТНА И ХРОМОСФЕРЫ НАД ПЯТНОМ С УЧЕТОМ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР

Э. А. Барановский

Получена модель солнечного пятна на основании изучения эквивалентных ширин слабых линий Sc I, Zr I, V I, Ti I, Ni I, Fe I и профилей сильных линий D_2 Na I, K Ca II, H_α . Эквивалентные ширины и контуры вычислены без предположения ЛТР в пятне. Согласно вычисленных и наблюдаемых эквивалентных ширин оказалось значительно лучше того, что обычно удается получить при вычислениях по формулам ЛТР. Получено, что в хромосфере на высоте 1000—2000 км имеется увеличение электронной плотности до $3 \cdot 10^{11}$ и резкое уменьшение общей плотности (от 10^{15} до $3 \cdot 10^{11}$). Имеется также резкое возрастание температуры (до 11 000°) на этой высоте.

A SUNSPOT MODEL, by E. A. Baranovsky. — A sunspot model is derived on the basis of the equivalent widths of the weak lines of Sc I, Zr I, V I, Ti I, Ni I, Fe I and profiles of the strong ones (D_2 Na I, K Ca II, H_α). The equivalent widths and the profiles are calculated according to the non-LTE theory of the formation of the lines. It is found that a non-LTE theory provides a much more better agreement between theoretical and observed equivalent widths, than it is possible to achieve with the calculations based on the LTE formulae. An increase of the electronic density up to $3 \cdot 10^{11}$ and a sudden decrease of the total density (from 10^{15} to $3 \cdot 10^{11}$) is found in the chromosphere at the height of 1000—2000 km. There is also an abrupt increase of the temperature (up to 11000°) at this height.

Для построения модели пятна все теоретические данные, в частности эквивалентные ширины и контуры линий, вычисляются обычно по формулам термодинамического равновесия. При этом оказывается [1,2], что согласование вычисленных и наблюдаемых величин представляет значительные трудности. Наибольшее расхождение между теорией и наблюдениями получается для эквивалентных ширин линий легкоионизуемых элементов — Sc, Zr, V, Ti, Na. Величина $W_{\text{выч}}/W_{\text{набл}}$ достигает 12 ($W_{\text{выч}}$, $W_{\text{набл}}$ — соответственно вычисленные и наблюдаемые эквивалентные ширины). Для улучшения согласия теории с наблюдениями автором была предложена гипотеза о дополнительном поглощении в непрерывном спектре [1]. С помощью этого предположения, действительно, достигалось лучшее согласие ($W_{\text{выч}}/W_{\text{набл}} = 3$), но при этом дополнительное поглощение в верхних слоях пятна в 50—100 раз превосходило поглощение отрицательных ионов водорода. Такая большая величина непрерывного поглощения неизвестной природы, по-видимому, не может быть реальной. Большое расхождение теории с наблюдениями для эквивалентных ширин слабых линий может быть вызвано другими причинами, в частности, тем, что в верхних слоях пятна не выполняются условия локального термодинамического равновесия (ЛТР).

Здесь мы вычисляем эквивалентные ширины и контуры линий без предположения о выполнимости ЛТР. Задача сводится к определению населенностей уровней, так как функция источников в линии выражается:

через число атомов

$$S_{ik} = \frac{j_v}{k_v} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i}, \quad (1)$$

(j_v , k_v — коэффициенты излучения и поглощения, g_i , g_k , n_i , n_k — соответственно статистические веса и населенности уровней i и k), а выходящая интенсивность в частоте ν равна

$$I_\nu = \int_0^\infty (S_{ik}\varphi_\nu + rB_H) e^{-\tau(\varphi_\nu + r)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}, \quad (2)$$

где B_H — функция источников для непрерывного излучения (мы полагаем ее равной функции Планка), $r = k_\nu/n_i\alpha_{ik}$ — отношение коэффициентов непрерывного и селективного поглощения, φ_ν — профиль коэффициента поглощения в линии ($\varphi_{\nu_0} = 1$), τ — оптическая глубина в центре линии, $\mu = \cos \theta$.

Для определения населенностей уровней мы решаем совместно уравнения стационарности и переноса. При этом предполагается полностью некогерентное рассеяние и независимость функции источников от частоты. Сечения ионизации и возбуждения вычислены по формулам из [3,4]. Вероятности переходов и силы осцилляторов взяты из [5]. Использован метод решения, описанный в [6]. Составление уравнений и применение метода [6] описаны нами подробнее в [7]. Все вычисления выполнены на ЭВМ «Минск-14».

Вычислены эквивалентные ширины линий Sc I, Zr I, V I, Ti I, Ni I, Fe I (10 линий) и контуры линий D_2 Na I, H_α и K Ca II. Для линий D_2 Na I и K Ca II принимается модель атома с двумя уровнями, для H_α — с тремя уровнями. Для атомов Sc, Zr, V, Ti, Ni, Fe используется модель с двумя уровнями для резонансных линий и с тремя или четырьмя уровнями для субординатных линий. Для атомов с тремя и четырьмя уровнями решение находится путем последовательных приближений (см. [7]), так что везде применяется техника вычислений, разработанная для атома с двумя уровнями [6].

Для определения ионизации элементов мы составляем уравнения ионизационного равновесия с учетом фотоионизации и ионизации электронным ударом. Для металлов мы получаем таким путем уравнение (3), которое является обычным уравнением Саха с $T = T_{\text{эфф}}$ (эффективная температура пятна) и с фактором дилуции поля излучения, равным 0,5 (n_{el} — локальная электронная плотность):

$$\frac{n^+}{n} n_{el} = 0,5 \frac{2u^+}{u} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT_{\text{эфф}})^{3/2} e^{-\frac{x}{kT_{\text{эфф}}}}. \quad (3)$$

Результаты вычислений ионизации и населенностей уровней показали, что в верхних слоях пятна имеются значительные отклонения от ЛТР — более высокая ионизация и меньшая заселенность высоких уровней. Согласно вычисленных и наблюдаемых эквивалентных ширин слабых линий улучшается. Отношение $W_{\text{выч}}/W_{\text{набл}}$ уменьшается до значения 1,5 — 2. Однако следует заметить, что вычисленные контуры слабых линий и линии D_2 Na I оказываются слишком глубокими в центральной части. По-видимому, это связано с неточностью модели самых верхних слоев пятна. Наблюдаемые и вычисленные контуры линии D_2 Na I показаны на рис. 1, а. Наблюдаемые контуры и эквивалентные ширины линий получены нами на эшелюном спектрографе МВСТ КАО для пятен с диаметром тени 16—20". Контуры и эквивалентные ширины исправлены за рассеянный свет.

Для определения температуры и плотности в хромосфере над пятном мы вычисляем и сравниваем с наблюдениями контуры линий H_α и K Ca II. Кроме того, мы учитываем полученную из наблюдений по смещению пятна

в линии H_{α} [8—11] высоту образования ядра H_{α} над пятном (1000 км). Наблюдаемый контур линии $K Ca II$ в тени пятна имеет узкую центральную эмиссию (рис. 1, б), более узкую, чем эмиссия в полутени или в активной области. Получить такую узкую эмиссию в теоретическом контуре оказалось возможным только в том случае, если в хромосфере на высоте $h = 1000 \div 2000$ км принять большую электронную плотность ($n_e \sim 10^{11}$) и высокую температуру ($T \sim 10\,000^\circ$). Необходимо также допустить резкое падение плотности (с $n_H \sim 10^{15}$ до $n_H \sim 10^{11}$) на этой высоте. Вид эмиссии в теоретическом контуре зависит в основном от хода величин n_H , n_e и T с глубиной (n_H — плотность атомов водорода) и очень мало от профиля коэффициента поглощения на один атом.

Таким образом, на высоте $h=1000$ км имеет место инверсия электронной плотности, так как в верхних слоях пятна ($h=0$) $n_e = 10^9$. Окончательная модель пятна и хромосферы представлена на рис. 2 и в таблице.

h , тыс. км	n_H пятно	n_e пятно	T , град пятно	h , тыс. км	n_H пятно	n_e пятно	T , град пятно
-1,6	$2,6 \cdot 10^{17}$	$7,8 \cdot 10^{11}$	3 600	0,0*	$3 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^9$	2 600
-1,4	$1,7 \cdot 10^{17}$	$5,1 \cdot 10^{11}$	3 500	+0,4	$2 \cdot 10^{15}$	$6,2 \cdot 10^9$	2 700
-1,2	$1,1 \cdot 10^{17}$	$3,3 \cdot 10^{11}$	3 400	+0,8	$1,2 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^9$	3 000
-1,0	$6 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	3 300	+1,0	$3 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{11}$	6 000
-0,8	$3,1 \cdot 10^{16}$	$9,3 \cdot 10^{10}$	3 200	+1,2	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	10 000
-0,6	$1,4 \cdot 10^{16}$	$4,2 \cdot 10^{10}$	3 100	+1,4	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	11 000
-0,4	$7 \cdot 10^{15}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	2 900	+1,6	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{11}$	12 000
-0,2*	$4 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	2 700				

* Для $h = 200$ км n_H (фотосфера) = $4 \cdot 10^{16}$, для $h = 0$ n_H (фотосфера) = $1,8 \cdot 10^{16}$.

Теоретический контур H_{α} , соответствующий этой модели, представлен на рис. 3. Высота образования центра H_{α} , определенная из соотношения

$$\tau_{H_{\alpha}}(h) = \int_h^{\infty} \alpha_{23} n_2(h) dh = 1 \quad (4)$$

(α_{23} — коэффициент поглощения в центре H_{α} , n_2 — число атомов водорода во втором состоянии), равна ~ 1000 км в соответствии с наблюдениями.

Высокая электронная плотность в хромосфере является следствием высокой ионизации водорода. Анализ ионизационного равновесия для водорода приводит к выводу, что ионизация водорода близка к равновесной с локальной электронной температурой и электронной плотностью. Однако, для лучшего согласия теоретических и наблюдаемых контуров H_{α} и $K Ca II$ ионизацию в хромосфере нужно несколько уменьшить. Мы полагаем

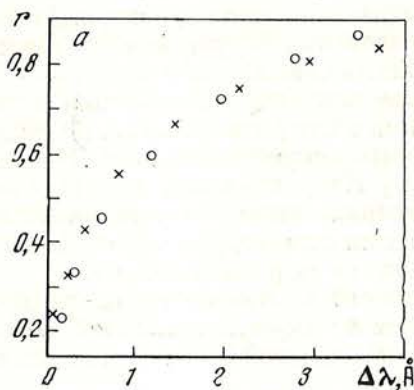
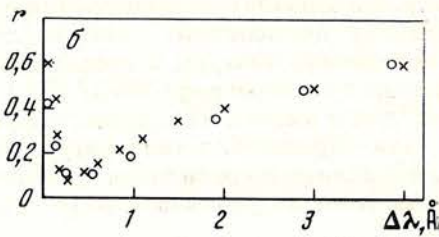


Рис. 1. Контур линии $D_2 Na I$ (а) и $K Ca II$ (б)

Крестики — наблюдения, кружки — вычисления



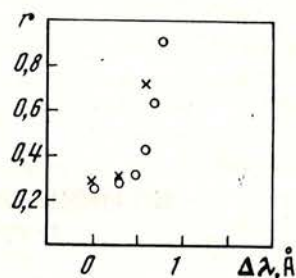
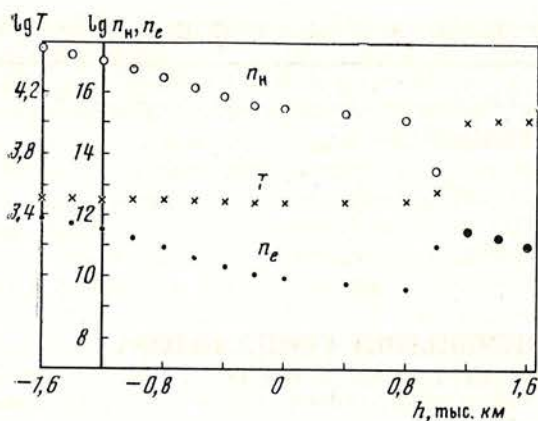


Рис. 2. Плотность и температура в окончательной модели пятна и хромосферы над пятном

Рис. 3. Контур линии H_{α}

Крестики — наблюдения, кружки — вычисления

$n^+/n = 3$ в хромосфере на высоте $h = 1000 \div 2000$ км. Вычисления с более низкой ионизацией водорода значительно ухудшают теоретический контур H_{α} .

Выводы

1. Плотность в верхних слоях пятна (h от -200 км до 0) примерно в 7 раз меньше плотности невозмущенной фотосферы.

2. Имеется скачок температуры и плотности в хромосфере на высоте $h \sim 1000$ км — температура резко возрастает до $10\,000^\circ$, плотность резко падает от $n_n \sim 10^{15}$ до $n_n \sim 10^{11}$.

3. Имеется инверсия электронной плотности — возрастание на высоте $h \sim 1000$ км.

4. Отказ от предположения ЛТР позволяет значительно улучшить согласие вычисленных и наблюдаемых эквивалентных ширин слабых линий.

14 мая 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 87.
2. Э. А. Барановский, Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 46, 106.
3. M. J. Seaton. Planet. and Space Sci., 1964, 12, 55.
4. J. L. Linsky. Smithsonian Inst. Astrophys. Observ., 1968, N 274.
5. Ч. Корлисс, У. Бозман. Вероятности переходов и силы осцилляторов. М., «Мир», 1968.
6. E. H. Avrett, R. Loeser. Smithsonian Inst. Astrophys. Observ., 1966, N 201.
7. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 49, 25.
8. A. B. Severny, V. Vumba. Observatory, 1958, 78, 33.
9. W. Mattig. Naturwissenschaften, 1958, 45, 104.
10. W. Mattig. Mitt. Astrophys. Observ. Potsdam, 1959, N 82.
11. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 105.

КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ ОСЦИЛЛЯТОРА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Методом матрицы плотности выведены коэффициенты поглощения осциллятора в сильном магнитном поле.

THE COEFFICIENT OF ABSORPTION OSCILLATOR IN BIG MAGNETIC FIELD, by D. N. Rachkovsky. — The coefficient of absorption of the oscillator in hard magnetic field are deduced with use density matrix techniques.

Ранее [1], нами был получен коэффициент поглощения ансамблем не взаимодействующих осцилляторов в сильном магнитном поле. Метод вывода был основан на использовании интегрального коэффициента поглощения отдельного осциллятора. При этом частотная зависимость коэффициента поглощения не учитывалась. Однако в области частот $\omega \sim \omega_0 \sim \sim \Omega$, где Ω — ларморовская частота, эта зависимость может иметь значение. В частности, представляет интерес изучить поляризацию излучения в космическом объекте в области радиочастот, предполагая, что атмосфера представляет ансамбль осцилляторов. В связи с этим возникает необходимость получения точной частотной зависимости коэффициента поглощения осциллятора в сильном магнитном поле.

Наша задача — найти коэффициенты поглощения осциллятора в сильном магнитном поле. Будем исходить из связи между током \mathbf{j} и напряженностью электрического поля \mathbf{E}

$$j_{\mu} = \sigma_{\mu\nu}(\omega) E_{\nu}. \quad (1)$$

В [2] приведено выражение для тензора проводимости $\sigma_{\mu\nu}(\omega)$:

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = \frac{(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}})}{\hbar\omega} e^2 \int_0^{\infty} \langle v_{\nu}(t) v_{\mu}(0) \rangle e^{-i\omega t} dt. \quad (2)$$

Произведение операторов скорости усредняется здесь по равновесному ансамблю. Оператор скорости $v_{\mu}(t)$ записан в представлении взаимодействия

$$v_{\mu}(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} v_{\mu} e^{\frac{i}{\hbar} H_0 t}. \quad (3)$$

Выберем направление внешнего магнитного поля вдоль оси z , тогда часть невозмущенного гамильтониана, зависящую только от координат x, y , можно записать в виде

$$H_0 = \frac{\mu}{4} (v_+ v_- + v_- v_+) + \frac{\mu}{2} \omega_0^2 x_+ x_- \quad (4)$$

Здесь

$$v_+ = \frac{p_+}{\mu} + i\Omega x_+, \quad v_- = \frac{p_-}{\mu} - i\Omega x_-, \quad (5)$$

$$x_{\pm} = x \pm iy, \quad p_{\pm} = p_x \pm ip_y, \quad (6)$$

$$\Omega = \frac{|e|\mathcal{H}}{2\mu c}, \quad (7)$$

ω_0 — собственная частота осциллятора.

Оператор $v_{\mu}(t)$ можно представить в виде

$$v_{\mu}(t) = v_{\mu} - \frac{t}{1!} \left[\frac{i}{\hbar} H_0, v_{\mu} \right] + \frac{t^2}{2!} \left[\frac{i}{\hbar} H_0 \left[\frac{i}{\hbar} H_0, v_{\mu} \right] \right] - \\ - \frac{t^3}{3!} \left[\frac{i}{\hbar} H_0 \left[\frac{i}{\hbar} H_0 \left[\frac{i}{\hbar} H_0, v_{\mu} \right] \right] \right] + \dots \quad (8)$$

При вычислении коммутаторов в (8) необходимо будет применить соотношения

$$[v_+, v_-] = -\frac{4\Omega\hbar}{\mu}, \quad [v_{\pm}, x_{\mp}] = -\frac{2i\hbar}{\mu}, \quad [v_{\pm}, x_{\pm}] = 0. \quad (9)$$

Вычисление (8) проведем не для x, y составляющих, а для составляющих с индексами $+$, $-$; тогда получим

$$v_+(t) = \frac{d}{dt} f_+(t) v_+ + \omega_0^2 f_+(t) x_+, \quad v_-(t) = \frac{d}{dt} f_-(t) v_- + \omega_0^2 f_-(t) x_-, \quad (10)$$

$$v_{\pm}(0) = v_{\pm}.$$

Здесь

$$f_+(t) = \frac{i}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \{e^{-i\omega_1 t} - e^{i\omega_2 t}\}, \quad f_-(t) = \frac{i}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \{e^{-i\omega_2 t} - e^{i\omega_1 t}\},$$

где

$$\omega_{1,2} = \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} \pm \Omega. \quad (11)$$

Для тензора $\sigma_{\mu\nu}(\omega)$ также будем находить составляющие $\sigma_{+-}(\omega)$ и $\sigma_{-+}(\omega)$.
Имеем

$$\langle v_+(t) v_-(0) \rangle = \frac{df_+(t)}{dt} \langle v_+ v_- \rangle + \omega_0^2 f_+(t) \langle x_+ v_- \rangle. \quad (12)$$

Произведем в (2) интегрирование по t , причем для сходимости интеграла на верхнем пределе вводим постоянную затухания γ заменой частоты под интегралом $\omega - i\gamma \rightarrow \omega$:

$$\int_0^{\infty} \langle v_+(t) v_-(0) \rangle e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \left\{ [\omega_0^2 \langle x_+ v_- \rangle - i\omega_1 \langle v_+ v_- \rangle] \frac{1}{\omega + \omega_1 - i\gamma} - \right. \\ \left. - [\omega_0^2 \langle x_+ v_- \rangle + i\omega_2 \langle v_+ v_- \rangle] \frac{1}{\omega - \omega_2 - i\gamma} \right\}, \quad (13)$$

$$\int_0^{\infty} \langle v_-(t) v_+(0) \rangle e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \left\{ [\omega_0^2 \langle x_- v_+ \rangle - i\omega_2 \langle v_- v_+ \rangle] \frac{1}{\omega + \omega_2 - i\gamma} - \right. \\ \left. - [\omega_0^2 \langle x_- v_+ \rangle \pm i\omega_1 \langle v_- v_+ \rangle] \frac{1}{\omega - \omega_1 - i\gamma} \right\}.$$

Усреднение операторов проведем сначала квантовомеханически:

$$\langle x_+ v_- \rangle = \int \psi^* x_+ v_- \psi dq.$$

Собственные функции осциллятора приведены, например, в [1]. Проведя несложные вычисления, получим

$$\begin{aligned}\langle x_+ v_- \rangle &= -\frac{i\hbar}{\mu} \left(m - 1 + \frac{\Omega}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} n \right), \\ \langle x_- v_+ \rangle &= \frac{i\hbar}{\mu} \left(m + 1 + \frac{\Omega}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} n \right).\end{aligned}\quad (14)$$

Здесь $n = 2n_p + |m| + 1$.

Для упрощения усреднения $\langle v_+ v_- \rangle$ воспользуемся соотношением

$$v_+ v_- = \frac{2}{\mu} H_0 - \frac{2\Omega}{\mu} \hbar - \omega_0^2 x_+ x_-.\quad (15)$$

Применяя

$$\langle H_0 \rangle = \hbar \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} n + \hbar m \Omega, \quad \langle x_+ x_- \rangle = \frac{\hbar}{\mu} \frac{n}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}}\quad (16)$$

(см. [1]), находим

$$\begin{aligned}\langle v_+ v_- \rangle &= \frac{\hbar}{\mu} \left\{ \left(2 \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} - \frac{\omega_0^2}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \right) n + 2\Omega (m - 1) \right\}, \\ \langle v_- v_+ \rangle &= \langle v_+ v_- \rangle + \frac{4\hbar}{\mu} \Omega.\end{aligned}\quad (17)$$

Используя (17), (14), получаем

$$\begin{aligned}\omega_0^2 \langle x_- v_+ \rangle - i\omega_2 \langle v_- v_+ \rangle &= -i \frac{\hbar}{\mu} \omega_2^2 (n - m - 1), \\ \omega_0^2 \langle x_+ v_- \rangle + i\omega_2 \langle v_+ v_- \rangle &= i \frac{\hbar}{\mu} \omega_1^2 (n + m + 1),\end{aligned}\quad (18)$$

$$\begin{aligned}\omega_0^2 \langle x_+ v_- \rangle - i\omega_1 \langle v_+ v_- \rangle &= -i \frac{\hbar}{\mu} \omega_1^2 (n + m - 1), \\ \omega_0^2 \langle x_- v_+ \rangle + i\omega_2 \langle v_- v_+ \rangle &= i \frac{\hbar}{\mu} \omega_2^2 (n - m + 1).\end{aligned}\quad (18)$$

Теперь необходимо усреднить квантовые числа n , m по распределению Больцмана:

$$\langle m \rangle = C \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-(n-1)}^{m=n-1} m \exp \left\{ -\frac{\hbar}{kT} \left(\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} n + m\Omega \right) \right\}.\quad (19)$$

Здесь C — нормирующий множитель (см. [1]),

$$C = e^{\gamma} (e^{\gamma-\beta} - 1)^{-1} (e^{\gamma+\beta} - 1)^{-1}.\quad (20)$$

В (20) мы ввели обозначения

$$\gamma = \frac{\hbar}{kT} \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}, \quad \beta = \frac{\hbar}{kT} \Omega.\quad (21)$$

Суммируя ряды в (19), нетрудно получить

$$\langle m \rangle = (e^{\gamma+\beta} - 1)^{-1} - (e^{\gamma-\beta} - 1)^{-1}.\quad (22)$$

Аналогично находим

$$\langle n \rangle = 1 + (e^{\gamma+\beta} - 1)^{-1} + (e^{\gamma-\beta} - 1)^{-1}.\quad (23)$$

Подставляя (13), (18), (22), (23), в (2), находим

$$\sigma_{+-}(\omega) = -\frac{ie^2 \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}\right)}{\mu\omega \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \left\{ \frac{\omega_1^2}{\left(1 - e^{-\frac{\hbar}{kT}\omega_1}\right)} \frac{1}{(\omega - \omega_1 - i\gamma)} + \frac{\omega_2^2}{\left(e^{\frac{\hbar}{kT}\omega_2} - 1\right)} \frac{1}{(\omega + \omega_2 - i\gamma)} \right\}, \quad (24)$$

$$\sigma_{-+}(\omega) = -\frac{ie^2 \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}\right)}{\mu\omega \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \left\{ \frac{\omega_2^2}{\left(1 - e^{-\frac{\hbar}{kT}\omega_2}\right)} \frac{1}{(\omega - \omega_2 - i\gamma)} + \frac{\omega_1^2}{\left(e^{\frac{\hbar}{kT}\omega_1} - 1\right)} \frac{1}{(\omega + \omega_1 - i\gamma)} \right\}.$$

Используя (24), можно получить известные формулы для тензора диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы [3]. Полагаем в (24) $\omega \ll kT$, $\omega_0 = 0$ и, используя соотношения

$$\epsilon_{ik} = -i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_{ik}, \quad \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{1}{4} (\sigma_{+-} + \sigma_{-+}), \quad \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{i}{4} (\sigma_{+-} - \sigma_{-+}), \quad (25)$$

находим

$$\epsilon_{xx} = -\frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{\omega - i\gamma}{(\omega - i\gamma)^2 - \omega_H^2}, \quad \epsilon_{xy} = -i \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega [(\omega - i\gamma)^2 - \omega_H^2]}. \quad (26)$$

Здесь принято $\omega_0^2 = 4\pi e^2/\mu$, $\omega_H = 2\Omega$.

Для дальнейшего нам потребуются не компоненты тензора проводимости, а комплексные коэффициенты поглощения в лучах с противоположной круговой поляризацией. Пусть S_1 и S_2 — комплексные коэффициенты поглощения для лево- и правополяризованного излучения; тогда, используя связь между ϵ_{ik} и S_1, S_2 [5], получим

$$S_1 = \frac{2\pi}{c} \sigma_{+-}, \quad S_2 = \frac{2\pi}{c} \sigma_{-+}. \quad (27)$$

Если учитывать только главные части выражения (24), то находим

$$S_{1,2} = \frac{2\pi e^2}{c\mu\omega} \frac{1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}}{1 - e^{-\frac{\hbar\omega_{1,2}}{kT}}} \frac{\omega_{1,2}^2}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}} \left[\frac{\gamma}{(\omega - \omega_{1,2})^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega - \omega_{1,2}}{(\omega - \omega_{1,2})^2 + \gamma^2} \right]. \quad (28)$$

Выражение (28) позволяет найти суммарный коэффициент поглощения ансамбля осцилляторов. Для этого надо только задаться тем или иным распределением осцилляторов по собственным частотам. Следуя Кемпу [4], предположим распределение равномерным с частотой ω_0 , в этом случае распределение излучения будет планковским. Определим

$$\alpha_{1,2}(\omega) = \int_0^{\infty} k_{1,2}(\omega, \omega_0) d\omega_0.$$

Подставляя сюда вещественную часть коэффициентов $S_{1,2}$, получим

$$\alpha_{1,2}(\omega) = \frac{2\pi e^2}{c\mu\omega} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}\right) \gamma \int_0^{\infty} \frac{\omega_{1,2} d\omega_0}{\sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{1,2}}{kT}\right)\right] [(\omega - \omega_{1,2})^2 + \gamma^2]}.$$

сделаем замену

$$t = \omega_{1,2}.$$

Заметим, что главная часть интеграла находится в области $\omega \sim \omega_{1,2}$, поэтому мы можем расширить область интегрирования по t от $-\infty$ до $+\infty$ и учитывать только вычет в точке

$$t = \omega + i\gamma.$$

Произведя расчет, получим

$$\alpha_{1,2}(\omega) = \frac{2\pi^2 e}{c\mu} \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 \mp 2\omega\Omega}}. \quad (29)$$

Итак, методом матрицы плотности получены точные квантовомеханические формулы для частотной зависимости коэффициента поглощения осциллятора в сильном магнитном поле. Интегрированием по собственным частотам ансамбля осцилляторов найдены суммарные коэффициенты поглощения (29). Формулы в этом случае в линейном приближении по Ω аналогичны выведенным ранее Кемпом [4]. Показано, что формулы, выведенные Кемпом, неприменимы при $\omega < \Omega$ и $\omega_0 < \Omega$. В дальнейшем для конкретных распределений поглощающих осцилляторов будут решены уравнения переноса излучения.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 49, 51.
2. Дж. Займан. Современная квантовая теория. М., «Мир», 1971.
3. В. Л. Гизбург. Распределение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960.
4. J. C. Kemp. *Astrophys. J.*, 1970, 162, 169.
5. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 127.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ В МЕДЛЕННО ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

В. П. Гринин

Предлагается метод расчета профилей линий, образующихся в среде с дифференциальными движениями, основанный на представлении интенсивности излучения $I(\mu, x, \gamma)$ в виде ряда по степеням градиента скорости γ (малый параметр). Для производных $I_{\gamma}^{(k)}(\mu, x)$ ($k = 1, 2, 3$) в этом разложении получены аналитические выражения через производные по $\xi = \alpha(x)/\mu$ от «невозмущенных» профилей $I(\xi)$, соответствующих неподвижной среде. Разработанные для этого случая методы и результаты асимптотической теории [9—11] применяются для решения ряда задач, связанных с интерпретацией профилей линий в спектрах солнечных вспышек и усов.

LINES FORMATION IN SLOWLY MOVING MEDIA, by V. P. Grinin. — A method is presented for calculation of the line profiles generated in a medium with differential motions. The method is based on an expansion of the intensity $I(\mu, x, \gamma)$ into a power series of velocity gradient γ (a small parameter). In this expansion the derivatives of $I_{\gamma}^{(k)}(\mu, x)$ ($k = 1, 2, 3$) are expressed using the easily found $\xi = \alpha(x)/\mu$ derivatives of «undisturbed» profile $I(\xi)$, corresponding to a medium without motions. The methods developed for this case and results of the asymptotic theory [9—11] are applied for solution of many problems connected with the interpretation of line profiles in spectra of solar flares and moustaches.

Проблема образования линий в движущихся средах играет важную роль при истолковании спектров нестационарных звезд, активных образований в атмосфере Солнца и ряда других объектов, обладающих систематическими скоростями движения. Подход к ее решению существенно зависит от соотношения между скоростью дифференциального движения среды v и средней тепловой скоростью движения атомов u . Если $v \gg u$, то тогда, как впервые показал В. В. Соболев [1, 2], решение указанной проблемы значительно упрощается и расчет интенсивностей и профилей линий сводится к простым квадратурам. Иначе обстоит дело, если градиент скорости мал, так что обусловленная им скорость дифференциального движения среды порядка тепловой скорости движения атомов ($v \sim u$). В этом случае расчет профилей линий [3—6] производится обычно путем численного решения уравнения переноса и при больших оптических толщинах в линии требует значительных затрат машинного времени.

В [7] для этой цели использован приближенный метод [2]. Как известно (см., например, [8]), в случае неподвижной среды при почти консервативном рассеянии этот метод вблизи границы может давать результаты, ошибочные по порядку величины. Очевидно, что этот вывод сохраняет силу также и в случае, когда скорость дифференциального движения среды $v \sim u$. Поэтому центральные части профилей линий в работе [7] (которые формируются в основном поверхностными слоями) также могут быть ошибочны по порядку величины. С учетом сказанного представляется полезной разработка простых приближенных методов расчета профилей линий,

пригодных в области $v \sim u$, точность которых соответствовала бы точности современных спектральных наблюдений.

В данной работе предлагается метод расчета степени возбуждения атомов и профилей линий, который основан на представлении искомым функций в виде рядов по степеням градиента скорости (малый параметр) и нахождении первых членов разложений. Удобство метода состоит в том, что он позволяет использовать соответствующие расчеты, выполненные для случая неподвижной среды, и, что особенно важно, разработанную для этого случая асимптотическую теорию [9—11].

1. Основные уравнения

Пусть диффузия излучения происходит в однородной среде, движущейся с постоянным градиентом скорости $\gamma = V/\tau_0 = \text{const}$ (V — безразмерная скорость: $V = v/u$), и элементарный акт рассеяния фотона происходит с полным перераспределением по частоте. Тогда, следуя [2], уравнение для функции источников можно записать в виде

$$S(\tau, \gamma) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|, \gamma) S(\tau', \gamma) d\tau' + G(\tau), \quad (1)$$

где

$$K(\tau, \gamma) = A \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \alpha(x + \gamma\tau\mu) \exp\left\{-\frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \alpha(x + \gamma z\mu) dz\right\} dx, \quad (2)$$

λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии, τ_0 — оптическая толщина слоя в неподвижной среде в центре линии, $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения, x — безразмерная частота, выраженная в единицах доплеровской полуширины линии, A — нормировочный множитель: $A \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx = 1$, $G(\tau)$ — известная функция, характеризующая

распределение первичных источников возбуждения.

Представим функцию источников $S(\tau, \gamma)$ и ядро $K(\tau, \gamma)$ в виде рядов по степеням градиента скорости. Так как профиль коэффициента поглощения есть четная функция x , то величины S и K являются четными функциями параметра γ и указанные разложения имеют вид

$$f(\tau, \gamma) = \sum_{k=0}^{\infty} f_{\gamma}^{(2k)}(\tau) \frac{\gamma^{2k}}{(2k)!} \quad (3)$$

(здесь и в дальнейшем производные по γ взяты при $\gamma = 0$). В отличие от этого соответствующее разложение интенсивности выходящего через границу $\tau = 0$ излучения, которая определяется в данном случае выражением

$$I(\mu, x, \gamma) = \int_0^{\tau_0} l(\tau, \mu, x, \gamma) S(\tau, \gamma) d\tau, \quad (4)$$

где

$$l(\tau, \mu, x, \gamma) = \frac{1}{\mu} \alpha(x + \gamma\tau\mu) \exp\left\{-\frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \alpha(x + \gamma z\mu) dz\right\}, \quad (5)$$

содержит все степени γ :

$$I(\mu, x, \gamma) = \sum_{k=0}^{\infty} I_{\gamma}^{(k)}(\mu, x) \frac{\gamma^k}{k!}. \quad (6)$$

Здесь принята система координат, в которой граница $\tau_0 = 0$ неподвижна.

Из выражений (4)—(5) видно, что $I(\mu, x, \gamma) = I(\mu, -x, -\gamma)$, т. е. изменение знака градиента скорости приводит к зеркальному отображению контура относительно частоты $x = 0$. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только случай расширения ($\gamma > 0$).

В разложениях (3) и (6) члены нулевого порядка (обозначим их через $K(\tau)$, $S(\tau)$ и $I(\xi)$, где $\xi = \alpha(x)/\mu$) представляют собой ядро, функцию источников и интенсивность выходящего излучения для случая, когда среда неподвижна. Их можно считать известными, поскольку соответствующая этому случаю теория развита к настоящему времени достаточно полно [9—11].

Весьма просто находится также следующий член разложения I'_γ . Как уже отмечалось, в первом по γ приближении градиент скорости не меняет степень возбуждения в газе ($S'_\gamma = 0$). Следовательно,

$$I'_\gamma(\mu, x) = \int_0^{\tau_0} l'_\gamma(\tau, \mu, x) S(\tau) d\tau. \quad (7)$$

Так как под знаком интеграла здесь стоят известные функции, то формула (7) в принципе решает задачу нахождения члена первого порядка I'_γ . Его можно представить в несколько ином виде, если воспользоваться следующим легко проверяемым тождеством:

$$l'_\gamma(\tau, \mu, x) = -\alpha'(x) l''_\xi(\tau, \xi)/2,$$

где $l(\tau, \xi) = l(\tau, \mu, x, 0)$.

В результате получим

$$I'_\gamma(\mu, x) = -\frac{1}{2} \alpha'(x) I''_\xi(\xi). \quad (8)$$

Таким образом, нахождение члена первого порядка в разложении (6) сводится к простому дифференцированию по ξ профиля линии, соответствующего неподвижной среде. Заметим, что соотношение (8) универсально в том смысле, что оно не содержит в явном виде зависимости от типа и расположения первичных источников возбуждения.

Для нахождения членов более высокого порядка необходимо знать обусловленное градиентом скорости возмущение функции источников. Подставляя в (1) разложения S и K по степеням γ и приравнявая члены при γ^2 в обеих частях уравнения, приходим к следующему уравнению относительно S''_γ :

$$S''_\gamma(\tau) = \frac{\lambda_1}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) S''_\gamma(\tau') d\tau' + g(\tau), \quad (9)$$

где

$$g(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} k(|\tau - \tau'|) S(\tau') d\tau', \quad (10)$$

причем

$$k(\tau) = K''_\gamma(\tau) = -\frac{A}{12} \frac{d^2 l}{d\tau^2} \left\{ \tau^4 \int_0^1 \mu d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} [\alpha'(x)]^2 e^{-\tau\xi} dx \right\}. \quad (11)$$

Уравнение подобного типа определяет функцию источников в неподвижной среде, и его решение не представляет большого труда. В частности, если $\tau_0 \gg 1$, для этой цели можно использовать известные асимптотические методы. Применяя к (11) технику получения асимптотик, описанную в

[10] (см. также [9]), получаем при $\tau \gg 1$

$$k_a(\tau) = -\frac{A}{6} \frac{m(m+1)}{5-m} \Gamma(3-m) / \tau x'(\tau). \quad (12)$$

Здесь Γ — гамма-функция, $x(\tau)$ — функция, определяемая соотношением $\alpha[x(\tau)] = \tau^{-1}$, параметр m зависит от поведения коэффициента поглощения в крыле линии и определяется выражением

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{x'(\tau/y)}{x'(\tau)} = y^m. \quad (13)$$

Рассмотрим случай фойгтовского профиля коэффициента поглощения (см. (19)). Если поглощение в линии определяется доплеровской частью профиля, тогда $k_a(\tau) \sim x(\tau) = \sqrt{\ln \tau}$ представляет собой медленно меняющуюся функцию, и ее можно приближенно вынести за знак интеграла в формуле (10):

$$g(\tau) \approx \frac{\lambda}{2} k_a\left(\frac{\tau_0}{2}\right) \int_0^{\tau_0} S(\tau) d\tau = g = \text{const}. \quad (14)$$

В тех случаях, когда становится существенной лоренцовская часть профиля, $k_a(\tau) \sim x(\tau)^{-1} = (a\tau/\pi)^{-1/2}$, строго говоря, уже не медленно меняющаяся функция. Однако и в этом случае, как показывают оценки, выражение (14) все еще является достаточно хорошим приближением и определяет величину $g(\tau)$ с точностью до множителя, близкого к единице. Кроме того, изменение степени возбуждения атомов, обусловленное дифференциальным движением среды, в этом случае вообще незначительно и практически не сказывается на контуре линии (см. ниже).

Принимая это во внимание, из (9) и (14) получаем $S'_\gamma(\tau) = gS_c(\tau)$, где $S_c(\tau)$ — функция источников в неподвижной среде при $G(\tau) = 1$. Отсюда следует, что в первом приближении движение среды с постоянным градиентом скорости приводит к уменьшению степени возбуждения атомов, эквивалентному уменьшению мощности первичных источников возбуждения на величину $\gamma^2 g / 2$. С учетом этого из выражений (4) — (6) находим члены второго и третьего порядков. После несложных преобразований они могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} I''_\gamma(\mu, x) &= gI_c(\xi) + \left(\frac{\mu}{3} \alpha'' \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} + \frac{1}{4} (\alpha')^2 \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} \right) I(\xi), \\ I'''_\gamma(\mu, x) &= 3gI'_\gamma(\mu, x) + \left(\frac{\mu^2}{2} \alpha''' \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \mu \alpha' \alpha'' \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} + \frac{1}{4} (\alpha')^3 \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} \right) (I'_\gamma(\mu, x) / \alpha'), \end{aligned} \quad (15)$$

где $I_c(\xi)$ — интенсивность излучения, выходящего из неподвижной среды при $G(\tau) = 1$ (см. формулу (16)).

Таким образом, мы получили соотношения (8) и (15), которые по известному профилю линии для случая неподвижной среды позволяют рассчитать профиль линии для среды, движущейся с небольшим градиентом скорости. Чтобы выяснить область применимости метода, рассмотрим несколько задач, представляющих астрофизический интерес.

2. Среда с равномерным распределением первичных источников возбуждения

Найдем профиль линии, излучаемой равномерно расширяющейся средой большой оптической толщины с равномерно распределенными источниками возбуждения и $\lambda = 1$. Полное число фотонов, рождающихся в слое за 1 сек в расчете на 1 см² поверхности, примем за единицу:

$G = \int_0^{\tau_0} G(\tau) d\tau = 1$. Согласно [9] (формулы (5.18), (5.19) и (7.17)), в этом случае

$$I(t) = I_c(t)/\tau_0 = A_0 t^{1-\beta} e^{-t} I_\beta(t). \quad (16)$$

Здесь $t = \xi\tau_0/2$, I_β — модифицированная функция Бесселя, индекс β зависит от вида коэффициента поглощения: $\beta = (1 + m)/2$, величина $A_0 = 2^\beta \Gamma(\beta) X^2(\infty, \tau_0)/\tau_0$, где

$$X^2(\infty, \tau_0) = (1 + m) \frac{\Gamma\left(\frac{m}{2}\right)^2 \sin \frac{\pi}{2} m}{4\pi A \Gamma(m)^2} \int x'(\tau). \quad (17)$$

Следует отметить, что выражение (16) соответствует так называемому крупномасштабному представлению функции источников [10] и определяет профиль линии при условии, что величина t не слишком велика по сравнению с единицей, т. е. всюду, за исключением центральных частей линии. Однако и в этой области, как показывает более строгое рассмотрение [12], формула (16) обеспечивает точность, достаточную, по-видимому, для большинства приложений.

Подставляя (16) в формулы (8) и (15), получаем

$$\begin{aligned} I'_\gamma(\mu, x) &= mA_0 \frac{\mu\tau_0}{4} \frac{\alpha'}{\alpha} t^{1-\beta} e^{-t} I_{\beta+1}(t), \\ I''_\gamma(\mu, x) &= \left[g + \left(\frac{\mu\tau_0}{2}\right)^2 (A_1 + A_2\psi) \right] I(t), \\ I'''_\gamma(\mu, x) &= \left[3g + \left(\frac{\mu\tau_0}{2}\right)^2 (B_1 + B_2\psi) \right] I'_\gamma(\mu, x), \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\psi(t) = I_{\beta+1}(t)/I_\beta(t),$$

$$A_1 = \frac{1}{3} (1 - m - t) \frac{\alpha''}{\alpha} + \frac{m}{4} (m + 2) \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2, \quad (18a)$$

$$A_2 = \frac{1}{3} [m(m + 2)t^{-1} + t] \frac{\alpha''}{\alpha} - \frac{m}{4} \frac{\Gamma(m + 4)}{\Gamma(m + 2)} t^{-1} \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2,$$

$$\begin{aligned} B_1 &= \left[1 + \frac{i\Gamma(m + 4)}{2\Gamma(m + 2)} t^{-2} \right] \frac{\alpha'''}{\alpha'} - \left[t + 2(m + 2) + \frac{\Gamma(m + 5)}{\Gamma(m + 2)} t^{-2} \right] \frac{\alpha''}{\alpha} + \\ &+ \frac{1}{4} \left[(m + 2)(m + 4) + \frac{\Gamma(m + 6)}{\Gamma(m + 2)} t^{-2} \right] \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2, \end{aligned} \quad (18b)$$

$$B_2 = \frac{m + 2}{2} t^{-1} \frac{\alpha'''}{\alpha'} + [t + (m + 2)(m + 4)t^{-1}] \frac{\alpha''}{\alpha} - \frac{\Gamma(m + 6)t^{-1}}{4(m + 3)\Gamma(m + 2)} \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2.$$

Здесь для удобства записи принята система координат, неподвижная относительно центра слоя ($x \rightarrow x - V/2$).

Рассмотрим в качестве примера случай фойгтовского профиля коэффициента поглощения $A = u(a, 0)$:

$$a(x) = \frac{u(a, x)}{u(a, 0)}, \quad u(a, x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x - y)^2 + a^2}. \quad (19)$$

Пусть вначале оптическая толщина слоя такова, что самопоглощение в линии полностью обусловлено доплеровской частью профиля: $a(x) = \exp(-x^2)$. Согласно формулам (12) — (14) в этом случае $m = 1$, $g = -\tau_0 \ln \tau_0/24$. Соответствующие профили линий, вычисленные по формулам (18) для значений $\tau_0 = 10$, $V = 0$ и 1,5 и ряда значений μ , представлены на рис. 1 и 2. Отчетливо виден эффект красной асимметрии (впервые

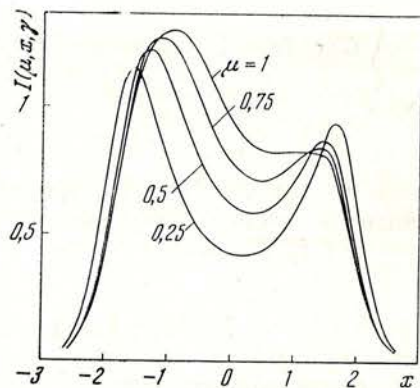
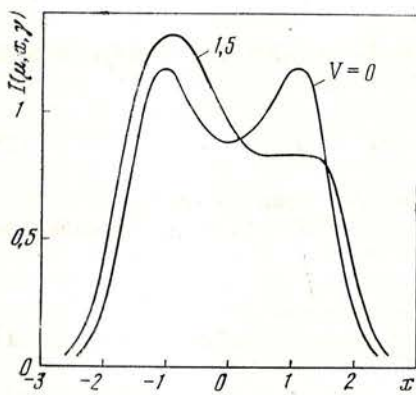


Рис. 1. Профили линий при равномерном распределении первичных источников возбуждения и доплеровском профиле коэффициента поглощения для значений $\tau_0 = 10$, $\mu = 1$, $\lambda = 1$, $V = 0$ и 1,5

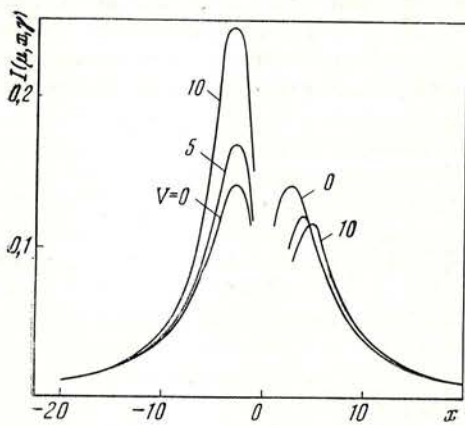


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для значений $\tau_0 = 10$, $\lambda = 1$, $V = 1,5$ и $\mu = 0,25; 0,5; 0,75; 1$

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, при фойгтовском профиле коэффициента поглощения для значений $\tau_0 = 10^3$, $a = 0,05$, $\lambda = 1$, $\mu = 1$, $V = 0, 5, 10$

отмечен Хаммером и Райбки [3]), который обусловлен тем, что в расширяющейся среде фотоны с частотой $\nu_0 - \Delta\nu$ (ν_0 — центральная частота линии в системе координат, связанной с излучающим атомом) встречают на своем пути меньше поглощающих атомов и, следовательно, выходят из среды с большей вероятностью, чем фотоны с частотой $\nu_0 + \Delta\nu$, а также тем обстоятельством, что степень возбуждения атомов растет от границы к центру слоя. Из рис. 2 следует, что этот эффект максимален в направлении градиента скорости ($\mu = 1$).

Так как в среде с равномерным распределением источников $S(\tau, \gamma) = S_c(\tau)(1 + \gamma^2 g/2)$, то область применимости метода определяется очевидным условием $|\gamma^2 g/2| \ll 1$. В рассматриваемом случае это эквивалентно неравенству $V^2 \ll 24/\ln \tau_0$ и дает верхнюю границу $V \leq V_{\max} = 1 \div 1,5$. При этом расчеты показывают, что при $V \leq 0,5$ достаточная для приложений точность обеспечивается уже в линейном по γ приближении. Таким образом, при доплеровском профиле коэффициента поглощения метод малого параметра применим в тех случаях, когда скорость дифференциального движения среды меньше или порядка тепловой скорости движения атомов.

Пусть теперь оптическая толщина слоя такова, что величина $a\tau_0 \gg 1$ и, следовательно, большая часть профиля линии формируется лоренцовскими крыльями коэффициента поглощения: $\alpha(x) \approx a\sqrt{\pi}x$. Из формул (12) — (14) имеем $m = 1/2$, $g = -0,041 \tau_0/a$, откуда следует, что условие малости величины $\gamma^2 g/2$ эквивалентно неравенству $V^2 \ll 50a\tau_0$. Мы видим, что в данном случае метод малого параметра может быть использован при значительно больших скоростях дифференциальных движений, на порядок и более превышающих тепловую скорость. Как легко понять,

это связано с более медленной по сравнению с доплеровским профилем зависимостью коэффициента поглощения от частоты.

На рис. 3 представлены профили линий, полученные на основании (18) для значений $a = 0,05$, $\tau_0 = 10^3$, $V = 0, 5$ и 10 . Расчеты показывают, что по крайней мере в той области значений V , в которой пригоден метод, возмущение функции источников, обусловленное дифференциальным движением среды, практически не влияет на контур линии. Так же как и в предыдущем случае, расширение среды приводит к усилению красной части профиля линии и соответственно к смещению центра тяжести линии в длинноволновую сторону спектра. Очевидно, что использование его в качестве репера дало бы фиктивную положительную скорость движения газа (напомним, что в принятой здесь системе координат излучающий газ как целое неподвижен относительно наблюдателя).

3. Линии поглощения. Модель Шустера

В рассмотренном выше примере первичные источники возбуждения находились внутри слоя и их действие не зависело от дифференциального движения среды. Альтернативой этому является следующая модель: плоскопараллельный слой газа, расширяющийся с постоянным градиентом скорости, прозрачен в частотах непрерывного спектра и не содержит внутренних источников возбуждения. На границу $\tau = \tau_0$ ($\tau_0 \gg 1$) падает изотропное излучение в непрерывном спектре, интенсивность которого в пределах линии не зависит от частоты и равна $I_0 = 1$. В этом случае в излучении, выходящем через границу $\tau_0 = 0$, на фоне континуума будет видна линия поглощения. Выясним характер искажения профиля линии, вносимого дифференциальным движением среды. В отличие от предыдущей задачи мощность первичных источников возбуждения зависит теперь от градиента скорости γ и определяется выражением $G(\tau, \gamma) = \frac{1}{2} L(\tau_0 - \tau, \gamma)$, в котором

$$L(\tau, \gamma) = A \int_0^1 \mu d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} l(\tau, \mu, x, \gamma) dx. \quad (20)$$

Разложение этой величины в ряд по степеням γ будет, очевидно, содержать четные степени γ . В результате в уравнении (9) появится дополнительный свободный член $G''_{\gamma}(\tau)$, который даст вклад соответственно в члены второго и третьего порядков в разложении (6). Если, однако, ограничиться линейным по γ приближением, то тогда можно по-прежнему воспользоваться соотношением (8).

Согласно [9] (формулы (5.18), (5.19) и (6.10)), при $\lambda = 1$ профиль линии поглощения определяется (в крупномасштабном приближении) выражением

$$I(t) = \Gamma(\beta) \left(\frac{t}{2}\right)^{1-\beta} e^{-t} I_{\beta-1}(t). \quad (21)$$

Подставляя (21) в формулу (8), получаем в системе координат, неподвижной относительно центра слоя

$$I'_{\gamma}(\mu, x) = \frac{m}{4} \Gamma(\beta) \mu \tau_0 \frac{\alpha'}{\alpha} \left(\frac{t}{2}\right)^{1-\beta} e^{-t} I_{\beta}(t). \quad (22)$$

На рис. 4 представлены контуры линии поглощения, полученные на основании (21) и (22) для случая доплеровского профиля коэффициента поглощения ($\beta = 1$) и значений $\tau_0 = 10$, $\mu = 1$, $V = 0, 0,5$ и 1 . Из рисунка видно, что расширение среды деформирует профиль линии поглощения так, что красное крыло линии становится более пологим, чем синее, и «центр тяжести» линии перемещается в коротковолновую сторону. Послед-

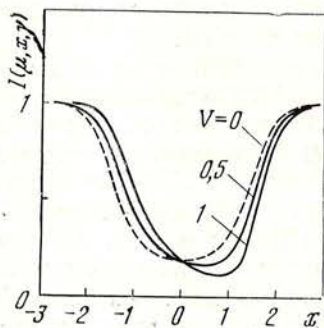


Рис. 4. Профили линий поглощения (модель Шустера) при доплеровском профиле коэффициента поглощения для значений $\tau_0 = 10$, $\mu = 1$, $\lambda = 1$, $V = 0; 0,5; 1$

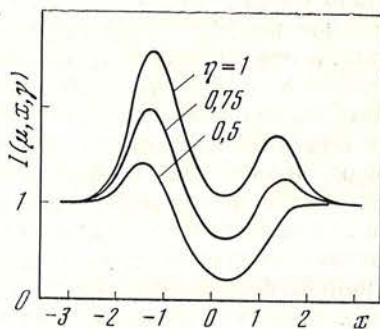


Рис. 5. Профили линий при комбинированных источниках возбуждения и доплеровском профиле коэффициента поглощения для значений $\tau_0 = 10$, $\mu = 1$, $\lambda = 1$, $V = 0,5$, $\eta = 0,5; 0,75; 1$

нее связано с тем, что центральные части линии поглощения формируются в основном ближайшей к наблюдателю областью, имеющей в принятой системе координат отрицательную лучевую скорость.

4. Смешанная задача

Очевидно, что в силу линейности уравнения (1) решение смешанной задачи при комбинированных источниках возбуждения является суперпозицией частных решений. Учитывая это, можно легко получить профили линий в случае, представляющем собой комбинацию двух предыдущих задач: $I(\mu, x, \gamma) = \eta I_1(\mu, x, \gamma) + I_2(\mu, x, \gamma)$. Здесь I_1 и I_2 — соответственно профили линии при равномерном распределении источников и в модели Шустера, величина $\eta = G/I_0$ характеризует отношение числа фотонов, рождающихся в слое и падающих на него извне. Рассчитанные таким путем профили линий представлены на рис. 5 и 6. Мы видим, что в расширяющейся среде в зависимости от характера первичных источников возбуждения могут возникнуть три типа профиля: 1) асимметричный двухвершинный профиль — когда преобладают внутренние источники возбуждения; 2) одиночный эмиссионный компонент на красном крыле линии поглощения (профиль типа P Cyg) — когда мощность внутренних и внешних источников одного порядка; 3) асимметричный профиль линии поглощения — когда падающее извне излучение является основным источником возбуждения.

5. Профили линий в спектрах активных образований в атмосфере Солнца

Рассмотренные в предыдущих разделах задачи безусловно слишком грубы, чтобы ими можно было пользоваться для количественной интерпретации наблюдений. Тем не менее в общих чертах они, по-видимому, правильно отражают физические условия — наличие крупномасштабных дифференциальных движений и самопоглощение в линиях, которые имеют место в активных образованиях в атмосфере Солнца. Поэтому предложенную выше методику расчета профилей линий можно использовать при анализе эффектов асимметрии линий, наблюдаемых в спектрах солнечных вспышек и усов. Принципиальная возможность подобного объяснения этих эффектов впервые была отмечена А. Б. Северным [13].

В качестве примера на рис. 7 приведены профили линии H_β , полученные А. Б. Северным и А. Н. Коваль [14], а также А. Н. Коваль [15], кото-

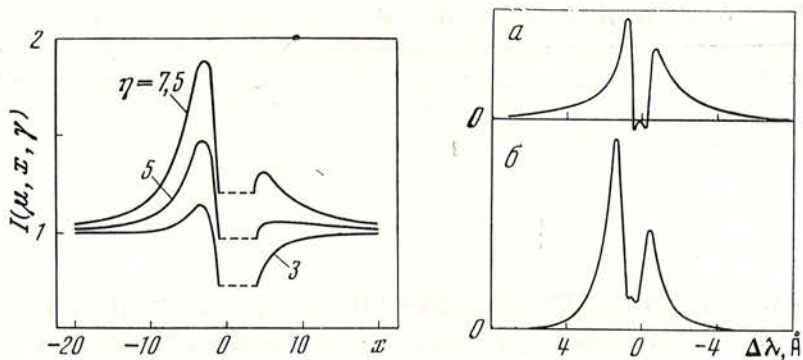


Рис. 6. То же, что на рис. 5, при фойгтовском профиле коэффициента поглощения для значений $\tau_0 = 10^3$, $\mu = 1$, $a = 0,05$, $\lambda = 1$, $V = 5$, $\eta = 3; 5; 7,5$

Рис. 7. Профили линий H_α в спектрах «усов»

а — по данным [14]; б — по данным [15]

рые типичны для этих образований. Характерные провалы в центре профилей свидетельствуют о заметном самопоглощении в линии с перераспределением по частоте. Красная асимметрия профилей указывает на наличие крупномасштабных дифференциальных движений в усах (в данном случае расширения). Сравнение их с теоретическими профилями, представленными на рис. 3 и 6, показывает в целом неплохое качественное согласие и тем самым подтверждает правильность указанной выше концепции.

Приношу искреннюю благодарность А. Б. Северному за постановку задачи и обсуждение результатов работы, В. В. Иванову и Д. И. Нагирнеру за обсуждение предложенного здесь метода расчета профилей линий и ряд полезных замечаний, Т. Г. Буславской за выполнение расчетов на ЭВМ «Минск-14».

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1974.
2. В. В. Соболев. Астрон. ж., 1957, 34, 694.
3. D. G. Hummer, G. B. Rybicky. *Astrophys. J.*, 1968, 153, L107.
4. G. Magnan. *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 1970, 10, N 1, 1.
5. J. Kulander. *Astrophys. J.*, 1971, 165, 543.
6. В. В. Витязев. *Астрофизика*, 1972, 8, 235.
7. В. Г. Буславский, А. Б. Северный. Труды симпозиума «Звезды, туманности, галактики». Ереван, 1969, стр. 129.
8. D. van Blerket, D. G. Hummer. *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, 1969, 9, 1567.
9. В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел. М., «Наука», 1969.
10. Ю. Ю. Абрамов, А. М. Дыхне, А. П. Напартович. Стационарные задачи переноса возбуждения. М., ИАЭ, 1969.
11. C. van Trigt. *Phys. Rev.*, 1969, 181, N 1, 97; *Phys. Rev., A. Ser. Phys.*, 1970, 1, N 5, 1298; *ibid.*, 1971, 4, N 3, 1303.
12. Д. И. Нагирнер. *Астрофизика*, 1967, 3, 293.
13. А. В. Северну. Nobel Symposium, 1968, 9, 71.
14. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1961, 26, 3.
15. А. Н. Коваль. Канд. дисс. Л., 1971.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНО ГРАНИЦ СЕКТОРНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ЭКСТРАПОЛИРОВАННЫХ НА СОЛНЦЕ

Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий

Данные о секторной структуре межпланетного магнитного поля, полученные из измерения Z -компоненты геомагнитного поля в полярных шапках для 1957—1961 гг., использованы для исследования распределения вспышечной активности относительно секторных границ, экстраполированных на Солнце. Протонные вспышки обнаруживают концентрацию к границам, причем события наибольшей амплитуды располагаются, как правило, близ границы. Число событий заметно больше для лидирующей области сектора. Аналогичные результаты получены и для вспышек, сопровождающихся радиовсплесками IV типа. Эффект концентрации вспышек к границе обнаруживает северную асимметрию и не зависит от гелиошироты. Полученные данные хорошо согласуются с прежними результатами [1, 2], где использовались прямые измерения межпланетного магнитного поля.

A SOLAR FLARE'S ACTIVITY DISTRIBUTION AROUND THE SECTOR-STRUCTURE BOUNDARIES EXTRAPOLATED TO THE SUN, by *B. M. Vladimirsky, L. S. Levitsky*. — The interplanetary magnetic field sector boundaries data which was derived from geomagnetic field measurements in Polar Caps (years 1957—61) were used for the study a distribution flare's activity around sector's boundaries extrapolated to the Sun. The proton flare's activity on the solar surface is found to be concentrated to the boundaries. The PCA amplitudes as well as the amplitudes of the cm-wave radio bursts are highest near the sector's boundary. The activity level is more for leading part of the sector. There is N—S asymmetry in the effect of the concentration. The concentration does not depend on flare's heliolatitude. This results are in a good accordance with the results based on the interplanetary measurements of the sector's boundaries [1, 2].

1. В результате анализа распределения вспышечной активности относительно границ секторов межпланетного магнитного поля, экстраполированных на Солнце, было обнаружено, что протонные вспышки концентрируются близ границ [1,2]. Заметно выраженную концентрацию к секторным границам показывают также вспышки, сопровождающиеся радиовсплесками IV типа в сантиметровом диапазоне. Было найдено, кроме того, что вспышечная активность заметно выше в лидирующей области сектора по сравнению с хвостовой [2]. Эти закономерности косвенно подтверждены в [3—5], где, в частности, показано, что корональные конденсации, наблюдаемые в метровом диапазоне, располагаются над лидирующей областью сектора близ его границы.

Во всех цитированных работах использовались данные о межпланетном магнитном поле, полученные прямыми измерениями в 1962—1968 гг. В них отмечаются существенные пробелы. Между тем упомянутые закономерности представляют значительный теоретический интерес и могут иметь некоторое прогностическое значение. По этой причине важно проверить их реальность на более обширном материале. Кроме того, до сих пор не впол-

не ясно, до какой степени они являются общими: данные прежних сопоставлений [1, 2] охватывают эпоху минимума и фазу роста текущего 11-летнего цикла. В связи с этим целесообразно заново провести сопоставление распределения вспышечной активности относительно секторных границ, используя данные о межпланетном поле, полученные косвенно из геомагнитных измерений в полярных шапках. Эти данные включают максимум солнечной активности прошлого 11-летнего цикла, что позволяет существенно увеличить объем анализируемого материала.

2. Материалом для сопоставления послужили данные о секторной структуре межпланетного магнитного поля, полученные из измерений вертикальной компоненты геомагнитного поля на высокоширотных станциях [6, 7]. Они охватывают период с апреля 1957 г. по декабрь 1961 г. Обоснование метода определения знака межпланетного магнитного поля по наземным геомагнитным данным изложено в [8—10].

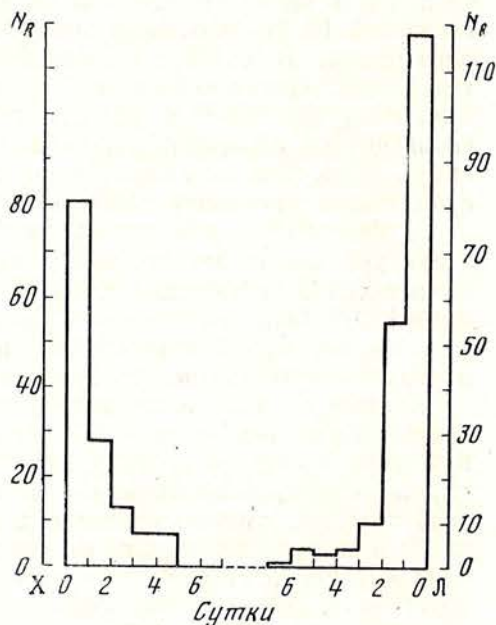
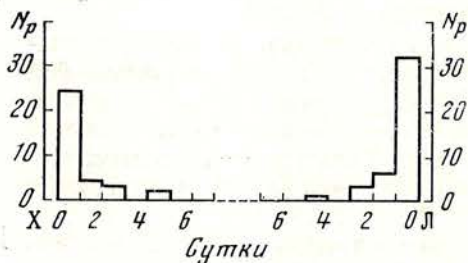
Данные о знаке поля были нанесены на обычную 27-дневную диаграмму-ковер без какого-либо сглаживания. Характер получившейся при этом секторной структуры в принципе не отличается от картины, хорошо известной из прямых измерений 1962—1968 гг. Ее существенной особенностью, однако, является значительно бóльшая степень изменчивости в положении границ от одного солнечного оборота к другому и большего числа «вкраплений» поля противоположного знака в поле данного знака. Это различие хорошо видно из сравнения частотных распределений протяженностей секторов. Если для 1962—1968 гг. наиболее часто встречались секторы длительностью 6—9^д, то для 1957—1961 гг. характерно преобладание секторов малой протяженности. Средневзвешенное значение длины сектора для этого периода составляет 2^д,4. Отмеченная особенность обусловлена, видимо, более высоким уровнем солнечной активности для 1957—1961 гг. Аналогичное распределение, построенное по данным прямых измерений для относительно высокого уровня активности 1967—1969 гг., также обнаруживает сдвиг в сторону секторов малой длительности.

Поскольку для исследуемого интервала времени каталог возрастных интенсивности солнечных космических лучей [11] содержит большое число событий, мы сочли целесообразным провести дополнительную редукцию этих данных. Из каталога были исключены многие слабые случаи, отождествление которых со вспышками затруднительно либо неоднозначно. Всего было оставлено 75 событий. Как и в предыдущем исследовании [2], для всего интервала 1957—1961 гг. из мировых сводок [12] были отобраны все связанные со вспышками радиовсплески сантиметрового диапазона, энергия которых составляла $\geq 6 \cdot 10^4$ Дж·м⁻²·гц⁻¹. Всего таких событий оказалось 331.

Положение границ было экстраполировано на Солнце при значении величины запаздывания в приходе на орбиту Земли плазмы солнечного ветра 4^д,5. Гелиодолгота границы на Солнце в момент фиксации границы у Земли составляет при этом 60° W. Здесь, очевидно, предполагается, что средняя скорость солнечного ветра для 1957—1961 гг. заметно не отличается от значений скоростей, наблюдавшихся в прямых измерениях 1964—1970 гг. Точность экстраполяции — при условии справедливости указанного предположения — можно грубо оценить, исходя из следующих соображений. Крайние значения средней скорости ветра согласно измерениям 1964—1970 гг. отличаются от принятой (~ 390 км/сек) приблизительно на ± 50 км/сек (см., например, [13]). Если принять эту величину за характерный разброс скорости, то, следовательно, из-за ее изменений возможна ошибка ~ 0^д,6. Такова же примерно и точность фиксации границы сектора по геомагнитным данным. Другие источники ошибок — определение координат вспышки, нанесение ее на 27-дневную диаграмму и т. п. — значительно меньше. Таким образом, суммарная ошибка в большинстве случаев, вероятно, не превышает $\pm 1^{\text{д}},0$ ($\pm 13^\circ$ на Солнце).

Рис. 1. Распределение числа протонных вспышек N_p относительно границ секторов межпланетного магнитного поля, найденных из геомагнитных измерений и экстраполированных на Солнце (справа лидирующая область, слева — хвостовая)

Рис. 2. Распределение числа вспышек, сопровождавшихся радиовсплесками IV типа в сантиметровом диапазоне, относительно границ секторов (справа — лидирующая область, слева — хвостовая)



3. На рис. 1 представлено распределение числа протонных вспышек в функции расстояния от границы отдельно для лидирующей и хвостовой областей сектора. Как видно, около 75% всех событий располагается не дальше, чем $1^d,0$ от границы. Для вспышек, сопровождающихся радиовсплесками большой амплитуды в сантиметровом диапазоне, наблюдается вполне аналогичная закономерность (рис. 2): около 60% всех случаев зафиксировано в пределах не более $1^d,0$ от границы, причем в лидирующей области число событий на 18% больше, чем в хвостовой.

Реально, однако, степень концентрации событий к границе должна быть меньше, так как при упомянутом уже преобладании секторов малой длительности в частотном распределении секторов по протяженности относительно велика вероятность случайного попадания вспышки в область близ границы. Эту вероятность нетрудно оценить, исходя из полученного частотного распределения секторов по протяженности и предполагая, что вспышки распределены по диску равномерно. Соответствующий подсчет показывает, что на самом деле в интервале $1^d,0$ от границы сосредоточено 70—50% всех случаев. Другим способом проверки реальности концентрации вспышек к границам может служить представление тех же данных при измерении расстояния от границы в долях длительности сектора. Это возможно, конечно, если учесть ошибки только для секторов протяженностью $>3^d$. Такое рассмотрение показало, что число событий для 0,1 длительности сектора, примыкающей к границе, примерно вдвое выше среднего для всего сектора. Значит, концентрация мощных вспышек к границе сектора, несомненно, реальна.

Отмеченная раньше тенденция для мощных событий располагаться ближе к границе по сравнению с более слабыми соблюдается и для данного набора событий, что можно видеть из рис. 3, 4.

Ранее было также обнаружено [2], что мощность протонной вспышки, располагающейся на границе данного сектора, возрастает с увеличением его протяженности. Соответствующая зависимость для исследуемого набора данных представлена на рис. 5. Мощность вспышки, как обычно, измеряется величиной максимального ионосферного поглощения в полярной шапке (δb). Упомянутой тенденции здесь практически не наблюдается. Можно предположить, что различие между этим результатом и получен-

Рис. 3. Максимальные потоки протонов (P , $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$) от данной вспышки и положение вспышки относительно границы сектора (справа — лидирующая область, слева — хвостовая)

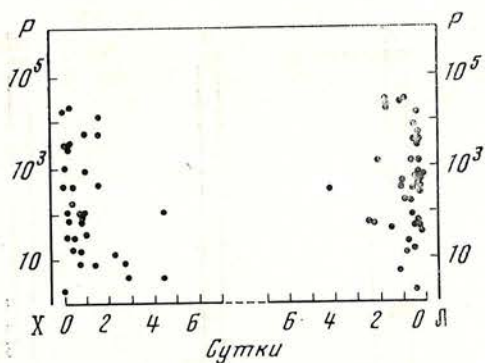


Рис. 4. Распределение средней для данного интервала энергии радиовсплеска \bar{E}_R относительно положения секторной границы

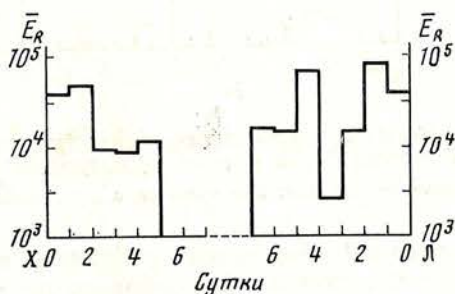


Рис. 5. Зависимость мощности протонной вспышки, выраженная в величине поглощения космических радиопомех в полярной ионосфере ($\Delta\delta$), от протяженности сектора L на границе которого наблюдалась вспышка

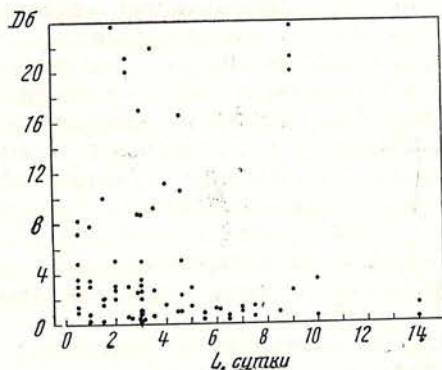
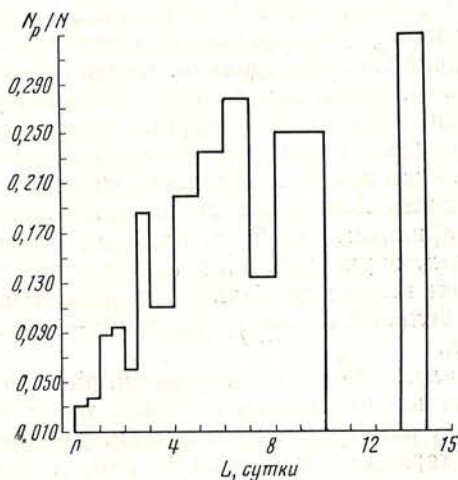


Рис. 6. Зависимость отношения числа секторов данной протяженности с протонными вспышками на их границах к общему числу секторов данной протяженности (N_p/N) от протяженности сектора L



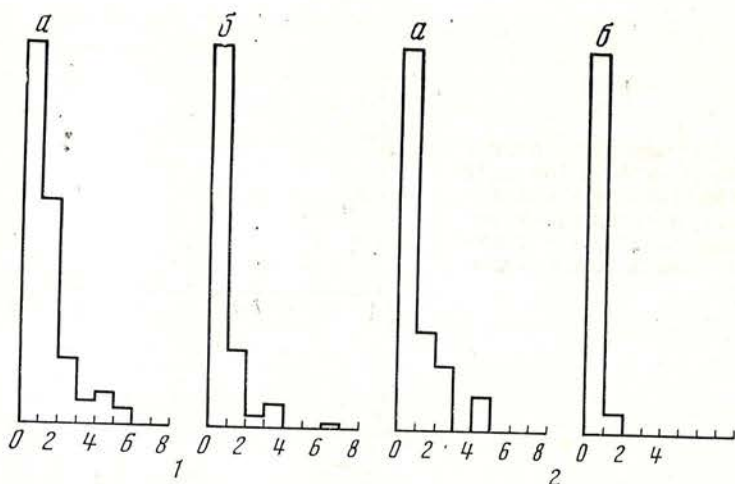


Рис. 7. Концентрация вспышечной активности относительно секторных границ отдельно для северного (а) и южного (б) полушарий Солнца

1 — протонные вспышки; 2 — вспышки с радиовсплесками

ным ранее [2] обусловлено различием в частотных распределениях длительностей секторов. В подтверждение справедливости такого предположения можно заметить, что если данные, использованные на рис. 5, подвергнуть некоторому сглаживанию — например, считать сектором такие случаи, когда знак поля не меняется на протяжении трех суток, — некоторая тенденция к увеличению средней мощности событий с возрастанием протяженности сектора все же появляется. Косвенным подтверждением этого может служить также и то, что доля секторов данной протяженности, на границах которых наблюдались протонные вспышки, имеет тенденцию к возрастанию с увеличением протяженности сектора (рис. 6). Иными словами, вероятность появления на границе сектора протонной вспышки при прочих равных условиях тем больше, чем больше длительность сектора.

Таким образом, из представленных данных следует, что установленные прежде [1,2] закономерности несомненно реальны и имеют место независимо от фазы 11-летнего цикла.

4. Относительно богатая статистика событий позволяет в данном случае исследовать некоторые интересные детали эффекта концентрации вспышек к границе секторов. На рис. 7 представлены гистограммы, характеризующие концентрацию вспышек к границам для северного и южного полушарий Солнца отдельно. Число событий в интервале $0-1^d,0$ принято за единицу, чтобы можно было сравнить степень концентрации. Как видно, события южного полушария обнаруживают заметно более высокую концентрацию к границам. Эту особенность в принципе можно объяснить либо различием в скорости солнечного ветра между обоими полушариями, либо различием положения границы в разных полушариях. Выбор между этими вариантами требует, очевидно, специального исследования. В наборе данных, изученных в [2], асимметрия север — юг также присутствует, причем она имеет другой знак и значительно больше, что может быть обусловлено большей асимметрией север — юг в распределении активности в это время.

Далее, эффект концентрации для вспышек с радиовсплесками был изучен отдельно для относительно узких гелиоширотных зон (10°). Степень концентрации событий к границе удобно измерять их долей, приходящейся на интервал в одни сутки $0-1^d,0$, по отношению к общему числу событий данного распределения. Если секторная граница будет подвергаться «искривлению», связанному с дифференциальным вращением, должно наблюдаться систематическое изменение этого показателя с переходом от одной гелиоширотной зоны к другой. На широте $\pm 30^\circ$ синодический период

вращения по крайней мере на 1^d больше, чем в экваториальной зоне. Поскольку процедура нахождения границы для всех случаев оставалась неизменной (в момент фиксации границы у Земли она располагается на $60^\circ W$), то сдвиг — в случае «искривления» границы — относительно действительного ее положения должен был, следовательно, составлять не менее чем 1^d . Из приведенных ниже данных видно, однако, что какого-либо заметного изменения показателя с широтой не наблюдается.

Гелиоширота	$>30^\circ$	$30-20^\circ$	$20-10^\circ$	$<10^\circ$
Число случаев	13	98	166	54
Индекс распределения	$0,61 \pm 0,35$	$0,59 \pm 0,13$	$0,56 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,16$

Отсюда следует, что по крайней мере в зоне гелиоширот $\pm 30^\circ$ влияния дифференциального вращения на положение границы не обнаруживается. Такой вывод согласуется с результатом, полученным Дж. Вилкоксом и Р. Говардом [14].

В итоге всего изложенного можно прийти к следующим заключениям.

1. Мощные хромосферные вспышки (протонные вспышки, вспышки, сопровождающиеся радиовсплесками IV типа) концентрируются в относительно узких долготных зонах ($\sim 25-30^\circ$), совпадающих с положением секторных границ межпланетного магнитного поля, экстраполированных на Солнце.

2. Зона лидирующей границы (т. е. область на Солнце, прилегающая к границе со стороны восточного лимба) в среднем более активна, чем зона хвостовой границы.

3. Наиболее мощные события имеют тенденцию появляться близ границ секторов относительно высокой протяженности ($> 2^d$).

4. Эти установленные ранее закономерности не зависят от фазы солнечного цикла и имеют место в среднем для всего диапазона гелиоширот, где наблюдаются вспышки.

5. Получено указание на то, что в диапазоне широт $\pm 30^\circ$ секторные границы на Солнце не искажаются дифференциальным вращением.

6. В большинстве случаев данные по вертикальной составляющей геомагнитного поля в полярной шапке позволяют правильно идентифицировать прохождение секторной границы межпланетного магнитного поля.

Авторы очень благодарны А. Б. Северному за обсуждение результатов работы, а также С. М. Мансурову и Л. Г. Мансуровой за предоставление данных о секторной структуре межпланетного магнитного поля до публикации.

Март 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. V. Bumba, V. N. Obridko. Solar Phys., 1969, 6, 104.
2. Б. М. Владимировский, Л. С. Левицкий, А. Б. Северный. Труды Междунар. семинара «Генерация космических лучей на Солнце». Ленинград, дек. 1970. М., НИИЯФ МГУ, 1971, стр. 314.
3. P. Couturier, Y. Leblanc. Astron. and Astrophys., 1970, 7, 254.
4. M. Martres, M. Pick, G. K. Parks. Solar Phys., 1970, 15, 48.
5. S. M. Lapoint, J. P. Vallee. J. Geophys. Res., 1970, 75, 6991.
6. С. М. Мансуров, Л. Г. Мансурова. Секторная структура межпланетного магнитного поля в период МГГ и МГС. ИЗМИРАН. Препринт, 1972, № 30.
7. С. М. Мансуров, Л. Г. Мансурова. Секторная структура межпланетного магнитного поля в 1960 и 1961 гг. ИЗМИРАН. Препринт, 1972, № 31.
8. С. М. Мансуров. Геомагнетизм и аэрономия, 1969, 9, 768.
9. L. Svalgaard. Danish Meteorol. Inst. Geophys. Paper, R-6, 1968.
10. С. М. Мансуров, Л. Г. Мансурова. Геомагнетизм и аэрономия, 1971, 11, 115.
11. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 203.
12. Quarterly Bull. Solar Activity, 1957-1961.
13. J. H. Wolfe. In «Solar Wind». C. P. Sonnet, P. J. Coleman, J. M. Wilcox. (Eds). Washington, 1972, p. 170.
14. J. M. Wilcox, R. Howard. Solar Phys., 1968, 5, 564.

**АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ
С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИФФУЗНО РАССЕИВАЮЩЕГО ЭКРАНА**

В. А. Болдырев, В. В. Ильин, В. Б. Никонov, Э. П. Терез

Для абсолютной калибровки электрофотометрической аппаратуры разработана установка с применением лампового энергетического стандарта и диффузно рассеивающего экрана. Значения спектральной энергетической яркости на выходе установки определены в спектральном интервале 3500—7500 Å с точностью 2,6—2,3% соответственно!

ABSOLUTE CALIBRATION OF PHOTOELECTRIC INSTRUMENTATION USING A DIFFUSING SCREEN,— by V. A. Boldyrev, V. V. Il'in, V. B. Nikonov, E. I. Terез.— A device for absolute calibration of photoelectric instruments using a band-lamp and a diffusing screen has been developed. The values of absolute spectral brightness have been determined for this device in the spectral range 3500 Å — 7500 Å with the accuracy of 2,6—2,3% correspondingly.

Задачей абсолютной звездной спектрофотометрии является изучение распределения энергии в спектрах звезд — создаваемой ими спектральной плотности энергетической освещенности на внешней границе земной атмосферы. Для этого необходима абсолютная спектральная энергетическая калибровка наблюдательной аппаратуры (включая и питающий телескоп), осуществляемая путем измерения ее абсолютной спектральной чувствительности $\sigma(\lambda)$ согласно соотношению

$$\sigma(\lambda) = R(\lambda) / E_T(\lambda), \quad (4)$$

где $R(\lambda)$ — реакция аппаратуры (ток, отсчет), а $E_T(\lambda)$ — известная спектральная плотность энергетической освещенности на входном зрачке исследуемой аппаратуры. Очевидно, что в определяемой таким образом абсолютной спектральной чувствительности учитываются все параметры данной аппаратуры (площадь входного зрачка, все оптические потери, чувствительность светоприемника и измерительной аппаратуры). В свою очередь, это позволяет, зная $\sigma(\lambda)$, по реакции прибора $R(\lambda)$ непосредственно определить значения $E_T(\lambda)$.

Для абсолютной калибровки аппаратуры применяют тот или иной лабораторный энергетический стандарт с известным распределением энергии в его спектре. В большинстве случаев при калибровке аппаратуры, предназначенной для наблюдения звезд, световой поток от лабораторного стандарта оказывается слишком большим. Поэтому такой стандарт приходится устанавливать на значительном расстоянии от исследуемой аппаратуры (в нескольких сотнях метров). В этом случае изображение стандарта в фокальной плоскости телескопа практически точечное и все его излучение полностью проходит через входную щель (slot) спектрофотометра или диафрагму поля электрофотометра. Условия наблюдения стандарта не отличаются от условий наблюдения звезд [1, 2]. Но при применении

этого способа возникает необходимость весьма тщательного учета спектральной экстинкции в горизонтальном слое воздуха на пути от стандарта до фотометрической установки. Возможность наличия приземной дымки не позволяет исходить здесь из значений экстинкции, определяемой для момента наблюдений обычным способом по экстинкционным звездам, и требует проведения специальных, весьма тщательных наблюдений. Применение рассмотренного способа ограничивается ночным временем и наличием благоприятных атмосферных условий. Поэтому необходимо иметь оперативный лабораторный метод абсолютной калибровки, используемый в любое время.

Для решения поставленной задачи в сочетании со стандартом естественно применить некоторый коллиматор. Но в этом случае возникает необходимость обеспечения значительного, точно известного ослабления светового потока от стандарта, а также весьма тщательного определения спектральной прозрачности коллиматора.

Ниже предлагается метод абсолютной калибровки электроспектрофотометрической и электрофотометрической аппаратуры, основанный на применении диффузно рассеивающего экрана. Такие экраны уже применялись в астрофизике для фотометрической привязки источников излучения с большими разностями в блеске, например, Солнца и короны [3,4], Солнца и Луны, Луны и звезд [5]. Рассеивающий экран не только ослабляет световой поток от стандарта, но и исключает необходимость использования коллиматора. Рассмотрим принцип предлагаемого метода.

Пусть излучающая площадка S_1 лабораторного стандарта 1 (рис. 1) имеет известную спектральную плотность энергетической яркости $B_1(\lambda)$. Тогда спектральная плотность энергетической освещенности рассеивающего экрана 2, расположенного нормально к прямой, соединяющей его центр со стандартом, находящимся на расстоянии l , достаточно большом, чтобы освещение экрана можно было считать равномерным, будет равна

$$E_l = \omega_1 B_1(\lambda), \quad (2)$$

где $\omega_1 = S_1/l^2$ — телесный угол, под которым видна светящаяся площадка стандарта из центра экрана.

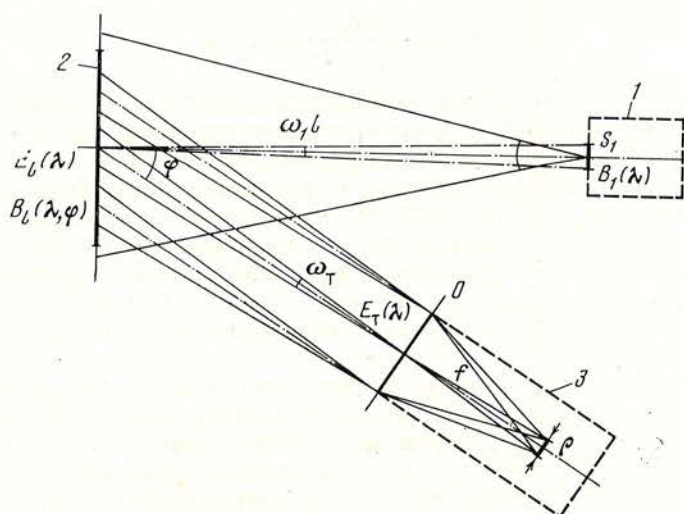


Рис. 1. Функциональная схема установки для абсолютной калибровки системы телескоп — спектрофотометр

1 — образцовый осветитель; 2 — светорассеивающий экран; 3 — калибруемый телескоп со спектрофотометром

Спектральная же плотность энергетической яркости экрана, наблюдаемого под углом φ к его нормали,

$$B_l(\lambda, \varphi) = \frac{1}{\pi} \beta(\lambda, \varphi) E_l(\lambda), \quad (3)$$

где $\beta(\lambda, \varphi)$ — спектральный коэффициент рассеянной яркости экрана, определяемый из специальных наблюдений.

Наблюдая экран с помощью калибруемой фотометрической аппаратуры \mathcal{Z} , определяем ее реакцию для ряда длин волн. Затем, рассчитав для этих же длин волн спектральную плотность энергетической освещенности входного зрачка O калибруемой аппаратуры, найдем согласно формуле (1) искомую абсолютную спектральную чувствительность. В условиях наблюдения такого протяженного, равномерно светящегося объекта, как экран, спектральная плотность энергетической освещенности на входном зрачке O равна произведению спектральной плотности энергетической яркости экрана $B_l(\lambda, \varphi)$ на телесный угол ω_T поля зрения прибора. В данном случае $\omega_T = \rho/f^2$, где ρ — площадь щели электроспектрофотометра или диафрагмы электрофотометра, а f — фокусное расстояние телескопа. Следовательно, спектральная плотность энергетической освещенности входного зрачка калибруемой аппаратуры будет

$$E_T(\lambda) = B_l(\lambda, \varphi) \omega_T = B_l(\lambda, \varphi) \frac{\rho}{f^2} \quad (4)$$

и не зависит от расстояния от экрана до телескопа.

Поскольку наблюдения в каждой длине волны λ всегда ведутся в некотором интервале длин волн $\Delta\lambda$, определяемом в случае электроспектрофотометра шириной его выходной щели и линейной дисперсией, а в случае электрофотометра — эквивалентной шириной вспомогательного узкополосного светофильтра, служащего для выделения данной спектральной области, то наблюдаемую реакцию прибора $R_1(\lambda, \Delta\lambda)$ необходимо привести к единичному интервалу длин волн:

$$R(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda} R_1(\lambda, \Delta\lambda). \quad (5)$$

Тогда, в соответствии с (1), искомая абсолютная спектральная чувствительность калибруемой аппаратуры

$$\sigma(\lambda) = \frac{R(\lambda)}{B_l(\lambda, \varphi)} \frac{f^2}{\rho}. \quad (6)$$

Таким образом, для калибровки любой электроспектрофотометрической и электрофотометрической аппаратуры необходимо определить значение спектральной плотности энергетической яркости экрана $B_l(\lambda, \varphi)$, выделяемой аппаратурой телесный угол ω_T и реакцию при наблюдении экрана для достаточного числа длин волн (10 ÷ 15). Калибровку электрофотометра следует проводить, используя набор вспомогательных узкополосных интерференционных светофильтров с эквивалентными ширинами ~ 50—100 Å. Параметры интерференционных светофильтров должны быть предварительно тщательно измерены с помощью лабораторного спектрофотометра.

В случае наблюдения звезды или другого объекта, изображение которого меньше входной щели или диафрагмы прибора (или освобождения его от эффекта фона неба), найденное выше значение абсолютной спектральной чувствительности $\sigma(\lambda)$ полностью определяет и спектральную плотность энергетической освещенности $E_T(\lambda)$. Эта освещенность, создаваемая наблюдаемым объектом на входном зрачке калибруемой аппаратуры, не зависит в данном случае от телесного угла поля зрения прибора ω_T .

Следует особо отметить следующую весьма важную обстоятельство. Калибровка, выполненная в лабораторных условиях, требует введения со-

ответствующих поправок при работе прибора в других температурных условиях, поскольку спектральная чувствительность фотокатодов зависит от температуры. От температуры также изменяется спектральная прозрачность широкополосных стеклянных светофильтров, которые могут применяться в электрофотометрах. Эти температурные зависимости должны быть тщательно исследованы и соответствующие поправки введены в значение лабораторно определенной абсолютной спектральной чувствительности прибора.

В соответствии с изложенным методом абсолютной калибровки в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработана и изготовлена калибровочная аппаратура, состоящая из лабораторного энергетического стандарта и диффузно рассеивающего экрана с необходимыми юстировочными приспособлениями и контрольно-измерительной аппаратурой, рассчитанная для абсолютной калибровки фотометрических приборов в диапазоне длин волн 3500—7500 Å.

Ниже приводится описание и характеристики изготовленной калибровочной аппаратуры.

Лабораторный энергетический стандарт

Лабораторный энергетический стандарт должен иметь точно известную величину спектральной плотности энергетической яркости $B_1(\lambda)$ во всем исследуемом диапазоне спектра. Наиболее надежным было бы использование в качестве такого стандарта той или другой модели абсолютно черного тела. Но здесь имеются свои весьма существенные трудности. 1) Необходимо использование только высокотемпературных моделей абсолютно черного тела при температуре плавления платины ($T = 2042^\circ \text{K}$). Но даже при этой температуре их излучение в сине-ультрафиолетовой части спектра совершенно недостаточно. 2) Работа с высокотемпературным черным телом очень сложна, а постоянное и длительное его использование для регулярных работ по калибровке практически невозможно.

Представляется более целесообразным использовать в качестве лабораторного энергетического источника, предназначенного для текущей калибровочной работы, вторичный фотометрический стандарт. Таким вторичным стандартом может быть любой источник света, удовлетворяющий следующим требованиям.

1. Высокая стабильность излучения во времени.
2. Высокая цветовая температура (не ниже 2600°K).
3. Возможность длительной эксплуатации (не менее 200 час).

Наиболее распространенными вторичными стандартами являются ленточные вольфрамовые лампы накаливания. Из многих типов этих ламп, выпускаемых в СССР, для абсолютной калибровки наиболее пригодны ленточные лампы типа СИ-10-300У. Эти лампы имеют вольфрамовую ленту шириной 2,8 мм и длиной 20 мм, установленную вертикально в стеклянном баллоне с увиолевым окном. Для предотвращения испарения материала ленты и осаждения его на окне баллон лампы наполнен инертным газом под давлением 1 атм. Как показано в [6], излучение газополных вольфрамовых ламп обладает высокой стабильностью во времени при температурах нити до $2500\text{—}2600^\circ \text{K}$. Используемая нами методика отбора и калибровки вольфрамовых ламп СИ-10-300У описана в [7]. Очевидно, что для обеспечения высокой воспроизводимости калиброванная вольфрамовая лампа должна быть установлена в специальном приборе. Такой прибор — эталонный осветитель — должен предусматривать выставление ленты лампы СИ-10-300У в строго заданном положении, многократное воспроизведение этого положения с высокой точностью, выделение из ленты лампы избранного небольшого участка (диаметром $\sim 1 \text{ мм}$) с помощью специальной оптической системы, а также контроль спектрального пропускания этой оптической системы.

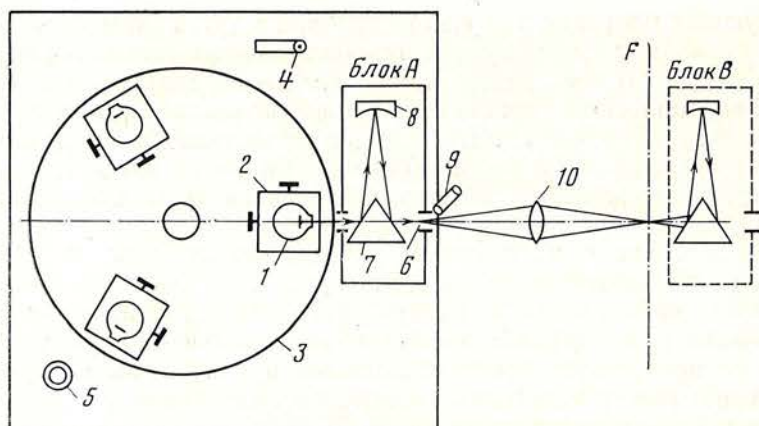


Рис. 2. Блок-схема образцового осветителя

1 — ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-300 У; 2 — столик с двумя микрометренными движениями; 3 — поворотное основание; 4 — рейтер с вертикально натянутой струной; 5 — круглый уровень; 6 — выходная диафрагма; 7 — кварцевая призма с двумя алюминированными гранями; 8 — сферическое зеркало; 9 — измерительный микроскоп; 10 — объектив-ахромат

Блок-схема эталонного осветителя приведена на рис. 2. Каждая ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-300У (1) устанавливается на рейтере, который закреплен на столике 2, имеющем два взаимно перпендикулярных микрометренных движения в горизонтальной плоскости. Для взаимного контроля в эталонном осветителе используются три лампы СИ-10-300У, каждая из которых может быть быстро установлена в рабочее положение. Все эти лампы вместе со своими юстировочными столиками размещены на основании 3, имеющем поворот с точной фиксацией через 120° . Предусматривается также возможность замены одной из этих ламп другим источником излучения (водородной лампой и др.).

Основное требование, предъявляемое к газополным вольфрамовым лампам, — это точное выставление нити лампы по отношению к вертикали как при ее калибровке, так и при дальнейших рабочих измерениях. Как показано в [8], для воссоздания температуры нити лампы с точностью $\pm 1^\circ$ К угол между вертикалью и нитью лампы должен воспроизводиться не хуже $\pm 2^\circ$. Между тем в лампах СИ-10-300У положение нити не согласуется по отношению к баллону и цоколю. Поэтому в эталонном осветителе рейтеры состоят из двух частей, соединенных сферическим шарниром с зажимом. Это позволяет верхнюю половину рейтера закреплять под небольшим углом к нижней половине и тем самым выставлять саму лампу СИ-10-300У строго вертикально. Контроль вертикального положения данной лампы с точностью не ниже 2° воспроизводится визуально по баллону лампы и по вертикально натянутой струне 4. При этом выставляется под постоянным углом к вертикали и нить лампы.

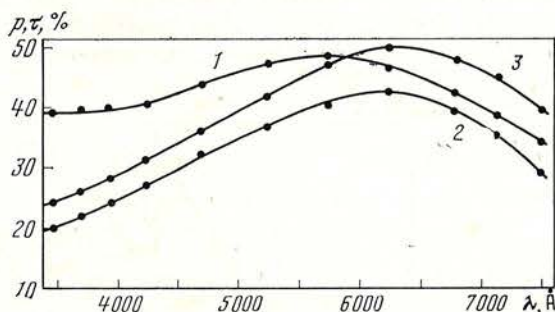
Питание каждой вольфрамовой ленточной лампы осуществляется от высокостабилизированного выпрямителя МТКС-35М, имеющего коэффициент стабилизации не менее 10 000. Ток ламп измеряется с помощью потенциометра постоянного тока Р-345 с точностью 0,01%. Одновременно с целью проверки неизменности калибровки контролируется напряжение на лампах цифровым вольтметром ВК7-10А.

Для выделения из нити лампы небольшого участка с известной величиной спектральной плотности энергетической яркости $B_\lambda(\lambda)$ в эталонном осветителе применена оптическая схема, строящая изображение нити лампы СИ-10-300У в плоскости выходной диафрагмы 6 с увеличением, равным единице. Эта схема состоит из двух плоских зеркал — алюминированных граней призмы 7 — и алюминированного сферического зеркала 8, конструктивно объединенных в один съемный блок. Изображение нити

лампы подсматривается в измерительный микроскоп 9. Причем для облегчения фокусировки и юстировки в плоскости диафрагмы *b* устанавливается матовая пластинка с измерительной сеткой. По окончании юстировки матовая пластинка снимается и точно на ее место укрепляется рабочая диафрагма. Рабочие диафрагмы сделаны из закаленной стали в соответствии с требованиями, предъявляемыми к изготовлению оптических щелей. Примерные диаметры диафрагм 0,5; 1,0 и 1,5 мм. Их фактические размеры были измерены на приборе СИП-5 с точностью до $\pm 0,5$ мкм.

Рис. 3. Характеристики оптического блока А

1 — кривая поляризации; 2 — спектральная прозрачность; 3 — спектральная прозрачность, измеренная в частично поляризованном свете



В процессе эксплуатации эталонного осветителя из-за значительной мощности вольфрамовых ламп СИ-10-300У происходит заметный разогрев оптического блока. Поэтому все оптические детали были сделаны из кварца, а алюминированные поверхности покрыты защитным слоем SiO. Расчет показывает, что в этом случае даже при температуре блоков $+ 80^\circ \text{C}$ параметры оптической системы изменяются не более чем на 0,01%.

Для расчета спектральной плотности энергетической яркости $B_1(\lambda)$ на выходе эталонного осветителя требуется знать величину $B_0(\lambda)$ используемого участка нити лампы СИ-10-300У и спектральную прозрачность оптического блока $\tau(\lambda)$, так как

$$B_1(\lambda) = B_0(\lambda) \tau(\lambda). \quad (7)$$

Кроме того, необходимо оценить степень поляризации излучения на выходе эталонного осветителя. Для измерения величины поляризации был применен специальный анализатор, имеющий кварцевую призму Рошона, закрепленную в поворотном устройстве, и фотоумножитель. При этом монохроматизация излучения осуществлялась интерференционными светофильтрами, установленными непосредственно за выходной диафрагмой *b* эталонного осветителя. Всего было использовано 11 интерференционных светофильтров с $\lambda_{\text{max}} = 3450, 3700, 3920, 4250, 4700, 5240, 5760, 6260, 6810, 7160$ и 7480 Å и полушириной $\Delta\lambda = 100 \div 120 \text{ Å}$. Измеренная кривая поляризации приведена на рис. 3 (кривая 1). Как видно из графика, излучение эталонного осветителя весьма сильно поляризовано в плоскости отражения, до 48% в красной части спектра, что необходимо учитывать при энергетических расчетах.

Для удобства измерения спектральной прозрачности оптических блоков было изготовлено два идентичных экземпляра таких блоков. В дальнейшем будем называть их блок А и блок В. В рабочем положении эталонный осветитель устанавливается на специальном столике, предусматривающем возможность закрепления за выходной диафрагмой осветителя рейтера с объективом-ахроматом 10 и второго оптического блока (см. рис. 2). Измерения спектральной прозрачности оптических блоков (см. рис. 3, кривая 2) проводились с указанными выше интерференционными светофильтрами. Для деполяризации света на выходе осветителя в плоскости диафрагмы *b* помещалась матовая стеклянная пластинка. Вся оптическая схема юстировалась таким образом, чтобы изображение нити лампы на матовой пластинке переносилось объективом 10 в плоскость *F* с однократ-

ным увеличением, а затем также с однократным увеличением строилось в плоскости выходной диафрагмы блока В. Тогда измерение спектральной прозрачности блока В сводится к определению отношения световых потоков за блоком В и перед ним (в плоскости F) для каждой длины волны. Эти измерения проводились многократно с отобранными фотоэлементами и фотоумножителями, имеющими достаточно равномерную чувствительность фотокатода. Погрешность одного измерения спектральной прозрачности составляла $\pm 1-1,5\%$ в зависимости от области спектра. Следовательно, при пяти-шести измерениях средняя квадратичная погрешность не превышает $\pm 0,5\%$. Для получения кривой спектральной прозрачности блока А измерения повторяют, поменяв блоки местами.

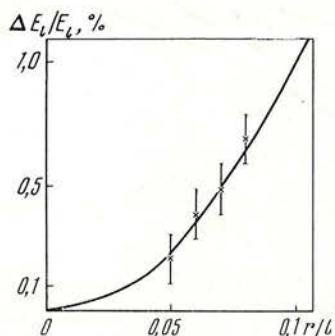


Рис. 4. Кривая неравномерности освещенности экрана в зависимости от соотношения r/l

Следует отметить, что контроль постоянства спектральной прозрачности оптических блоков можно проводить по упрощенной схеме, ставя их непосредственно друг за другом без объектива 10 и деполяризующей матовой пластинки. Но при этом из-за значительной поляризации света в оптических блоках получающиеся значения их спектральной прозрачности оказываются сильно завышенными (см. рис. 3, кривая 3).

Для вычисления полной ошибки при определении спектральной плотности энергетической яркости эталонного осветителя рассмотрим формулу (7). Кроме погрешности величин $B_0(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$, необходимо учесть, что увеличение оптического блока может быть не точно равным единице и должно определяться экспериментально. Для этого с помощью измерительного микроскопа 9 сначала измерялась ширина вольфрамовой нити рабочей лампы СИ-10-300У, а затем ширина изображения этой нити в плоскости выходной диафрагмы 6. Полученное таким способом истинное увеличение оптического блока вводилось в формулу (7). Учитывая, что средняя квадратичная погрешность значения $B_0(\lambda)$ равна $1,5-1\%$ для области спектра $3500-7500 \text{ \AA}$ [7], а ошибка определения $\tau(\lambda)$ составляет $\pm 0,5\%$, получаем, что средняя квадратичная ошибка величины $B_1(\lambda)$ равна $\pm (1,6-1,1)\%$.

Весьма важно осуществить равномерное освещение экрана эталонным осветителем. Очевидно, что при использовании точечного источника света для обеспечения равномерности освещения экрана с любой заданной точностью необходимо иметь достаточно малое отношение между радиусом экрана r и его расстоянием l от изотропно излучающего источника. На рис. 4 приведена расчетная кривая значений $\Delta E_l/E_l$ (т. е. отношение разности освещенностей на краю и в центре экрана к освещенности в центре) в зависимости от r/l . Для проверки равномерности освещенности при применении оптической системы эталонного осветителя были проведены специальные фотометрические измерения. Их результаты, нанесенные на рис. 4 крестиками, показывают, что при реальных значениях r и l равномерность освещенности экрана может считаться безупречной.

Диффузно рассеивающий экран

Диффузно рассеивающий экран, освещаемый эталонным осветителем¹, изготовлен из молочного стекла МС-20¹. Это стекло превосходит по некоторым оптическим свойствам известное молочное стекло МС-14 и является результатом совместной разработки Государственного Оптического института им. С. И. Вавилова и Ленинградского завода оптического стекла. Основная особенность характеристик диффузно рассеивающих экранов из стекла МС-20 состоит в том, что эти экраны имеют индикатрису рассеяния, очень близко соответствующую закону Ламберта. Так, на рис. 5 для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ приведены кривые коэффициентов рассеянной яркости

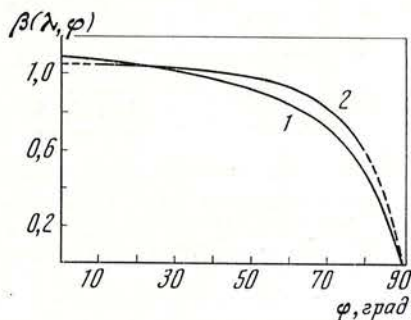


Рис. 5. Индикатрисы рассеяния для диффузно-рассеивающего экрана из стекла МС-20 (2) и экрана, покрытого свежеосажденным слоем MgO (1), измеренные при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$

от угла (т. е. индикатрисы рассеяния) экрана из стекла МС-20 (кривая 2) и «эталонного рассеивателя» из свежеосажденного слоя MgO (кривая 1). Как видно из графика, экран из стекла МС-20 по своим оптическим характеристикам приближается к идеальному ламбертовскому рассеивателю. Однако, когда речь идет о точности в 1—2%, совершенно недопустимо принимать коэффициент спектральной яркости экрана равным единице даже для небольших углов φ . Необходимы точные измерения.

Блок-схема установки, примененной нами для исследования рассеивающих свойств экранов, изображена на фиг. 6. Источником света служит ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-300У (1), питаемая, как обычно, от стабилизированного выпрямителя МТКС-35М. Ток лампы контролируется амперметром класса 0,1. Нить лампы конденсором 2 проектируется с однократным увеличением в плоскость входной щели монохроматора ЗМР-3. Размер входной щели 2 мм. В плоскости выходной щели монохроматора 3 помещена диафрагма 4 диаметром 2 мм и деполяризирующая пластинка. Объектив 5 «Таир-11» совместно с зеркально-линзовой системой перископа 6 строит в плоскости исследуемого образца экрана 7 изображение диафрагмы 4. Исследуемый экран 7 представляет собой небольшую пластинку из молочного стекла МС-20 с чистотой поверхности V6 (как и экран, используемый в работе). Эта пластинка устанавливается так, что в плоскости ее рабочей поверхности лежит оптическая ось объектива 5, а оптическая ось выходной линзы перископа совпадает с нормалью к поверхности пластины. Поэтому при повороте экрана 7 вместе с перископом 6 вокруг оптической оси объектива 5 на любой требуемый угол соответствующей юстировкой обеспечивается строгое постоянство размера и положения изображения на рабочей поверхности исследуемого образца экрана для $\lambda = \text{const}$. Отсчет угла поворота производится по лимбу с точностью до $0,5^\circ$.

Поток, отраженный от освещенной перископом поверхности экрана, с помощью объектива 8 «Юпитер-9» проектируется на линзу 9, строящую на фотокатоде ФЭУ-79 изображение объектива 8. Фототок измеряется непосредственно гальванометрическим устройством УФ-206 с точностью не ниже 0,5%.

¹ Для калибровок аппаратуры в ультрафиолетовой области спектра должны применяться экраны других типов.

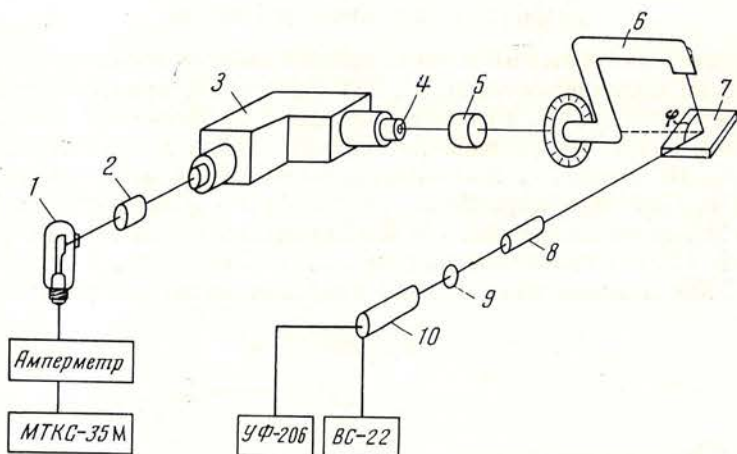


Рис. 6. Блок-схема установки для исследования диффузно рассеивающего экрана
 1 — ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-306У; 2 — конденсор; 3 — зеркальный монохроматор ЗМР-3; 4 — выходная диафрагма; 5 — объектив «Таир-11»; 6 — перископ; 7 — исследуемый образец из стекла МС-20; 8 — объектив «Юпитер-9»; 9 — полевая линза; 10 — фотоумножитель ФЭУ-79

Монохроматический рассеянный поток с экрана $F(\lambda, \varphi)$, идущий в телесном угле ω , под которым виден объектив 8 из центра освещенного пятна на экране, под углом φ к нормали определяется формулой

$$F(\lambda, \varphi) = \frac{1}{\pi} \beta(\lambda, \varphi) E(\lambda) S \cos \varphi \omega, \quad (8)$$

где $E(\lambda)$ — спектральная плотность энергетической освещенности экрана, создаваемая перископом, S — площадь освещенной части экрана, φ — угол между нормалью к экрану и оптической осью объектива 8 и ФЭУ-79 (10), $\beta(\lambda, \varphi)$ — спектральный коэффициент рассеянной яркости экрана.

Описанная установка позволяет измерять угловые распределения относительных коэффициентов спектральной яркости для углов от 10° до 80° . За единицу был выбран относительный коэффициент спектральной яркости при $\varphi = 10^\circ$. Так как сигнал фотоумножителя пропорционален величине падающего на него светового потока, то согласно (8) можно написать

$$\frac{n_\varphi}{n_{10^\circ}} = \frac{F(\lambda, \varphi)}{F(\lambda, 10^\circ)} = \frac{\beta(\lambda, \varphi) \cos \varphi}{\beta(\lambda, 10^\circ) \cos 10^\circ},$$

где n_φ и n_{10° — отсчеты гальванометра, соответствующие углам φ и 10° . Отсюда

$$\beta(\lambda, \varphi) = \beta(\lambda, 10^\circ) \frac{n_\varphi \cos 10^\circ}{n_{10^\circ} \cos \varphi}. \quad (9)$$

Таким образом, для нахождения абсолютных спектральных коэффициентов рассеянной яркости экрана $\beta(\lambda, \varphi)$ для любого угла необходимо независимым методом определить этот коэффициент для угла 10° $\beta(\lambda, 10^\circ)$. Значения $\beta(\lambda, 10^\circ)$ были рассчитаны по измеренной величине полного спектрального отражения экрана $\rho(\lambda)$. Как известно [9],

$$\rho(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_{2\pi} \beta(\lambda, \varphi) \cos \varphi d\omega. \quad (10)$$

Согласно (9)

$$\rho(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cos 10^\circ \beta(\lambda, 10^\circ) \int_{2\pi} \frac{n_\varphi \cos \varphi}{n_{10^\circ} \cos \varphi} d\omega = 2 \cos 10^\circ \beta(\lambda, 10^\circ) \int_0^{\pi/2} \frac{n_\varphi}{n_{10^\circ}} \sin \varphi d\varphi,$$

откуда

$$\beta(\lambda, 10^\circ) = \frac{\rho(\lambda)}{2 \cos 10^\circ \int_0^{\pi/2} \frac{n_\varphi}{n_{10^\circ}} \sin \varphi d\varphi} \quad (11)$$

Измерения коэффициентов полного спектрального отражения $\rho(\lambda)$ экрана из стекла МС-20 были проведены в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова в лаборатории профессора М. М. Гуревича

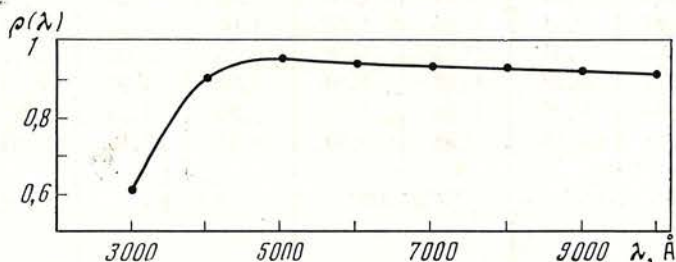


Рис. 7. Кривая полного спектрального отражения молочного стекла МС-20

на приборе ФМ-85 [10] с погрешностью $\pm 1,5\%$ в спектральном диапазоне от 3000 до 10 000 Å (рис. 7).

Как следует из формулы (11), для расчета значений коэффициентов $\beta(\lambda, 10^\circ)$ с помощью численного интегрирования необходимо знать ход зависимости n_φ/n_{10° в диапазоне φ от 0 до 90° . Как уже было отмечено, эта зависимость экспериментально определялась для длин волн 3500—7500 Å в пределах углов от 10° до 80° , а затем графически интерполировалась до угла 90° (величина n_φ/n_{10° при угле 90° равна нулю, так как $\beta(\lambda, 90^\circ) = 0$). Значения n_φ/n_{10° для углов от 0 до 10° были вычислены по экстраполяционной формуле в виде многочлена второй степени, коэффициенты которого наилучшим образом удовлетворяли измеренным значениям n_φ/n_{10° для $\varphi = 10, 20$ и 30° .

Расчитанные таким образом величины абсолютных спектральных коэффициентов рассеянной яркости экрана из стекла МС-20 приведены в таблице, а на рис. 5 показана зависимость этих коэффициентов от угла φ при $\lambda = 5000$ Å. При этом согласно расчету средняя квадратичная погрешность величины $\beta(\lambda, \varphi)$ составляла $\pm 2\%$. Значения B_i приведены в единицах $\text{эрг} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Å} \cdot \text{стер}$.

Необходимо особо рассмотреть вопрос о влиянии диффузно рассеивающего экрана на величину поляризации рассеянного им света. Очевидно, молочный экран можно рассматривать как деполаризатор, что и подтвердилось экспериментами. При освещении экрана естественным светом степень поляризации рассеянного света пренебрежимо мала, меньше 1% . В случае освещения экрана линейно-поляризованным светом степень поляризации рассеянного пучка составляет $9\text{--}10\%$. В нашей установке экран освещается эталонным осветителем со степенью поляризации излучения до 40% . Отсюда следует, что в этом случае степень поляризации света, рассеянного экраном, не более 4% . Величина поляризации, вносимая самой спектрофотометрической аппаратурой, может достигать до 50% . Поэтому даже в этом случае при отсутствии учета поляризационных эффектов ошибка калибровки не будет превышать $\pm 1\%$.

Диффузно рассеивающий экран был изготовлен в виде пластины размером 350×350 мм², укрепленной на специальном юстировочном столике. Столик снабжен круглым уровнем, обеспечивающим строго вертикальное выставление экрана. Кроме того, предусмотрена возможность поворота экрана на угол $\pm 45^\circ$ с отсчетом угла до $\pm 0^\circ,5$. Для точной установки

φ , град	$\lambda=3500 \text{ \AA}$		4000		4500		5000	
	β	$B_l \cdot 10^5$	β	$B_l \cdot 10^5$	β	$B_l \cdot 10^5$	β	$B_l \cdot 10^4$
0	0,88	0,33	1,00	1,70	1,05	5,44	1,05	1,26
10	0,87	0,33	0,99	1,68	1,04	5,39	1,05	1,26
20	0,86	0,32	0,98	1,67	1,03	5,33	1,04	1,25
30	0,85	0,32	0,97	1,65	1,02	5,28	1,03	1,24
40	0,84	0,31	0,96	1,63	1,01	5,22	1,01	1,21
50	0,82	0,31	0,93	1,58	0,98	5,08	0,98	1,18
60	0,77	0,29	0,88	1,50	0,92	4,77	0,93	1,12
70	0,69	0,26	0,78	1,33	0,82	4,25	0,83	1,00
80	0,51	0,19	0,58	0,99	0,61	3,16	0,61	0,73
B_l , эрг · сек ⁻¹ · см ⁻² · Å ⁻¹ · стер ⁻¹	0,27 · 10 ²		1,21 · 10 ²		3,68 · 10 ²		8,55 · 10 ³	

экрана нормально по отношению к оси эталонный осветитель — центр экрана применяется юстировочное зеркало с фокусным расстоянием $f = 0,5l$ (см. рис. 1). Если зеркало прикладывается тыльной стороной к центру экрана, то изображение диафрагмы эталонного осветителя, построенное этим зеркалом, должно совместиться с самой диафрагмой. При ошибке совмещения, не превышающей 1 мм, погрешность выставления нормали не более угловой минуты.

Необходимо также отметить, что замечательным свойством диффузно рассеивающего экрана из стекла МС-20 является стабильность его оптических характеристик. Так, при исследовании экрана в течение года мы не обнаружили заметного изменения его спектральных коэффициентов рассеянной яркости, несмотря на то, что экран находился под открытым небом. Вся подготовка к рабочим измерениям сводится к чистке его влажным ватным тампоном, а затем беличьей кисточкой.

Выводы

Выходным параметром разработанной калибровочной аппаратуры эталонный осветитель — диффузно рассеивающий экран является спектральная плотность энергетической яркости $B_l(\lambda, \varphi)$ экрана под углом φ к нормали. Согласно (3) и (2)

$$B_l(\lambda, \varphi) = \frac{1}{\pi} \beta(\lambda, \varphi) \omega_1 B_1(\lambda). \quad (12)$$

В таблице приведены значения величин $B_l(\lambda, \varphi)$ для длин волн $\lambda = 3500, 4000, 4500, 5000, 5500, 6000, 6500, 7000$ и 7500 \AA и углов от 0 до 80°, полученные при использовании рабочей диафрагмы эталонного осветителя диаметром 1,5 мм, расстоянии $l = 2000 \text{ мм}$ и температуре лампы СИ-10-300У $T = 2600^\circ \text{ К}$.

Общая ошибка при определении величины спектральной плотности энергетической яркости экрана может быть оценена по формуле (12), если считать, что все ошибки случайные и подчиняются гауссовскому распределению. Легко видеть, что погрешностью в определении телесного угла ω_1 можно пренебречь. Размер рабочей диафрагмы эталонного осветителя измеряется с ошибкой $\pm 0,5 \text{ мм}$ или не хуже $\pm 0,05\%$. Расстояние l от центра экрана до эталонного осветителя измеряется с помощью специального приспособления с точностью до $\pm 0,5 \text{ мм}$, или $\pm 0,025\%$.

5500		6000		6500		7000		7500	
β	$B_l \cdot 10^4$	β	$B_l \cdot 10^4$	β	$B_l \cdot 10^4$	β	$B_l \cdot 10^4$	β	$B_l \cdot 10^4$
1,05	2,39	1,04	3,76	1,03	4,96	1,03	5,46	1,03	5,04
1,04	2,37	1,03	3,72	1,03	4,96	1,02	5,40	1,02	4,98
1,03	2,34	1,02	3,69	1,02	4,92	1,02	5,40	1,01	4,94
1,02	2,32	1,01	3,65	1,01	4,87	1,00	5,30	1,00	4,89
1,01	2,30	0,99	3,58	0,99	4,78	0,99	5,25	0,99	4,84
0,98	2,23	0,97	3,50	0,97	4,68	0,96	5,08	0,96	4,69
0,92	2,10	0,91	3,29	0,91	4,38	0,91	4,82	0,91	4,45
0,82	1,87	0,81	2,93	0,81	3,90	0,81	4,29	0,81	3,96
0,61	1,39	0,60	2,17	0,60	2,89	0,60	3,18	0,60	2,93
1,62 · 10 ³		2,57 · 10 ³		3,43 · 10 ³		3,77 · 10 ³		3,48 · 10 ³	

Так как $\omega_1 = S_1/l^2$, то $\Delta\omega_1/\omega_1 = 0,15\%$, что на порядок меньше погрешностей других сомножителей в формуле (12). Окончательный расчет ошибки σ величины $B_l(\lambda, \varphi)$ дает значения 2,6—2,3% для спектральной области 3500—7500 Å соответственно.

Разработанная аппаратура для абсолютной калибровки электроспектрофотометрических приборов сравнительно проста, удобна в эксплуатации и легко воспроизводима. Весьма целесообразно ее использование в работах по определению абсолютного распределения энергии в спектрах первичных спектрофотометрических стандартов звезд. По данным таблицы спектральная плотность энергетической яркости B_l экрана для $\lambda = 5500$ Å и угла $\varphi = 30^\circ$ равна $2,32 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек · Å · см² · стер. При размере диафрагмы фотометра, равном 1,5 мм, и фокусном расстоянии телескопа $f = 2000$ мм для спектральной плотности энергетической освещенности его входного зрачка по формуле (4) получим величину $\sim 10^{-10}$ эрг/сек · см² · Å. Согласно данным [2], такая величина энергетической освещенности входного зрачка телескопа соответствует звездам с $m_V \approx 3^m,5$, среди которых весьма целесообразно выбирать первичные спектрофотометрические стандарты.

В заключение авторы приносят благодарность инженерам Л. Н. Горяиновой и Г. А. Терез за большую помощь в разработке конструкции приборов и проведении исследования аппаратуры.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. S. Hayes. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 165.
2. J. V. Oke, R. E. Schild. *Astrophys. J.*, 1970, 161, 1015.
3. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуманской обс., 1943, № 7, 33.
4. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1948, 1, 83.
5. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1949, 4, 114.
6. C. R. Barber. *J. Scient. Instrum.*, 1946, 23, N 10, 238.
7. Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 144.
8. Л. А. Боярский, П. Г. Стрелков. Измерительная техника, 1965, № 8, 15.
9. М. М. Гуревич. Введение в фотометрию. М., «Энергия», 1968, стр. 68.
10. М. М. Гуревич, В. П. Лазарев. ОМП, 1971, № 11, 34.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ

Н. И. Шаховская

Приводятся результаты спектрального исследования 43 карликов в окрестности Солнца, в спектрах которых отмечена эмиссия водорода и Ca II. Найдены эквивалентные ширины эмиссионных линий, их относительные интенсивности и потоки, излучаемые хромосферами в линиях водорода. Эти характеристики сопоставлены с абсолютными величинами звезд и уровнем их вспышечной активности. Из этого сопоставления следует:

1) эмиссионный бальмеровский декремент остается неизменным для разных звезд в интервале абсолютных величин $M_V = 8^m,5 \div 13^m,5$;

2) отношение интенсивностей линий Ca II к линиям водорода увеличивается с переходом к абсолютно более ярким звездам. Сравнение с соответствующими данными о хромосфере Солнца позволяет предположить, что у хромосфер звезд большей светимости либо более высокая температура, либо более низкая средняя плотность, либо изменяются оба параметра;

3) существует положительная корреляция между энергией, излучаемой стационарной хромосферой звезды, и энергией, излучаемой звездой во время вспышек;

4) чем меньше светимость звезды, тем больший вклад в ее общее излучение могут внести вспышки и стационарная хромосфера;

5) верхний предел потока, излучаемого хромосферами в эмиссионных бальмеровских линиях, растет по мере уменьшения светимости звезд в интервале $M_V = 7^m \div 13^m,5$.

THE INVESTIGATION OF THE EMISSION LINE SPECTRA OF THE RED DWARFS, by *N. I. Shakhovskaya*.— Results of spectrophotometric investigations of 43 solar neighborhood dwarf stars with emission lines of hydrogen and Ca II in their spectra are given. The equivalent widths of emission lines, their relative intensities and the fluxes for the chromospheres in the hydrogen lines were determined. These characteristics are compared with absolute luminosities of the stars and their flare activity level. From this comparison one concludes:

1) The Balmer emission decrement does not vary for different stars into interval of the magnitude $M_V = 8^m.5 \div 13^m.5$

2) The ratio of the Ca II emission line intensity to the hydrogen line intensity, is less for the more luminous stars. The comparison stellar and solar chromospheres data allow to suppose that the chromospheres of the more luminous stars have higher temperature or/and the less mean density.

3) There is a positive correlation between the energy radiated by the quiet stellar chromosphere and the energy that during flares radiated.

4) The contribution of the flares and quiet chromosphere in the total stellar radiation higher for the less luminous stars.

5) The upper limit of the stellar chromosphere fluxes in hydrogen lines is the less for the more luminous stars for the magnitude interval $M_V = 7^m \div 13^m,5$.

В спектрах около 20% звезд солнечной окрестности в интервале спектральных классов G0 V — M8 V обнаруживаются эмиссионные линии водорода и ионизованного кальция. При электрофотометрическом патру-

лировании блеска у значительной части этих объектов наблюдается вспышечная активность типа UV Cet.

Спектральные наблюдения позволяют определить некоторые характеристики хромосфер этих звезд в спокойном состоянии и сопоставить их с параметром, характеризующим уровень вспышечной активности.

1. Спектральные наблюдения

В течение 1968—1973 гг. в Крымской астрофизической обсерватории было получено более 100 спектрограмм 43 карликов спектральных типов dK2e — dM8e, в спектре которых, согласно [1—3], отмечалась эмиссия водорода или Ca II. Использовался спектрограф СП-72 [4], установленный в фокусе Несмита 2,6-м телескопа ЗТШ. Наблюдения в основном проводились на камере спектрографа $F/1$ с дисперсией 155 \AA/мм , лишь в некоторых случаях использовалась камера спектрографа $F/2$ с дисперсией 78 \AA/мм . Применялись фотоэмульсии А-700, А-700Ф, Kodak OaF. Для звезд ярче $m_V = 11^m$ можно было получить спектр для интервала длин волн $\lambda\lambda 3900\text{—}7000 \text{ \AA}$, перекрывая его двумя экспозициями. Во время длинной экспозиции фотографировался коротковолновый участок спектра ($\lambda\lambda 3900\text{—}5000 \text{ \AA}$), при этом длинноволновый участок спектра получался обычно передержанным. При более короткой экспозиции фотографировался длинноволновый участок спектра ($\lambda\lambda 5700\text{—}7000 \text{ \AA}$). Для звезд слабее $m_V = 11^m$ обычно было возможно получить лишь длинноволновый участок спектра, для них использовалась только эмиссионная линия H_α . В некоторых случаях спектральные наблюдения удавалось проводить одновременно с электрофотометрическим патрулированием блеска звезды на 64-см менисковом телескопе в фотометрической системе, близкой к B . В остальных случаях контроль за изменением блеска звезды осуществлялся лишь путем визуального наблюдения за изображением звезды на щели спектрографа. При таком визуальном контроле вспышка, вызвавшая изменение блеска звезды менее чем на одну величину, $\Delta m_V < 1^m$, могла быть не замечена.

Для определения спектральной чувствительности аппаратуры в те же ночи, когда были получены спектры исследуемых звезд, фотографировались и спектры одной из стандартных звезд 109 Vir, 58 Aql, η Ori, α Leo, для которых есть данные о распределении энергии в спектре [5—7]. Дифференциальная атмосферная экстинкция учитывалась с помощью средних коэффициентов спектральной прозрачности, определенных электрофотометрическим способом сотрудницей ГАИШ В. Т. Дорошенко.

2. Эквивалентные ширины эмиссионных линий

Участки спектрограмм, содержащие эмиссионные линии, были измерены на микрофотометре МФ-2 со щелью, соответствующей $1,5 \text{ \AA}$ на спектрограмме. Ширина инструментального контура на уровне половины интенсивности, измеренная по линиям спектра сравнения, в среднем составляет $4,5 \text{ \AA}$. Ширина всех эмиссионных линий на уровне половины интенсивности в спектрах спокойных звезд не превышала ширины инструментального контура.

Истинные непрерывные спектры поздних звезд искажены полосами поглощения, поэтому измерения эквивалентных ширин эмиссионных линий проводились относительно уровня квазинепрерывного спектра в непосредственной близости от линии. На всех спектрограммах квазинепрерывный спектр проводился единообразно.

В табл. 1 приводятся результаты измерений эквивалентных ширин W_λ эмиссионных линий. Возможная ошибка величины W_λ обычно не превосходит 25%, значения W_λ , полученные с меньшей точностью, в таблице отмечены двоеточием. Самая слабая эмиссионная линия, которую

Таблица 1

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	m _V	M _V	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий						Примечания
							H _γ	H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K	
15A	BD + 43°44A	8 ^m ,07	10 ^m ,32	M1 Ve	13. VIII 1970 г.	21 ^h 35 ^m —21 ^h 45 ^m	<0,5	<0,7	<0,7	<0,7	<1	<1	D = 78 А/м.м
					8. IX	20 41 — 21 06	<0,5	<0,7	<0,5	<0,7	<1	<0,7	
					26. IX	21 04 — 21 49	<0,5	<0,7	<0,7	<1	<1	<0,7	
15B		11,04	13,29	M6 Ve	4. XI 1969 г.	17 10 — 18 20	<0,5	<0,7	<0,7	<1	<1	<1	D = 78 А/м.м
					1. XII	18 13 — 22 40	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	
					13. VIII 1970 г.	21 54 — 22 14	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	
29.1	FF And	10,38	8,5	dM0e	29. X 1971 г.	19 24 — 20 56	2,3	2,6	1,8	1,8	1,8	1,8	D = 78 А/м.м
					15. IX 1972 г.	18 42 — 22 40	3,1	4:	4:	4:	4:	4:	
					15. IX	22 42 — 23 25	3,6	2,1	1,8	1,8	1,8	1,8	
48	AC + 71°532	10,06	10,34	dM2,5e	16. IX	23 12 — 2 12	2,7	2,7	2,3	2,3	2,3	2,3	D = 78 А/м.м
					19. IX	23 40 — 1 34	2,7	2,7	2,3	2,3	2,3	2,3	
					9. IX 1969 г.	23 45 — 1 05	<1	<1	<1	<1	<1	<1	
65A } 65B }	UV Cet	12,45 12,95	15,27 15,8	dM5,5e } dM5,5e }	3. XI	19 50 — 21 30	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,7	<0,7	D = 78 А/м.м
					13. VIII 1970 г.	23 55 — 0 55	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	
					14. VIII	0 56 — 1 20	<1	<1	<1	<1	<1	<1	
83.1 } 157A }	G 3—33 BD—1°565	12,27 8,06	13,91 7,6	dM8e } dK5e }	22. IX	0 24 — 0 24	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	D = 78 А/м.м
					9. X	1 15 — 2 20	<0,5	<1	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	
					5. XI 1969 г.	19 22 — 22 22	7,5	<1	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	
157B		11,48	11,0	dM3e	8. X 1970 г.	15 58 — 20 04	7,1	7,1	7,1	7,1	7,1	7,1	D = 78 А/м.м
					30. X 1971 г.	20 42 — 23 52	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	
					15. IX 1972 г.	23 33 — 23 49	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	
157B		11,48	11,0	dM3e	24.1	16 13 — 16 33	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	D = 78 А/м.м
						16 34 — 16 44	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	
					29. X 1971 г.	23 26 — 1 03	5,0	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	
					17. IX 1972 г.	23 49 — 1 55	3:	3:	3:	3:	3:		

Таблица 1 (продолжение)

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	mv	Mv	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий						Примечания	
							H α	H β	H γ	H δ	H+H ϵ	K		H δ
166C	40 Eri C	11 ^m , 17	12 ^m , 73	dM4,5e	4. XI 1969 г.	1 ^h 17 ^m —2 ^h 15 ^m	1,2							
							3,0							
							6,4							
174	BD + 20°802	8,02	7,3	K3 V	13. I 1973 г.	17 00—17 44	<0,5	<0,5	1,9	2:				
182	AC+1°1951—103	9,6	8,8	dM1e	4. XI 1969 г.	1 17—2 15	<0,5							
							3,1							
							3:							
							3,6							
							4,2							
207.1	V371 Ori	11,68	10,8	dM3e	21. I 1971 г.	16 48—18 00	2,3							
							3,9							
							4,4							
							8,2							
							2,8							
234AB	Ross 614	11,07	13,08	dM7e	2. XII 1969 г.	18 24—19 44	2,2							
							4,7:							
268	AC + 38°23616	11,48	12,62	dM5e	16. I 1973 г.	21 45—0 40	1,7:							
285	YZ CMi	11,20	12,29	dM4,5e	20. I 1971 г.	22 36—0 15	14							
							11							
305.1	BD + 22°1921	9,54	7,7	dM0e	6. IV 1971 г.	19 10—20 30								
388	AD Leo	9,43	10,98	dM4,5e	4. III 1970 г.	22 51—23 51	9,1	11	19	16				
							<0,5	<0,5	<0,5	<0,7	<0,7			
412A	BD + 44°2051	8,77	10,12	M2 Ve	27. IV 1970 г.	18 46—20 03	4,2	6,5	5,0	16				
							<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	5,9		
					25. V 1972 г.	18 28—18 38								
						18 39—19 19								

Таблица 1 (продолжение)

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	m _V	M _V	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий						Примечания			
							H _α	H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K		H ₈		
412A					6.IV 1971 г.	20 ^h 40 ^m —21 ^h 20 ^m	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<1			
						21 20 — 21 30										
494	BD + 13°2618	9 ^m ,79	9 ^m ,4	dM2e	15.IV	19 25 — 21 28	3,1	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<1			
					27.IV	20 03 — 21 05	2,3									
					28.IV	18 35 — 19 03										
					19 04 — 20 50		1,2	1,5	1,6	1,4	1,4	8,5				
14.VI	19 58 — 21 30															
14.VI	21 30 — 22 02	3,4														
14.VI	19 05 — 19 30	6,0														
14.VI	19 35 — 21 05						1,5	1,4	1,7	7,4	8,7					
516A	AC + 18°1204—96	12,00	11,00	dM4e	28.IV	22 15 — 23 35	<0,7									
					16.VI	21 50 — 23 20	<0,5									
516B	BD — 7°3646	12,3	11,3	dM4e	28.IV	23 35 — 0 35	<1									
					25.V	19 33 — 20 23										
517		9,34	8,0	dK3e	25.V	20 25 — 20 23	1,1									
					13.II	23 37 — 0 40	1,1									
526	BD + 15°2620	8,50	10,02	dM4e	5.IV	23 25 — 0 12	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<1			
					6.IV	0 15 — 0 25	<1									
					15.IV	21 40 — 22 25										
					13.VI	18 43 — 19 33										
13.VI	20 43 — 21 15															
13.VI	20 43 — 21 15															
569	BD + 16°2708	10,20	10,1	dM0e	15.VI	19 70 г.	1,0	1,9	1,9	2,0	4,6	6,8	1,7			
					6.IV	0 30 — 2 07										
14.II	19 73 г.	1,8														
14.II	2 10 — 3 25	1,6														

Таблица 1 (продолжение)

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	m _γ	M _γ	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий						Примечания
							H _α	H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K	
616.2	BD + 55°1823	9 ^m ,96	8 ^m ,9	dM1e	9. VIII 1969 г.	21 ^b 15 ^m —22 ^b 45 ^m	3,6	2,1	1,8	13:	9:		
						22 46 — 23 16							
						20 40 — 21 20							
						0 50 — 2 10							
						18 22 — 19 22							
						19 37 — 20 02							
						17 57 — 20 35							
						18 15 — 21 15							
						17 08 — 19 00							
						4,3							
644A } 644B }	V105½ Oph	9,76 9,8	10,79 10,8	dM4,5e } dM4,5e }	11. VIII 1968 г.	22 12 — 23 25 23 38 — 23 58	3,2	2,0 3,0	2,7	6,3	7,7		
669A	Ross 868	11,36	11,25	dM4e	28. IV	19 10 — 20 40	2,2	2,9					
						17 05 — 18 50							
						21 00 — 22 15							
						18 54 — 20 14							
						20 50							
						19 14							
719	BY Dra	8,6	7,9	dK6e	18. VIII 1965 г.	20 50	0,5:	1,2	1,0	7,3	4,9	3,3	D = 78 Å/мм
						19. VIII							
						19 41							
						22 34							
						22 39							
						23 50							
22 56 — 23 21													
23 23 — 23 39													
0,8													

Таблица 1 (продолжение)

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	m_V	M_V	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий						Примечания			
							H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	$H+\text{H}\epsilon$	K		H_{δ}		
719					44. VIII 1970 г.	21 ^h 42 ^m —21 ^h 22 ^m	1,7	1,2:	1	1	1	1	1:	2,0	Патруль <i>re</i> Патруль <i>re</i> Патруль <i>re</i> Патруль <i>re</i> , $D = 78 \text{ A/мм}$	
							1	1	0,7	0,7	0,7	0,7	4,6	1,8		1,5
							1,4	1,5:	0,7	0,7	1,3	1,5		2,6		2,2
							1,4	1	1	1,5				4,4		4,5
729	V1216 Sgr	10 ^m ,6	13 ^m ,3	dM4,5e	44. VI	22 40 — 0 25	1,4	1,4:	1,0	1,9	2,6	2,6	4,4			
							1,6:	1,1	1,1	1,2	3,7	4,5				
735	AC + 8°142—393	10,07	9,0	dM2e	43. VII	22 20 — 0 15		1,4:	1,0	1,9	2,6	2,6	4,4			
735					43. VII	22 15 — 23 38		1,1	1,1	1,2	3,7	4,5				
							2,0	1,2	1,3							
							1,8:	1,3								
781	Wolf 4130	11,9	10,8	dM3e	30. VIII	20 12 — 22 12	2,1	1,3	1,3							
							1,3	1,3								
809	BD + 61°2068	8,50	9,18	M2 Ve	7. IX 1970 г.	18 35 — 18 55	<0,5	<0,7	<0,7	<0,5	<1	<1	<1			
							<0,7	<0,5	<0,5	<0,5	<1	<1				
							3,5	1,0	0,8	0,6	6,5	5,0				
815AB	AC + 39°57322	10,26	9,8	dM3e	41. VIII 1968 г.	21 50 — 23 10	3,5	1,3	1,6	1,8	9,4	6,4				
							23 13 — 23 28	23 07 — 24 30	21 55 — 23 30	23 32 — 23 55	21 55 — 23 25	23 30 — 24 00	19 48 — 20 44	20 48 — 21 10		
							23 07 — 24 30	23 32 — 23 55	21 55 — 23 25	23 30 — 24 00	19 48 — 20 44	20 48 — 21 10				
							23 07 — 24 30	23 32 — 23 55	21 55 — 23 25	23 30 — 24 00	19 48 — 20 44	20 48 — 21 10				
							23 07 — 24 30	23 32 — 23 55	21 55 — 23 25	23 30 — 24 00	19 48 — 20 44	20 48 — 21 10				
							23 07 — 24 30	23 32 — 23 55	21 55 — 23 25	23 30 — 24 00	19 48 — 20 44	20 48 — 21 10				

Патруль *re*
Патруль *re*

Таблица 1 (продолжение)

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	m _v	M _v	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий							Примечания
							H _α	H _β	H _γ	H _δ	H _ε +H _ε	K	H _z	
831	Wolf 922	11 ^m ,95	12 ^m ,59	dM4,5e	31. X 1969 г.	18 ^h 50 ^m —19 ^h 30 ^m			1,7	2,0	10	5,2		
					12. IX 1971 г.	22 02 —23 22		2,8	2,7	10	8,3	4,5:		
860B	DO Cep	11,3	13,3	dM4,5e	10. IX	18 50 —21 30								
					11. IX	19 00 —21 00								
873	EV Lac	10,2	11,65	dM4,5e	8. VIII 1969 г.	1,7:			5,2	4,7	7,2	7,8	4,5	
					8. VIII 1968 г.	6,0			4,3	6,6	5,5	13,2	9,9	5,8
875.1		11,8	10,6	dM3,5e	9. VIII	6,0								
					25. VIII	20 33 —22 33								
896A	BD + 19°5146	10,38	11,33	dM4e	25. VIII	22 35 —22 55			5,4	7,7	6,5	15	8,3	
					12. IX 1971 г.	21 09 —22 29			3,6	3,6	3,0	7,8	14	
896B	EQ Peg	12,4	13,4	dM6e	19. VIII 1972 г.	8,1								
					20. VIII	21 33 —23 33								
905	Ross 248	12,29	14,80	dM6e	17. IX	9,8								
					9. IX 1970 г.	22 34 —00 34								
					4. IX 1971 г.	0 29 —1 55			8,2	10	6,9	11	6,4	
					10. IX	21 40 —23 10			6,4:	7,1	6,4	16	23	8:
					8. VIII 1969 г.	7,0								
					30. VIII 1971 г.	9,2								
					31. VIII	6,2								
					10. IX	<0,7			6,3	7,0	7,0	12		
					16. IX 1972 г.	<0,7								

Таблица 1 (окончание)

Номер звезды по [2]	Другие обозначения	m_V	M_V	Sp	Дата	UT	Эквивалентные ширины эмиссионных линий (Å)							Примечания
							H _γ	H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K	H _δ	
908	BD + 1°4774 PZ Mon	8 ^m , 98	40 ^m , 19	M2 Ve	7.IX 1970 г. 8.IX 25.IX 29.X 1971 г. 24.I 1972 г. 13.II 1973 г.	23 ^m 40 ^m - 23 ^m 50 ^m 21 32 - 22 42 22 08 - 23 38 18 25 - 19 06 20 00 - 21 10 22 40 - 23 36	H _γ	H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K	H _δ	
							<0,7	<0,7	<0,7	<0,7	<1	<1	<1	
							<1	<1	<1	<1	<1	<1	<1	
							<0,5	<0,5	<0,5	<0,5	<1	<1	<1	

Примечания:

1. Электрофотометрический патруль во время спектральной экспозиции зарегистрировал слабую кратковременную вспышку [14]: $\Delta m_V \approx 1$, продолжительность вспышки 0^m, 7.
2. Электрофотометрический патруль зарегистрировал слабую вспышку во время спектральной экспозиции [8] $\Delta m_V = 0^m, 13$, продолжительность $\Delta t \approx 3^m$.
3. Во время этой спектральной экспозиции электрофотометрический патруль суммарного блеска компонентов системы G1 886 AB зарегистрировал вспышку. Поскольку эта вспышка не вызвала усиления эмиссии на данной спектрограмме, предполагается [11], что она произошла на компоненте A.
4. Данные о величине этой звезды и о спектральной классификации взяты из [15].

можно обнаружить на спектрограммах с дисперсией 155 \AA/мм при нормальной плотности, имеет $W_\lambda = 0,5 \text{ \AA}$. В тех случаях, когда на спектрограммах не удалось обнаружить эмиссию, в табл. 1 указан нижний предел W_λ для линии, которую можно было бы обнаружить на данной спектрограмме. Эта величина соответствует возможному верхнему пределу эквивалентной ширины эмиссионной линии в данном спектре. В столбцах табл. 1 даны: 1 — номер звезды по каталогу [2]; 2 — обозначения звезды по другим каталогам; 3 — визуальная величина звезды — m_V ; 4 — абсолютная величина звезды M_V ; 5 — спектральный класс — Sp (данные столбцов 3, 4, 5 взяты из каталога [2]); 6 и 7 — дата и время получения спектрограммы; 9 — номера примечаний, которые помещены в конце табл. 1. Спектрограммы, полученные с дисперсией 78 \AA/мм , имеют в последнем столбце соответствующее примечание. «Патруль *ре*» в последнем столбце означает, что спектрограммы получены во время электрофотометрического патруля, свидетелевавшего о спокойном состоянии звезды. Для звезд G1 15 AB, G1 719, G1 815 AB, G1 896 AB предварительные результаты спектральных наблюдений были опубликованы ранее [8—11].

На той же аппаратуре были получены и спектры красных карликов, у которых эмиссия в спектрах никогда ранее не отмечалась, но была обнаружена вспышечная активность G1 447 [12], G1 424=SZ UMa и G1 725 AB [13]. На наших спектрограммах этих звезд эмиссия также не наблюдалась.

Различия в эквивалентных ширинах эмиссионных линий на разных спектрограммах одной звезды, как это видно из табл. 1, в некоторых случаях превосходят возможные ошибки измерения. Примеры таких случаев: G1 166C, G1 207.1, G1 494. Причиной изменения интенсивности эмиссионных линий могут быть как реальные продолжительные изменения интенсивности излучения хромосфер, подобные обнаруженным ранее для G1 825 AB [8] и G1 719 [9], так и непосредственное влияние на спектр вспышек, не замеченных при визуальном патруле или произошедших незадолго до начала электрофотометрического патруля и спектральных наблюдений.

3. Относительные интенсивности эмиссионных линий

В табл. 2 собраны данные об отношениях интенсивностей эмиссионных линий в спектре звезды к интенсивности линии H_β , определенные по нашим спектрограммам. В последней графе табл. 2 отмечены спектрограммы, полученные во время электрофотометрического патруля блеска, свидетелевавшего о спокойном состоянии звезды. Ошибка при определении отношения интенсивностей эмиссионных линий может достигать 30%.

Бальмеровский декремент. На рис. 1 согласно данным табл. 2 изображены в логарифмическом масштабе отношения I_{H_γ}/I_{H_β} и I_{H_δ}/I_{H_β} в зависимости от абсолютной величины звезды. Размер вертикальных отрезков на рис. 1 соответствует величине случайной ошибки одного измерения $\sigma = 30\%$. Значения относительных интенсивностей, которые определены по разным спектрограммам одной звезды, соединены прямыми линиями.

На основании рис. 1 можно предположить, что отношение интенсивностей водородных линий заметно не меняется с изменением абсолютной величины звезды. Штриховые линии соответствуют средним значениям $\lg(I_{H_\gamma}/I_{H_\beta})$ и $\lg(I_{H_\delta}/I_{H_\beta})$, вычисленным по всем данным табл. 2. Уклонения отдельных точек от этих прямых не превосходят возможных ошибок измерения и не носят систематического характера во всем рассматриваемом интервале абсолютных величин.

На рис. 1 светлыми кружками изображены величины $\lg(I_{H_\gamma}/I_{H_\beta})$ и $\lg(I_{H_\delta}/I_{H_\beta})$, определенные для солнечной хромосферы по данным [16],

Номер звезды по [2]	Дата	Относительные интенсивности эмиссионных линий							Примечания	
		H _α	H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K	H ₈		
29.1	16.IX 1972 г.		1	0,77	0,49					
	19.IX		1	0,77		1,2	1,1			
285	21.I 1971 г.		1	0,74	0,51	1,0	0,67			патруль <i>re</i>
388	24.IV	1,4	1	0,70	0,39	0,70	0,40	0,22		патруль <i>re</i>
494	28.IV 1970 г.	3,5:	1	0,64	0,43	1,8	1,1			патруль <i>re</i>
	11.VI		1	0,53	0,50	0,77	0,80			
	12.VI	3,9:	1	0,58	0,48	1,3	1,1			
569	15.VI		1	0,65	0,48	0,71	0,50	0,24		
616.2	7.IV 1971 г.		1	0,78	0,50	1,8	1,5			
	12.IX		1			1,3	1,1			
	19.VIII 1972 г.		1	0,65	0,58	1,1	1,1			
	16.IX		1	0,75	0,41					
644 AB	11.VI 1970 г.		1	0,77	0,45	0,66	0,43	0,24		
749	10.VII		1			1,5	1,4			
735	13.VIII 1971 г.	3,2:	1	0,55	0,41	1,0	1,0			
	14.VII	4,0:	1	0,52						
815 AB	7.VIII 1969 г.		1	0,79	0,51	2,6	2,1			патруль <i>re</i>
	8.VIII		1	0,64	0,41	2,0	1,2			
	12.IX 1971 г.		1	0,62	0,47	1,1	0,6			
873	25.VIII 1969 г.		1	0,78	0,53	0,80	0,54	0,24		патруль <i>re</i>
	25.VIII 1970 г.		1	0,82	0,48	0,75	0,46			
	12.IX 1971 г.		1	0,62	0,40	0,82	1,0			патруль <i>re</i>
896 A	9.IX 1970 г.	1,5:	1	0,63	0,39	0,75	0,90			
	10.IX 1971 г.		1	0,61	0,38	0,64	0,62			

полученным во время солнечного затмения. Числа около кружков соответствуют высоте края Луны над лимбом Солнца (в км). Из рассмотрения рис. 1 можно заметить, что средний бальмеровский декремент эмиссионных карликов в спокойном состоянии согласуется с декрементом интегрального спектра средней хромосферы Солнца. Сходство бальмеровских декрементов в спектрах известных вспыхивающих звезд G1 388 ≡ AD Leo и G1 873 ≡ EV Lac с декрементом интегрального спектра средней хромосферы Солнца было обнаружено ранее Р. Е. Гершбергом [17].

На рис. 2 изображены значения $\lg(I_{H_\gamma}/I_{H_\beta})$ и $\lg(I_{H_\delta}/I_{H_\beta})$ в зависимости от абсолютного потока, излучаемого хромосферой в линии H_β — F_{H_β} (эрг/см²·сек). Величина F_λ оценивалась по формуле

$$F_\lambda = \pi B_\lambda(T_b) W_\lambda, \quad (4)$$

где W_λ — измеренная эквивалентная ширина линии, B_λ — функция Планка, T_b — яркостная температура, соответствующая излучению фотосферы вблизи линии. При вычислении F_{H_β} для всех звезд вместо яркостных температур были взяты эффективные температуры, которые определялись по калибровочной кривой $T_{\text{eff}} - M_V$, данной в [18]. Вблизи линии H_β расположены довольно интенсивные полосы поглощения TiO, поэтому замена яркостной температуры на эффективную может систематически зависеть оценку в несколько раз. Но единообразие проведения квази-

Рис. 1. Зависимость относительных интенсивностей водородных линий от абсолютной величины звезды

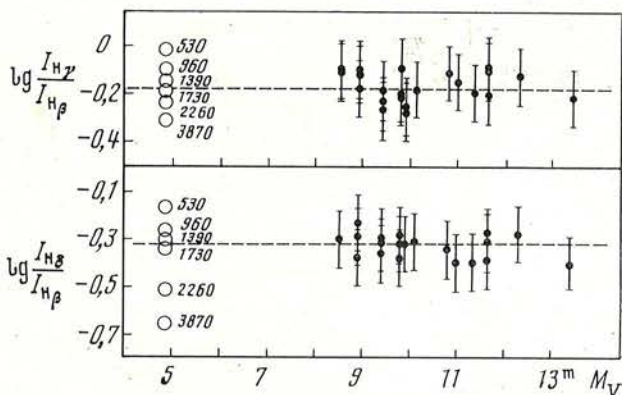
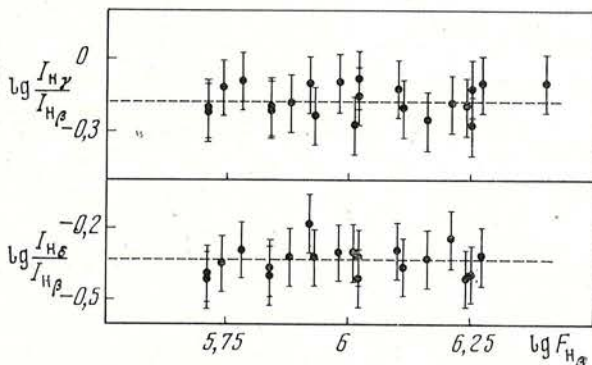


Рис. 2. Зависимость относительных интенсивностей водородных линий от потока, излучаемого хромосферой в линии $H_\beta - F_{H\beta}$ ($\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$)



непрерывного спектра гарантирует внутреннее расхождение оценок $F_{H\beta}$, не превосходящее 1,5—2 раз.

Штриховые линии на рис. 2, как и ранее, соответствуют средним значениям $\lg(I_{H\gamma}/I_{H\beta})$ и $\lg(I_{H\delta}/I_{H\beta})$. Отсутствие систематических отклонений отдельных значений $\lg(I_{H\gamma}/I_{H\beta})$ и $\lg(I_{H\delta}/I_{H\beta})$ от среднего на всем рассматриваемом диапазоне $F_{H\beta}$ свидетельствует о независимости бальмеровского декремента от светимости хромосферы в данном диапазоне.

Итак, эмиссионный бальмеровский декремент в спектрах красных карликов заметно не изменяется в интервале абсолютных величин $M_V = 8^m,5 \div 13^m,5$ ($\text{Sp dM0} \div \text{dM5}$) и при изменении абсолютной светимости хромосферы в 4—5 раз. Причиной постоянства бальмеровского декремента в спектрах карликов разной светимости может быть постоянство электронной плотности в хромосферах этих звезд, которое, в свою очередь, определяется условием энергетического баланса для стационарной хромосферы [19].

Отношение интенсивностей линий Ca II и линий водорода. На рис. 3 согласно данным табл. 2 в логарифмическом масштабе сопоставлены отношения интенсивностей линий $H_\epsilon + H$ Ca II и K Ca II к интенсивности H_β и абсолютная величина звезды. Значения относительных интенсивностей, определенные по разным спектрограммам одной звезды на рис. 3, соединены прямыми. Как и ранее, размер вертикальных отрезков соответствует величине случайной ошибки одного измерения. Светлые кружки — величины, определенные для солнечной хромосферы по данным [16], числа около кружков — высоты хромосферы над лимбом Солнца (в км). На рис. 3 можно заметить, что относительные интенсивности, определенные по разным спектрограммам одной звезды, заметно отличаются друг от друга. Ранее [8, 11, 20] уже отмечалось, что причиной усиления эмиссии Ca II на отдельных спектрограммах, полученных при постоянном блеске звезды, может быть длительное послесвечение вспышки в линиях. Но, кроме большого разброса данных, на рис. 3 заметно общее

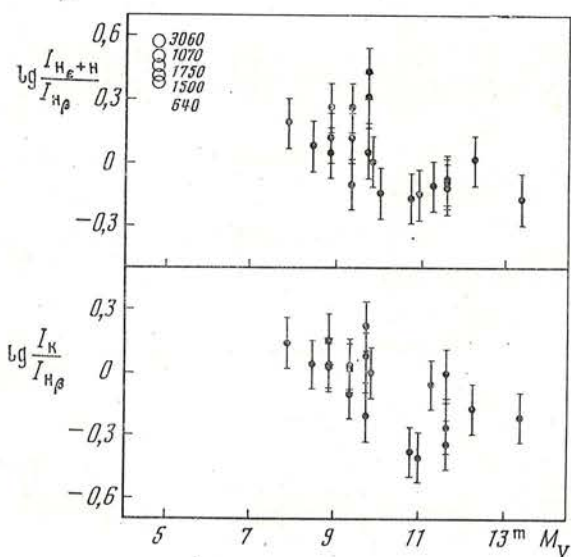


Рис. 3. Зависимость отношения интенсивностей линий Ca II к линиям H_{β} от абсолютной величины звезды

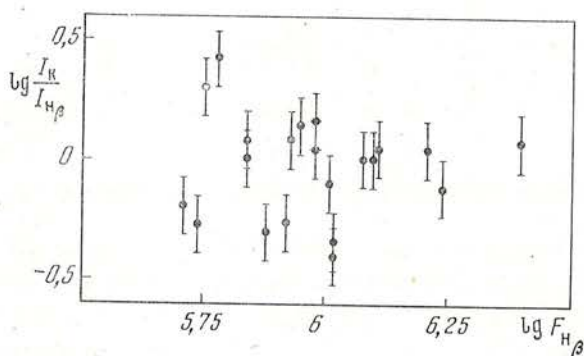


Рис. 4. Соотношение между относительными интенсивностями линий Ca II и потоком, излучаемым хромосферой в линии H_{β} — $F_{H_{\beta}}$ ($\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$)

увеличение $\lg(I_{H_{\epsilon}+H}/I_{H_{\beta}})$ и $\lg(I_K/I_{H_{\beta}})$ с возрастанием светимости звезды. В то же время из рассмотрения рис. 4, на котором сопоставлены величины $\lg(I_{H_{\epsilon}+H}/I_{H_{\beta}})$ и $\lg(I_K/I_{H_{\beta}})$, следует, что $\lg(I_K/I_{H_{\beta}})$ систематически не зависит от величины потока ($\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$), излучаемого хромосферами в бальмеровских линиях. Из рассмотрения данных о хромосфере Солнца на рис. 3 можно заметить, что $\lg(I_{H_{\epsilon}+H}/I_{H_{\beta}})$ увеличивается с высотой хромосферы. В этом же направлении, как известно, уменьшается плотность вещества и увеличивается температура хромосферы Солнца. На этом основании можно предполагать, что зависимость $\lg(I_{H_{\epsilon}+H}/I_{H_{\beta}})$ и $\lg(I_K/I_{H_{\beta}})$ от M_V на рис. 3 обусловлена тем, что с увеличением светимости звезд в их хромосферах одновременно уменьшается средняя плотность вещества и растет температура или изменяется только один из этих параметров.

Увеличением отношения интенсивности линий Ca II к линиям водорода у звезд больших светимостей можно объяснить и следующий наблюдаемый факт: согласно [1—3], у карликов в окрестности Солнца водородные линии обнаруживаются лишь у звезд более поздних, чем K7 V, в то время как эмиссия Ca II наблюдается начиная со спектрального класса G0 V.

4. Зависимость между интенсивностью эмиссии в спектре звезды и уровнем вспышечной активности

Электрофотометрические патрульные наблюдения эмиссионных карликов проводились в Крымской астрофизической обсерватории на 64-см менисковом телескопе в фотометрической системе, близкой к *B*. Методика и некоторые предварительные результаты этих наблюдений опубликованы в [8—11, 13, 21—23]. Совокупность электрофотометрических и спектральных наблюдений позволяет рассмотреть зависимость между интенсивностью эмиссии в спектре звезды в спокойном состоянии и уровнем вспышечной активности звезды.

Уровень вспышечной активности звезды удобно характеризовать параметром $\frac{\Sigma P_B}{T} = \frac{1}{T} \sum_{t_1}^{t_2} \frac{I_{0+f} - I_0}{I_0} dt$, где I_0 — интенсивность излучения

звезды в спокойном состоянии, I_{0+f} — интенсивность излучения звезды во время вспышки, t_1, t_2 — моменты начала и конца вспышки, T — суммарное время патрулирования звезды. Для уменьшения эффекта конечной выборки были использованы оценки $(\Sigma P_B)/T$ для тех звезд, время патрулирования которых превышало 25 час.

Отсутствие зависимости бальмеровского декремента от светимости звезды в рассматриваемом диапазоне позволяет охарактеризовать интенсивность излучения хромосферы в бальмеровской серии интенсивностью одной из линий этой серии. Поскольку большая часть спектральных наблюдений была выполнена в длинноволновой части спектра, будем в дальнейшем характеризовать излучение хромосферы линией H_α .

На рис. 5 сопоставлены $\lg [(\Sigma P_B)/T]$ и средние величины \bar{W}_{H_α} , определенные по данным табл. 1. Числа на рисунке означают номер звезды, согласно [2]. Рассмотрение рис. 5 позволяет сделать вывод о существовании положительной корреляции между величинами $\lg [(\Sigma P_B)/T]$ и \bar{W}_{H_α} . Другими словами, существует прямая статистическая зависимость между энергией, излучаемой звездой во время вспышек, и энергией, излучаемой стационарной хромосферой звезды.

Существование корреляции между $\lg [(\Sigma P_B)/T]$ и W_{H_α} дает основание предполагать, что все звезды с эмиссией в спектре всыхивают, и позволяет оценить величину вспышечной активности звезды по наблюдаемой интенсивности эмиссии в ее спокойном спектре. С другой стороны, корреляция между $\lg [(\Sigma P_B)/T]$ и W_{H_α} позволяет понять, что звезды, у которых наблюдается вспышечная активность, но эмиссия в спектре которых не обнаружена (G1 447 [12], G1 15A, G1 15B [10], G1 725 AB [13], G1 424 [13]),

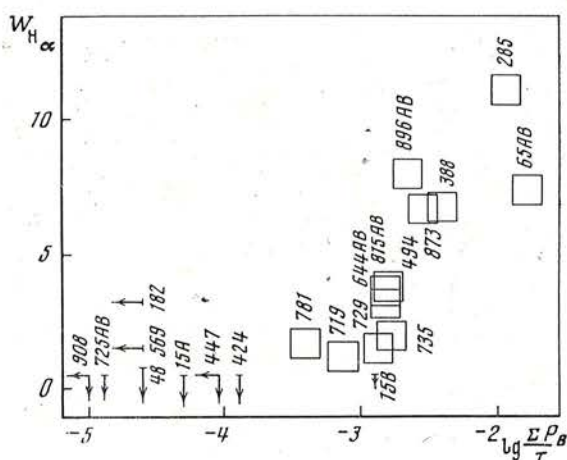


Рис. 5. Корреляция между уровнем вспышечной активности звезды и эквивалентной шириной эмиссионной линии H_α

не исключение. Действительно, уровень вспышечной активности этих звезд оказывается мал, и, согласно этой корреляции, у них можно ожидать весьма слабое излучение хромосферы, которое при обычных методах исследования не обнаруживается. Существование корреляции между $\lg[(\Sigma P_B)/T]$ и $W_{H\alpha}$ и обнаружение вспыхивающих звезд без эмиссии в спокойном спектре дают основание предполагать, что вспышечная активность — весьма распространенное явление и в разной мере присуще всем звездам, имеющим внешнюю конвективную зону. Таким образом, можно думать, что отличие звезд, у которых обнаруживается хромосфера и вспышечная активность, от «нормальных» звезд той же светимости носит не качественный, а количественный характер.

5. Зависимость между эмиссией стационарной хромосферы и светимостью звезды

На рис. 6 в логарифмическом масштабе изображена зависимость между эквивалентной шириной эмиссионной линии $H\alpha$ — $W_{H\alpha}$ и абсолютной величиной звезды. Оценки $W_{H\alpha}$, полученные по разным спектрограммам одной звезды, соединены отрезками прямых, стрелки показывают возможный верхний предел $W_{H\alpha}$ в том случае, если линия на спектрограмме не обнаружена. Линия I соответствует $W_{H\alpha} = 0,5 \text{ \AA}$ — порогу обнаружения эмиссии на спектрограммах нормальной плотности. При рассмотрении рис. 6 можно заметить, что верхний предел величины $\lg W_{H\alpha}$ убывает с увеличением светимости звезды. Эффект конечной выборки звезд не может существенно исказить наблюдаемую картину, так как в программу наблюдений входила большая часть карликов окрестности Солнца ярче $M_V = 8^m,5$, у которых была обнаружена ранее эмиссия водорода в спектре. У карликов солнечной окрестности ярче $M_V = 7^m,3$ эмиссия водорода в спектре вообще не отмечалась. Штриховая линия II на рис. 6, ограничивающая область наблюдаемых значений $\lg W_{H\alpha}$, соответствует зависимости верхнего предела $\lg W_{H\alpha}$ от светимости звезды.

Рассмотрение рис. 6 позволяет заключить, что доля излучения хромосферы в суммарном излучении звезды различна для звезд разных светимостей: чем слабее звезда, тем большую долю своей энергии она может излучать в бальмеровских эмиссионных линиях.

Как показал Кункель [24], существует и верхний предел для уровня вспышечной активности красных карликов. Причем оказывается, что чем меньше светимость звезды, тем больший вклад могут внести вспышки

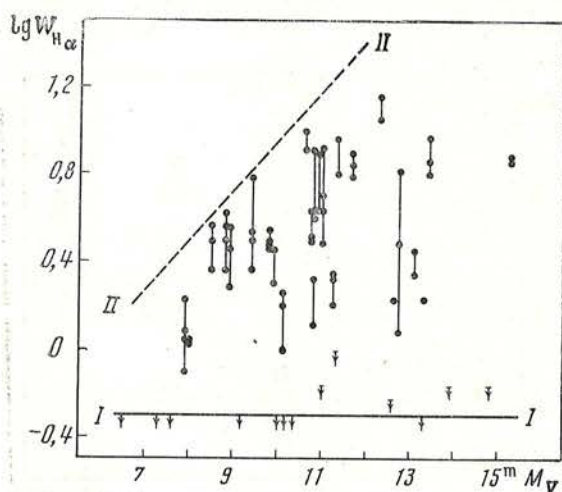


Рис. 6. Зависимость между абсолютной величиной звезды и эквивалентной шириной эмиссионной линии $H\alpha$.

в общее излучение звезды. Результат Кункеля может быть понят и из рассмотренных здесь соотношений: сопоставляя рис. 5 и 6, можно заключить, что верхний предел параметра $[(\Sigma P_B)/T]$ увеличивается по мере уменьшения светимости звезды.

Итак, по мере продвижения в нижнюю часть главной последовательности стационарная хромосфера и вспышки вносят все больший вклад в общее излучение звезды. Можно предполагать, что это обстоятельство связано с увеличением роли конвективного переноса энергии в звездах главной последовательности по мере уменьшения их светимости.

6. Зависимость потока, излучаемого хромосферой в бальмеровских линиях, от светимости звезды

Для всех исследуемых звезд вычислялся абсолютный поток, излучаемый хромосферой в линии H_α — F_{H_α} ($\text{эрг}\cdot\text{см}^2\cdot\text{сек}$). Как и прежде, в формуле (1) вместо яркостных температур были взяты эффективные температуры звезд, определенные по калибровочной кривой $T_{\text{эфф}} - M_V$, данной в [18]. Линия H_α расположена в спектральной области, свободной от сильных полос поглощения, поэтому замена яркостной температуры на эффективную может завязить оценку величины F_{H_α} не более чем в 1,5—2 раза. На рис. 7 представлена зависимость $\lg F_{H_\alpha}$ от M_V . Штриховым прямоугольником ограничен интервал возможных значений хромосферы Солнца по данным [16, 25]. Линии I и II являются отображениями соответствующих линий рис. 6, их положение определялось в соответствии с формулой (1) и калибровочной кривой $T_{\text{эфф}} - M_V$ [18]. Кривая I соответствует зависимости наблюдательного порога обнаружения эмиссии водорода в линии H_α от M_V ; положение этой кривой показывает, что по мере повышения светимости звезды увеличивается порог обнаружения потока, излучаемого хромосферой. Так, хромосфера Солнца излучает поток, сравнимый по величине с потоком от хромосферы G1 65 AB, однако излучение солнечной хромосферы было бы необнаружимо при спектральном разрешении, применяемом при наблюдении звезд, в то время как в спектре G1 65 AB эмиссия весьма сильна.

Кривая II на рис. 7, соответствующая зависимости верхнего предела $\lg F_{H_\alpha}$ от M_V , показывает, что по мере увеличения светимости звезд

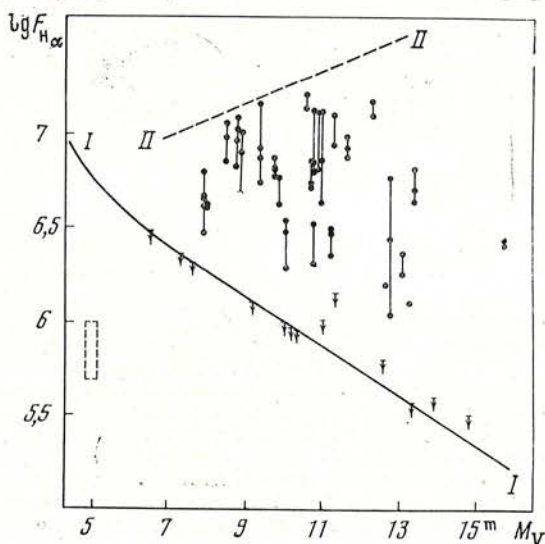


Рис. 7. Зависимость между абсолютной величиной звезды и потоком, излучаемым хромосферой в линии H_α ($\text{эрг}/\text{см}^2\cdot\text{сек}$)

верхний предел потока, излучаемого их хромосферами в бальмеровских линиях, понижается.

На рис. 7 интервал $\lg F_{H\alpha}$, при котором эмиссия может быть обнаружена, ограничен кривыми I и II. По мере роста светимости звезды этот интервал становится уже. Так что, если в действительности объекты, излучающие эмиссионные линии, одинаково распределены среди карликов разной светимости, вероятность обнаружить эмиссию будет выше для более слабых звезд. Вероятно, это обстоятельство и является причиной наблюдаемой закономерности, отмеченной Пти [26]: у карликов в солнечной окрестности относительное число эмиссионных объектов возрастает по мере уменьшения светимости звезд. В таком случае для объяснения наблюдаемого избытка эмиссионных объектов у карликов низкой светимости нет необходимости привлекать гипотезу М. А. Аракеяна [15, 27] о существовании в окрестности Солнца ассоциаций вспыхивающих звезд.

Заключение

Изложенные здесь результаты наблюдений приводят к следующим выводам.

1. Бальмеровский декремент эмиссионных спектров красных карликов остается неизменным в интервале абсолютных величин звезд $M_V = 8^m,5 \div -13^m,3$. Его величина не меняется и при изменении светимости хромосферы в 4—5 раз.

2. Отношение интенсивностей линий Ca II к линиям водорода увеличивается с возрастанием светимости звезды. По-видимому, это обстоятельство свидетельствует или об одновременном уменьшении средней плотности вещества и увеличении температуры в хромосферах звезд при увеличении их светимости, или об изменении только одного из этих параметров.

3. Существует положительная корреляция между долей энергии, излучаемой стационарной хромосферой звезды в бальмеровских линиях, и долей энергии, излучаемой звездой во время вспышек. Это обстоятельство позволяет предполагать, что хромосферы и вспышечная активность — тесно связанные явления, общая причина которых — электромагнитная активность на поверхности звезды, сходная с активностью, наблюдаемой на Солнце.

4. Роль стационарной хромосферы и вспышек в общем излучении звезды зависит от ее светимости: чем меньше светимость звезды, тем больший вклад могут внести вспышки и стационарная хромосфера в общее излучение.

5. Величина потока, излучаемого хромосферами звезд в линиях водорода, имеет верхний предел, который возрастает по мере уменьшения светимости звезд.

Автор благодарен Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание к работе и Г. Н. Алексею, В. М. Софиной за помощь в обработке спектрограмм Апрель 1973 г.

Литература

1. W. P. Bidelman. *Astrophys. J., Suppl.*, 1954, N 7, 216.
2. W. Gliese. *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, 1969, N 22.
3. R. Woolly, E. A. Epps, M. J. Penston, S. B. Poczock. *Roy. Observ. Ann.*, 1970, N 5.
4. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, 35, 3.
5. R. V. Willstrop. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 69, pt 3.
6. D. S. Hayes. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 165.
7. W. K. Bonsack, J. Stock. *Astrophys. J.*, 1957, 126, 99.
8. Н. И. Шаховская. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1972, 45, 124.
9. Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1973, 49, 73.
10. Н. И. Шаховская. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1973, 47, 111.

11. *А. Н. Кулапова, Н. И. Шаховская.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 49, 65.
12. *T. A. Lee, D. T. Hoyle.* IBVS, 1972, N 707.
13. *R. E. Gershberg, N. I. Shakhovskaya.* IAU Colloquium N 15. «New Direction and New Frontiers in Variable Star Research». Bamberg, 1971, p. 126.
14. *P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya.* IBVS, 1970, N 486.
15. *М. А. Аракелян.* Сообщ. Бюраканской obs., 1970, 10, № 1, 80.
16. *P. Томас, Р. Атей.* Физика солнечной хромосферы. М., «Мир», 1965.
17. *Р. Е. Гершберг.* Астрофизика, 1970, 6, 192.
18. *J. L. Greenstein, G. Neugebauer, E. E. Becklin.* Astrophys. J., 1970, 161, 519.
19. *Р. Е. Гершберг.* Астрон. ж., 1974, 51, 552.
20. *Р. Е. Гершберг.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 120.
21. *П. Ф. Чукайнов.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 3.
22. *П. Ф. Чукайнов.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 14.
23. *Н. И. Шаховская.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 86.
24. *W. E. Kunkel.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1970, 82, 1341.
25. *H. Frisch.* Space Sci. Rev., 1972, 13, 455.
26. *M. Petit.* J. observateurs, 1961, 44, 11.
27. *М. А. Аракелян.* Астрофизика, 1968, 4, 617.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ
В СПЕКТРЕ ИЗБЫТОЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В МАКСИМУМАХ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

П. Ф. Чугайнов

На основании результатов, полученных ранее [3—5], был сделан вывод, что в спектрах избыточного излучения вспышек звезд типа UV Cet доминирует непрерывная эмиссия. Здесь рассмотрены данные фотоэлектрических наблюдений о распределении энергии в спектре избыточного излучения в максимумах вспышек звезд типа UV Cet. Проведено сравнение наблюдений со спектроколориметром, выделяющим три участка спектра, свободных от эмиссионных линий, и в фотометрической системе *UBV*. Материал состоит из спектроколориметрических наблюдений 9 вспышек EV Lac и *UBV*-наблюдений 7 вспышек EV Lac, 15 вспышек AD Leo и 11 вспышек YZ CMi. Выполнена редукция спектроколориметрических наблюдений к системе *UBV*. Существенных различий между результатами спектроколориметрических и *UBV*-наблюдений не найдено. Величина эмиссионного бальмеровского скачка, полученная приближенно по трем значениям $\lg f_\lambda$, соответствующим длинам волн $\lambda\lambda 3500, 4217$ и 5220 \AA , составляет $\lg (f_{3650-}/f_{3650+}) = +0,16$, т. е. такая же, что и была найдена нами ранее.

ON THE ENERGY DISTRIBUTION IN THE SPECTRUM OF EXCESS RADIATION IN MAXIMA OF FLARES OF UV CET-TYPE STARS, by P. F. Chugainov.— On the base of results obtained earlier [3—5] the conclusion has been made that the continuous emission dominates in the spectra of excess radiation of flares of UV Cet-type stars. The data of photoelectric observations on the energy distribution in the spectrum of excess radiation in maxima of flares of UV Cet-type stars are discussed here. The comparison is carried out of observations with the spectrophotometer selecting three regions of spectrum free of emission lines and those which are in the photometric *UBV*-system. The material consists of spectrophotometric observations of 9 flares of EV Lac and of *UBV*-observations of 7 flares of EV Lac, 15 flares of AD Leo and 11 flares of YZ CMi. The reduction of spectrophotometric observations to the *UBV*-system is made. No essential differences are found between the results of spectrophotometric and *UBV*-observations. The value of the emission Balmer jump obtained approximatively from the three values of $\lg f_\lambda$ corresponding to the wave lengths $\lambda\lambda 3500, 4217$ and 5220 \AA is $\lg (f_{3650-}/f_{3650+}) = +0,16$, i. e. the same as was found by us earlier.

Распределение энергии в спектре избыточного излучения вспышек звезд типа UV Cet было изучено Кункелем [1, 2] на основе спектрограмм низкой дисперсии, имеющих развертку по времени, и нами [3] по наблюдениям, полученным с трехканальным фотоэлектрическим спектроколориметром. Сравнение результатов показало, в частности, что значения эмиссионного бальмеровского скачка, полученные в [3], значительно ниже, чем в [1, 2]. Вблизи максимумов вспышек по трем вспышкам нами получено $\lg (f_{3650-}/f_{3650+}) = 0,15$, а Кункель (также по трем вспышкам) получил $\lg (f_{3650-}/f_{3650+}) \simeq 0,7$.

Исходя из малой величины бальмеровского скачка, мы считаем, что рекомбинационное свечение водорода не играет основной роли в общем

балансе избыточного излучения вспышки. Кункель [1, 2] предлагает так называемую двухкомпонентную модель, в которой одна из составляющих излучения вспышки принадлежит рекомбинациям водорода, а другая — добавочному тепловому излучению.

Приведенные в [3] отношения потоков излучения характеризуют только непрерывное избыточное излучение вспышек, так как выбор спектральных участков спектроколориметра был сделан таким образом, чтобы в них не попадали эмиссионные линии, наблюдаемые в спектрах вспышек звезд типа *UV Cet*. Однако можно полагать, что широкополосная фотометрия вспышек звезд типа *UV Cet* также характеризует в основном их непрерывное излучение, поскольку в [4, 5] было показано и в [2] было подтверждено преобладание непрерывного излучения над эмиссией в линиях в спектрах избыточного излучения этих вспышек.

Здесь мы рассматриваем для максимумов вспышек как наблюдения *EV Lac*, полученные со спектроколориметром, так и фотоэлектрические наблюдения в системе *UBV EV Lac* и двух других звезд типа *UV Cet*, опубликованные Кристалди и Родоно [6—9], Осавой и др. [10—12] и Кункелем [2]. Наблюдения со спектроколориметром дополнены неопубликованными результатами и редуцированы к системе *UBV*. Это дало возможность сравнить результаты обоих видов наблюдений и проверить сделанные ранее выводы о распределении энергии в спектре избыточного излучения в максимумах вспышек звезд типа *UV Cet*.

1. Результаты наблюдений

Спектроколориметрические наблюдения *EV Lac* были проведены нами в августе 1969 г. на 70-см рефлекторе АЗТ-8. Длины волн участков спектра, выделяемых спектроколориметром, были следующими: $\lambda\lambda 3350-3650$, $4155-4280$ и $5120-5320$ Å. Для калибровки получаемых данных была использована звезда сравнения *BD + 28° 4211*. Описание аппаратуры и методики наблюдений дано в [3]. В табл. 1 для максимумов девяти вспышек приведены логарифмы отношений потоков избыточного излучения f_λ , соответствующих средним длинам волн каждого из участков: $\lambda\lambda 3500$, 4217 и 5220 Å. Результаты наблюдений трех из этих вспышек были ранее опубликованы [3].

Таблица 1

Дата, август 1969 г.	Время, UT	$\lg \frac{f_{3510}}{f_{4217}}$	$\lg \frac{f_{5217}}{f_{5210}}$	$(U - B)_c$	$(B - V)_c$
11	22 ^h 47 ^m ,5	+0,29	+0,01	-1,26±0,07	+0,51±0,17
14	19 15 ,1	+0,18	+0,22	-0,99±0,09	-0,07±0,14
14	19 17 ,1	+0,38	+0,11	-1,46±0,06	+0,22±0,09
15	20 40 ,7	+0,24	+0,39	-1,12±0,11	-0,54±0,19
15	22 59 ,3	+0,32	+0,15	-1,32±0,03	+0,11±0,02
17	21 55 ,5	+0,29	+0,04	-1,25±0,05	+0,44±0,06
17	21 57 ,8	+0,21	+0,24	-1,05±0,03	-0,12±0,04
23	23 47 ,0	+0,24	+0,25	-1,13±0,10	-0,16±0,22
24	19 21 ,1	+0,20	+0,11	-1,04±0,05	+0,23±0,07

Редукция спектроколориметрических наблюдений к системе *UBV* была произведена следующим образом. С помощью методики, разработанной Мэтьюзом и Сендиджем [13] и Ажусенисом и Страйжисом [14], нами были рассчитаны показатели цвета $U - B$ и $B - V$ для звезд с известным

распределением энергии в спектре. Для тех же звезд были найдены $C_{U-B} = -2,5 \lg (f_{3500}/f_{4217})$ и $C_{B-V} = -2,5 \lg (f_{4217}/f_{5220})$. Сравнение вычисленных и наблюдаемых $U-B$ и $B-V$ для одних и тех же звезд показало хорошее согласие. С другой стороны, сопоставление разностей показателей цвета $\Delta(U-B)$ и $\Delta(B-V)$ с разностями ΔC_{U-B} и ΔC_{B-V} дало возможность получить следующие соотношения для редукции спектроколориметрических наблюдений к системе UBV :

$$\Delta(U-B) = 0,95\Delta C_{U-B},$$

$$\Delta(B-V) = 1,11\Delta C_{B-V}.$$

Проводя редуцию спектроколориметрических наблюдений EV Lac к системе UBV , мы брали определенные нами разности ΔC_{U-B} и ΔC_{B-V} по отношению к звезде сравнения и пересчитывали их в $\Delta(U-B)$ и $\Delta(B-V)$. Далее нетрудно было получить и сами показатели цвета, так как для BD + 28° 4211 Джонсоном [15] ранее были найдены $U-B =$

Таблица 2

Звезда	Дата	Время, UT	$U-B$	$B-V$	Источник
EV Lac	23.VIII 1970 г.	20 ^h 45 ^m ,4	-1,07±0,20	+0,78±0,24	[6]
	11.IX 1971 г.	23 28,4	-1,06±0,09	+0,07±0,18	[7]
	20.IX	19 54,6	-1,40±0,07	+0,26±0,19	[7]
	11.IX 1972 г.	23 57,6	-1,01±0,14	+0,26±0,21	[9]
	12.IX	02 47,9	-0,54±0,17	-0,05±0,22	[9]
	12.IX	21 46,6	-0,93±0,23	+0,15±0,20	[9]
	15.IX 1971 г.	12 03,6	-0,60±0,21	+0,15±0,20	[10]
AD Leo	10.II 1965 г.	04 05,6	-0,97	+0,01	[2]
	10.II	07 41,8	-1,02	-0,02	[2]
	12.II	10 06,2	-1,03	+0,21	[2]
	13.II	08 27,0	-1,13	+0,04	[2]
	20.II	07 16,5	-1,15	0,00	[2]
	20.III	07 01,7	-1,17	+0,25	[2]
	20.II 1972 г.	01 25,8	-1,08±0,09	-0,33±0,22	[8]
	19.II	14 15,7	-1,23±0,18	+0,02±0,15	[12]
	19.II	15 31,0	-1,14±0,18	+0,03±0,16	[12]
	19.II	16 45,5	-1,12±0,19	+0,08±0,26	[12]
	19.II	16 46,1	-1,00±0,19	+0,16±0,24	[12]
	20.II	17 29,7	-1,00±0,45	+0,03±0,72	[12]
	23.II	11 33,7	-0,92±0,26	+0,32±0,23	[12]
23.II	13 47,6	-1,15±0,49	+0,54±0,89	[12]	
23.II	14 59,9	-1,44±0,36	+0,44±0,43	[12]	
YZ CMi	27.I 1965 г.	07 48,6	-1,08	+0,12	[2]
	28.I	05 59,9	-1,08	+0,10	[2]
	29.I	06 50,4	-1,29	+0,29	[2]
	31.I	04 48,2	-1,01	+0,30	[2]
	17.I 1972 г.	14 36,9	-1,09±0,19	+0,62±0,12	[11]
	17.I	18 01,9	-0,87±0,19	+0,54±0,12	[11]
	17.I	18 03,4	-0,77±0,19	+0,47±0,10	[11]
	20.I	14 51,7	-1,00±0,18	-0,26±0,45	[11]
	20.I	15 38,6	-1,10±0,17	+0,19±0,26	[11]
	21.I	16 24,7	-0,98±0,41	+0,27±0,55	[11]
	22.I	18 59,5	-0,71±0,26	+0,23±0,28	[11]

$= -1,26$ и $B - V = -0,34$. В табл. 1 приведены найденные таким образом показатели цвета $(U - B)_c$ и $(B - V)_c$ избыточного излучения в максимумах вспышек EV Lac. Индексы «с» подчеркивают, что при этом излучение в эмиссионных линиях было исключено из рассмотрения.

Данные UBV -фотометрии избыточного излучения в максимумах вспышек EV Lac, AD Leo и YZ CMi представлены в табл. 2. Отметим, что необходимые для редукции приведенных в [6—12] данных показатели цвета вспыхивающих звезд в их нормальном состоянии были нами взяты из [16—18].

2. Ошибки наблюдений

Колориметрические наблюдения вспышек звезд типа UV Cet проводят путем сравнения подлежащего изучению избыточного излучения вспышки и какой-либо заранее измеренной звезды, считаваемой фотометрическим стандартом.

Рассмотрим сначала метод, в котором звездой сравнения служит сама вспыхивающая звезда в ее нормальном состоянии (этот метод был применен Кристалди и Родано, а также Осавой и др. [6—12]). Основную часть ошибок показателей цвета избыточного излучения вспышек вызывают ошибки определения потока от звезды в ее нормальном состоянии I_0 и потока от звезды во время вспышки I_{0+f} в разных фильтрах. Фотоэлектрические наблюдения дают возможность определить относительную среднюю квадратичную ошибку потока I_0 , которую мы обозначим как σ_{I_0}/I_0 . Что касается средней квадратичной ошибки потока I_{0+f} , то ее с достаточной точностью можно определить из соотношения

$$\sigma_{I_{0+f}} = \left(\frac{I_{0+f}}{I_0} \right)^{1/2} \sigma_{I_0}.$$

Таким образом, мы определим ошибки показателей цвета $(U - B)$ и $(B - V)$ избыточного излучения вспышек звезд типа UV Cet с помощью выражений, связывающих их с ошибками потоков I_0 и I_{0+f} . Для этого мы представим выражения для показателей цвета в виде

$$(U - B) = -2,5 \lg \frac{i_U}{i_B} + \text{const} = -1,086 (\ln i_U - \ln i_B) + \text{const},$$

$$(B - V) = -2,5 \lg \frac{i_B}{i_V} + \text{const} = -1,086 (\ln i_B - \ln i_V) + \text{const},$$

причем входящие в них i_U , i_B , i_V есть отношения потоков избыточного излучения вспышки к потокам от звезды в ее нормальном состоянии:

$$i = \frac{I_{0+f} - I_0}{I_0}.$$

Используя это выражение для i , мы найдем следующее выражение для относительных средних квадратичных ошибок:

$$\left(\frac{\sigma_i}{i} \right)^2 = \frac{(\sigma_{I_{0+f}})^2 + (\sigma_{I_0})^2}{(I_{0+f} - I_0)^2} + \left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0} \right)^2.$$

Кроме того, принимая во внимание приведенное выше соотношение, связывающее между собой ошибки $\sigma_{I_{0+f}}$ и σ_{I_0} , мы преобразуем полученное выражение следующим образом:

$$\left(\frac{\sigma_i}{i} \right)^2 = \frac{\left(\frac{I_{0+f}}{I_0} + 1 \right) \left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0} \right)^2}{i^2} + \left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0} \right)^2.$$

Наконец, мы получим следующие выражения для ошибок показателей цвета избыточного излучения вспышек

$$\sigma_{(U-B)} = 1,086 \left[\left(\frac{\sigma_{iU}}{i_U} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{iB}}{i_B} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$$\sigma_{(B-V)} = 1,086 \left[\left(\frac{\sigma_{iB}}{i_B} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{iV}}{i_V} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

При выводе этих выражений мы использовали известные из теории ошибок (см., например, [19]) соотношения, связывающие средние квадратичные ошибки суммы $U = A + B$ и слагаемых A и B , частного $V = C/D$, делимого C и делителя D , произвольной функции $W = f(X, Y)$ и ее аргументов X, Y :

$$\sigma_U^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2, \quad \left(\frac{\sigma_V}{V} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_C}{C} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_D}{D} \right)^2, \quad \sigma_W^2 = \left(\frac{\partial W}{\partial X} \right)^2 \sigma_X^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Y} \right)^2 \sigma_Y^2.$$

Средние квадратичные ошибки показателей цвета $U - B$ и $B - V$ избыточного излучения вспышек для наблюдений Кристалды и Родоно и Осава и др. определены нами с помощью приведенного выше выражения и даны в табл. 2. При вычислениях мы использовали значения отношений потоков I_{0+t}/I_0 и относительных средних квадратичных ошибок σ_{I_0}/I_0 , согласно [6—12]. Что касается наблюдений Кункеля, то их ошибки, как указано в [2], не превышают $0^m,4$, за исключением особо отмеченных им вспышек, которые не были включены в нашу сводку.

При спектроколориметрических наблюдениях мы производили сравнение потоков избыточного излучения вспышек и звезды BD + 28° 4214, считаемой фотометрическим стандартом. Поэтому определение ошибок показателей цвета было проведено нами с помощью несколько иных выражений, которые мы теперь рассмотрим. Обозначим поток излучения от звезды сравнения в каком-либо из спектральных участков через I_{cp} и его среднюю квадратичную ошибку через $\sigma_{I_{cp}}$. Кроме того, введем в рассмотрение величину

$$r = \frac{I_{0+t} - I_0}{I_0},$$

где I_0 и I_{0+t} — потоки излучения от вспыхивающей звезды в ее нормальном состоянии и во время вспышки. Тогда мы получим следующие выражения для средних квадратичных ошибок показателей цвета избыточного излучения вспышки:

$$\sigma_{(U-B)} = 1,086 \left[\left(\frac{\sigma_{rU}}{r_U} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{rB}}{r_B} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad \sigma_{(B-V)} = 1,086 \left[\left(\frac{\sigma_{rB}}{r_B} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{rV}}{r_V} \right)^2 \right]^{1/2},$$

причем для определения σ_{rU}/r_U , σ_{rB}/r_B , σ_{rV}/r_V служат следующие одинаковые по виду выражения:

$$\left(\frac{\sigma_r}{r} \right)^2 = \frac{\left(\frac{I_{0+t}}{I_0} + 1 \right) \left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_{cp}} \right)^2}{r^2} + \left(\frac{\sigma_{I_{cp}}}{I_{cp}} \right)^2.$$

Результаты вычислений ошибок спектроколориметрических наблюдений, редуцированных к системе UBV , приведены в табл. 1.

При выводе выражений для ошибок наблюдений мы не учитывали, что показатели цвета объекта, используемого в качестве стандартного источника излучения, т. е. звезды сравнения или самой вспыхивающей звезды в ее нормальном состоянии, такжеотягощены ошибками. Однако это было сделано нами потому, что мы нашли, что для самих измерений показателей

цвета избыточного излучения вспышки характерны ошибки порядка $0^m,05 - 0^m,10$, а иногда и больше, в то время как показатели цвета звезды сравнения или вспыхивающей звезды в нормальном состоянии обычно бывают ошибочны не более чем на $0^m,01 - 0^m,02$.

3. Сравнение результатов и выводы

В табл. 3 приведены для каждой из звезд средние значения показателей цвета $\overline{U - B}$ и $\overline{B - V}$ избыточного излучения в максимумах вспышек. Осреднение всех данных, за исключением тех, которые получены Кункелем, было произведено с учетом найденных нами средних квадратичных ошибок, т. е. были определены средние взвешенные значения и их средние квадратичные ошибки. Средние значения, полученные по данным Кункеля, приведены для двух звезд строчкой ниже без указания их средней квадратичной ошибки.

Таблица 3

Звезда	$\overline{U - B}$	$\overline{B - V}$	Звезда	$\overline{U - B}$	$\overline{B - V}$
EV Lac	$-1,14 \pm 0,09$	$+0,21 \pm 0,09$	YZ CMi	$-0,95 \pm 0,06$	$+0,48 \pm 0,06$
AD Leo	$-1,10 \pm 0,03$	$+0,05 \pm 0,07$		$-1,11$	$+0,20$
	$-1,08$	$+0,08$			

Из результатов спектроколориметрических наблюдений были получены следующие средние взвешенные значения: $(\overline{U - B})_c = -1,19 \pm 0,05$; $(\overline{B - V})_c = +0,10 \pm 0,05$; $\lg(f_{3500}/f_{4217}) = +0,26 \pm 0,02$; $\lg(f_{4217}/f_{5220}) = +0,16 \pm 0,2$. Их можно сравнить со средними значениями для трех вспышек EV Lac, результаты наблюдений которых были обсуждены в [3]: $(\overline{U - B})_c = -1,16 \pm 0,09$; $(\overline{B - V})_c = +0,07 \pm 0,07$; $\lg(f_{3500}/f_{4217}) = +0,26 \pm 0,08$; $\lg(f_{4217}/f_{5220}) = +0,16 \pm 0,07$.

Использованный в [3] способ приближенного определения величины бальмеровского скачка в спектре избыточного излучения вспышек $\lg(f_{3650-}/f_{3650+})$ состоит в следующем. Значения $\lg f_{3650-}$ были приняты равными $\lg f_{3500}$, а значения $\lg f_{3650+}$ были найдены из значений $\lg f_{4217}$ и тех различий между $\lg f_{3650+}$ и $\lg f_{4217}$, которые могли быть нами получены с помощью продолжения до $\lambda 3650$ прямой линии, соединяющей на графике с осями $\lg f_\lambda$, $1/\lambda$ две точки, соответствующие длинам волн $\lambda 4217$ и $\lambda 5220$. Получаемое таким образом различие между $\lg f_{3650+}$ и $\lg f_{4217}$ составляет $0,10$. Для максимумов вспышек EV Lac как по данным [3], так и по приведенным здесь данным мы получаем $\lg(f_{3650-}/f_{3650+}) = +0,16$.

Таким образом, значения $\lg f_{3650-}$ и $\lg f_{3650+}$ могут быть обременены систематическими ошибками. Систематические ошибки $\lg f_{3650-}$ вряд ли имеют существенное значение, но они могут быть вполне заметными для значений $\lg f_{3650+}$, поскольку нам не известно, как в действительности происходит изменение в интервале длин волн от 3650 до 4217 Å. Однако, по-видимому, следует считать совершенно невероятным допущение, что это изменение столь велико (порядка $0,5$ в логарифмической шкале), чтобы можно было объяснить различие между значениями $\lg(f_{3650-}/f_{3650+})$, полученными нами и Кункелем.

Подведя итоги проведенного сравнения результатов спектроколориметрических и широкополосных UBV -наблюдений вспышек звезд типа UV Set в их максимумах, можно сделать следующие выводы:

1. Различия полученных значений показателей цвета вызваны в основном ошибками наблюдений. Систематические различия в распределении энергии в спектрах избыточного излучения вспышек, по-видимому, малы или отсутствуют.

2. Отсутствие существенных различий между результатами спектроколориметрических и широкополосных *UBV*-наблюдений вновь подтверждает вывод о том, что вклад эмиссионных линий в энергию, излучаемую вспышками, мал.

3. Нет оснований изменять сделанный в [3] вывод о малой величине эмиссионного бальмеровского скачка в максимумах вспышек, поскольку рассмотрение дополнительных данных спектроколориметрических и *UBV*-наблюдений не дает указаний на существенно иное распределение энергии в спектре избыточного излучения, чем найденное в [3].

Апрель 1973 г.

Литература

1. *W. E. Kunkel*. Dissertation, Austin, 1967.
2. *W. E. Kunkel*. *Astrophys. J.*, 1970, **161**, 503.
3. *П. Ф. Чугайнов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **44**, 3.
4. *П. Ф. Чугайнов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 200.
5. *П. Ф. Чугайнов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 33.
6. *S. Cristaldi, M. Rodono*. *IBVS*, 1971, N 525.
7. *S. Cristaldi, M. Rodono*. *IBVS*, 1971, N 600.
8. *S. Cristaldi, M. Rodono*. *IBVS*, 1972, N 682.
9. *S. Cristaldi, M. Rodono*. *IBVS*, 1973, N 759.
10. *K. Osawa, K. Ichimura, Y. Shimizu*. *IBVS*, 1972, N 608.
11. *K. Osawa, K. Ichimura, Y. Shimizu et al.* *IBVS*, 1972, N 635.
12. *K. Osawa, K. Ichimura, Y. Shimizu et al.* *IBVS*, 1972, N 666.
13. *T. A. Matthews, A. R. Sandage*. *Astrophys. J.*, 1963, **138**, 30.
14. *А. Ажусенис, В. Страйжис*. Бюлл. Вильнюсской астроном. обс., 1966, № 16, 3.
15. *H. L. Johnson, W. W. Morgan*. *Astrophys. J.*, 1953, **117**, 313.
16. *A. D. Andrews, P. F. Chugainov*. *IBVS*, 1969, N 370.
17. *W. Gliese*. *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, 1969, N 22.
18. *K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe*. *Tokyo Astron. Bull.*, Ser 2, 1968, N 180.
19. *А. Уорсинг, Д. Геффнер*. Методы обработки экспериментальных данных. М., ИЛ, 1953.

ЭМИССИОННЫЙ БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ И ЭЛЕКТРОННАЯ ПЛОТНОСТЬ ВО ВСПЫШКАХ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

Р. Е. Гершберг

Эмиссионный бальмеровский декремент в спектрах вспышек звезд типа UV Кита анализируется в рамках теории излучения водородной плазмы, оптически толстой в линиях [2]. Если считать, что линии эффективно излучаются в областях, где $T_e = 15\,000 \div 20\,000^\circ \text{K}$, то наблюдаемые декременты представляются теорией при электронной плотности $10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и вероятности выхода из среды кванта L_α , равной $10^{-5} - 10^{-4}$.

Полученные спектроскопические оценки n_e^c на 2—4 порядка величины превышают найденные по кривым блеска вспышек фотометрические оценки n_e^Φ , и это обстоятельство заставляет отказаться от предположения, что рекомбинационное высвечивание является основным процессом, определяющим темп затухания вспышек.

EMISSION BALMER DECUREMENT AND ELECTRON DENSITY IN UV Cetype STAR FLARES, by R. E. Gershberg.— Emission Balmer decrement in UV Cetype star flare spectra are analyzed in the framework of the radiation theory for the optically thick in lines hydrogen plasma [2]. Supposing $T_e = 15000 \div 20000^\circ \text{K}$ in lines' origin regions the observed Balmer decrements can be represented by this theory if $n_e = 10^{12} \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and L_α -quantum escape probability $\beta_{21}^0 = 10^{-5} \div 10^{-4}$.

Spectroscopical values n_e^c obtained are $10^2 - 10^4$ times as large as compared to photometrical values n_e^Φ that have been found from flare light curves. This fact forces to refuse to believe the recombination relaxation is the main process that determines flare decay rates.

В работе [4] теория эмиссионного бальмеровского декремента (б. д.) в излучении оптически толстой среды с градиентом скорости внутренних движений [2] была применена для анализа спокойных хромосфер вспышкующих звезд типа UV Кита. Характерная электронная плотность хромосфер всех девяти изученных звезд оказалась близка к $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В таких условиях время установления ионизационного равновесия — самого медленного релаксационного процесса в плазме — составляет 1—2 сек. Естественно предполагать, что электронная плотность во вспышках не ниже, чем в спокойной хромосфере, и, поскольку все имеющиеся спектры вспышек звезд типа UV Кита получены с временным разрешением порядка минут или десятков минут, наблюдаемый бальмеровский декремент этих вспышек соответствует свечению квазиравновесной плазмы. Это обстоятельство оправдывает анализ таких скоротечных процессов с помощью теории стационарного свечения водородной плазмы [2].

Наблюдения

Наблюдения б. д. вспышек звезд типа UV Кита сравнительно немногочисленны, так как проводились лишь на двух обсерваториях: на 36- и 82-дюймовых рефлекторах в обсерватории Мак-Дональд и на 2,6-м

Таблица 1

№ п/п	Звезда	Дата вспышки	Телескоп	Экспозиция, сек-мин	Номер спектра	Относительные интенсивности										Параметры модели, представляющей наблюдаемый б. д.		
						H α	H β	H γ	H δ	H ϵ	H ζ	H η	H θ	H ι	H κ	H λ	T ϵ	n ϵ
1	EV Lac	44.XII 1965 г.	36" Мак-Дональд	~3	1	1	1,24	1,48	4,22	1,17	0,94	0,80	20 000	1·10 ¹⁴	3·10 ⁻⁵			
2						1	1,04	1,16	0,96	0,63	0,64	0,47	20 000	1·10 ¹³	3·10 ⁻⁵			
3						1	1,10	1,28	1,10	0,90	0,67	0,59	20 000	3·10 ¹³	3·10 ⁻⁵			
4						1	1,13	1,06	0,76	0,54	0,52	0,38	20 000	6·10 ¹²	3·10 ⁻⁵			
5						1	1,15	0,90										
6	YZ CMi	12.VII 1966 г. 5.XII 1965 г.	ЗТШ 82" Мак-Дональд	~40 ~3	1	1	0,87	0,70	0,50	0,35	0,35	45 000	3·10 ¹²	1·10 ⁻⁵				
7						1	1,14	0,80										
8						1	1,32	0,88										
9					3	1	1,06	0,64										
10						3	1	0,3	0,2	20 000	2·10 ¹²	1·10 ⁻¹						
11						3	1	0,4	0,3	45 000	3·10 ¹²	3·10 ⁻⁵						
12						1	1											
13					4	1,5	0,8											
14						0,9	1											
15						0,8	1,2	1										
16						1	1,3	1	0,3	15 000	1·10 ¹²	3·10 ⁻⁵						
17	AD Leo	2.III 1970 г.	ЗТШ	27	4	0,91:	0,80	0,63	0,57:	20 000	8·10 ¹²	1·10 ⁻¹						
18						4	0,76	0,47	0,31:	15 000	5·10 ¹²	2·10 ⁻⁵						
19						1,6:	1	0,91	0,62	20 000	3·10 ¹²	1·10 ⁻⁴						
20		18.II 1971 г.	ЗТШ	43	3	1	0,76	0,50										
						4	1	0,78	0,58:									

рефлекторе им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ) в Крыму. Впервые эмиссионный б. д. вспышек был определен Кункелем [3, 4] при наблюдении вспышек YZ CMi 5.XII 1965 г. и EV Lac 11.XII 1965 г. с временным разрешением около 3 мин. Спектр другой вспышки EV Lac 12.VII 1966 г., усредненный по всей вспышке, был получен в Крыму [5]. Позднее на ЗТШ были получены б. д. нескольких вспышек YZ CMi [6] и двух вспышек AD Leo [7, 8]. Наблюдения YZ CMi велись на спектрографе с ЭОПом, при этом было достигнуто временное разрешение 1—2 мин. Спектральные наблюдения в Крыму сопровождались фотометрическим патрулированием блеска соответствующей звезды, и моменты получения б. д. относятся к определенным фотометрическим фазам вспышек.

Все опубликованные к настоящему времени определения относительных интенсивностей водородных линий во вспышках звезд типа UV Кита перечислены в табл. 1.

Сопоставление с теорией

Теоретический б. д. в излучении оптически толстых сред, где основным механизмом возбуждения являются электронные удары, определяется тремя параметрами: электронной температурой, электронной плотностью и прозрачностью среды, которую удобно характеризовать вероятностью выхода L_α -кванта β_{21}^0 . Вычисления б. д. для широких диапазонов всех этих параметров, выполненные в [2], позволили рассмотреть общий характер зависимости относительных интенсивностей бальмеровских линий от перечисленных величин, что, в свою очередь, дает возможность делать приближенные оценки физических условий, в которых может возникать тот или иной наблюдаемый б. д. Ранее [1] были выполнены более подробные вычисления для $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$, которые позволили подобрать теоретические модели стационарных хромосфер, достаточно хорошо представляющие эмиссионные б. д. вспыхивающих звезд в спокойном состоянии, а также лаймановский декремент спокойной солнечной хромосферы.

В скоротечных звездных вспышках температура излучающей плазмы меняется со временем, об этом свидетельствуют качественные изменения линейчатого спектра вспышек [9]. Характерная температура для фазы интенсивного излучения водородных линий, по-видимому, близка к $15\,000\text{—}20\,000^\circ\text{K}$.

На рис. 1 сопоставлены наблюдаемые б. д. вспышек, в спектрах которых были измерены относительные интенсивности не менее четырех линий, и теоретические б. д., рассчитанные для различных n_e и β_{21}^0 при $T_e = 15\,000$ и $20\,000^\circ\text{K}$. Расчеты относительных интенсивностей бальмеровских линий проводились по программе, описанной в [1, 2], для диапазона электронных плотностей от $3 \cdot 10^{11}$ до 10^{14} см^{-3} и для β_{21}^0 от 10^{-3} до 10^{-6} , причем для соседних вариантов эти параметры менялись на полпорядка величины. Те теоретические б. д. из полученного набора, которые оказались подходящими для представления наблюдений, даны на рис. 1 сплошными линиями. Основные характеристики этих теоретических моделей приведены в табл. 2. В последних столбцах табл. 1 даны наиболее вероятные параметры вспышек, получаемые из сопоставления наблюдений и теории. Очевидно, что эти оценки получаются с точностью до множителя 1,5—2.

Как следует из рис. 1, наблюдаемый б. д. сильной вспышки EV Lac 11.XII 1965 г. может быть представлен излучением горячей плазмы с характерной электронной плотностью $10^{13}\text{—}10^{14}\text{ см}^{-3}$. Б. д. EV Lac, средний по всей вспышке 12.VII 1966 г., соответствует свечению менее плотной и более холодной плазмы. Б. д. быстрых вспышек YZ CMi и существенно более продолжительных вспышек AD Leo тоже хорошо представля-

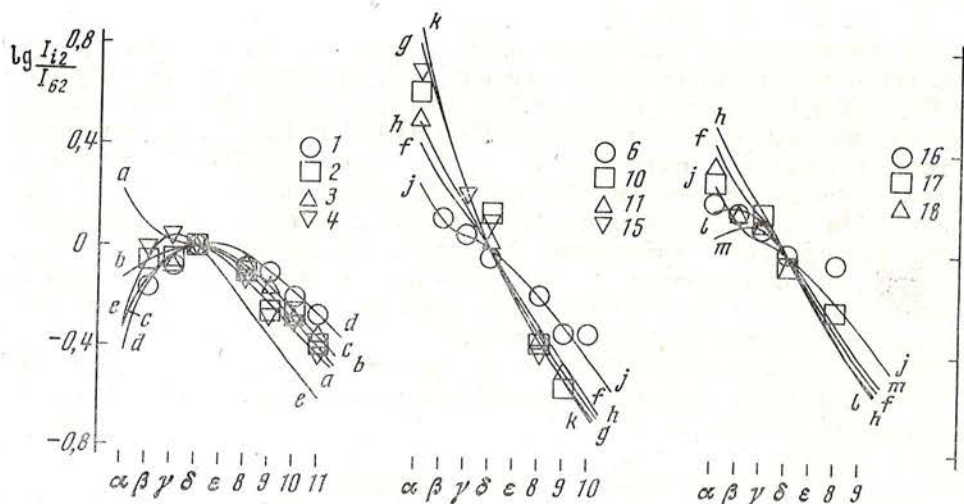


Рис. 1. Сравнение наблюдаемых относительных интенсивностей бальмеровских линий в спектрах вспышек звезд типа UV Кита и теоретических б. д. для оптически толстой в линиях водорода плазмы с градиентом скорости внутренних движений

Нумерация символов соответствует порядковым номерам спектров в табл. 1

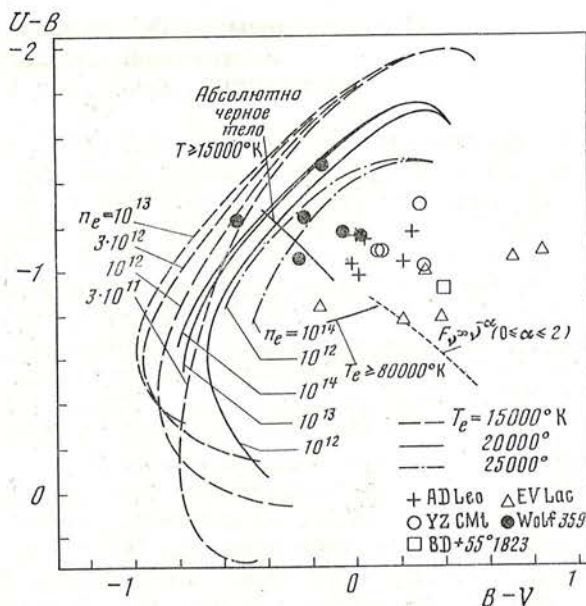
ется излучением оптически толстой плазмы при $T_e = 15000 \div 20\,000^\circ \text{K}$ и $n_e = (1 \div 8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. (Отношение I_{H_α}/I_{H_β} на спектрограмме № 16 определено весьма неуверенно — см. табл. 1 — и, вероятно, заметно завышено.)

Рис. 1 показывает, что среди рассчитанных моделей есть пары — k и g , h и f , l и m , — у которых различия б. д. пренебрежимо малы по сравнению с вероятной ошибкой измерения относительных интенсивностей эмиссионных линий. Это обстоятельство затрудняет однозначную интерпретацию наблюдений, но, к счастью, обеим моделям в каждой паре соответствует одна и та же электронная плотность, так что главный искомый параметр вспышки — величина n_e — определяется описанным методом наиболее уверенно.

На остальных девяти спектрограммах, перечисленных в табл. 1, были измерены относительные интенсивности только трех или даже лишь двух бальмеровских линий. Очевидно, эти данные не позволяют уверенно подбирать соответствующие модели, но можно показать, что рассчитан-

Модель	$T_e, ^\circ\text{K}$	$n_e, \text{см}^{-3}$	Вероятность выхода из среды кванта			n_i/n_e
			L_α	H_α	H_β	
a	20 000	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,0070	0,048	$1,1 \cdot 10^{-3}$
b	20 000	$1 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,0068	0,047	$1,1 \cdot 10^{-3}$
c	20 000	$3 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,0062	0,043	$1,1 \cdot 10^{-3}$
d	20 000	$1 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,0049	0,032	$1,1 \cdot 10^{-3}$
e	20 000	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0,016	0,10	$1,1 \cdot 10^{-3}$
f	20 000	$3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0,022	0,15	$1,2 \cdot 10^{-3}$
g	20 000	$1 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0,022	0,15	$1,4 \cdot 10^{-3}$
h	15 000	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,026	0,18	$1,0 \cdot 10^{-2}$
j	15 000	$3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{-5}$	0,010	0,069	$1,0 \cdot 10^{-2}$
k	15 000	$1 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,024	0,17	$1,2 \cdot 10^{-2}$
l	15 000	$1 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,026	0,18	$1,0 \cdot 10^{-2}$
m	20 000	$1 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0,021	0,15	$1,1 \cdot 10^{-3}$

Рис. 2. Цвета $U - B$ и $B - V$ вспышек звезд типа UV Кита вблизи максимумов блеска и цветовые характеристики излучений различной природы: абсолютно черного тела ($T \geq 15\ 000^\circ$), оптически толстой в линиях водородной плазмы ($T_e = 15\ 000$, $20\ 000$ и $25\ 000^\circ$ К), оптически тонкой горячей плазмы ($T_e \geq 80\ 000^\circ$ К) и синхротронного излучения



ные б. д. для плазмы с $n_e \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\beta_{21}^0 \geq 3 \cdot 10^{-5}$ вполне достаточны для представления восьми из девяти спектров. Лишь б. д. вспышки YZ CMi 17.I 1969 г., где $I_{H\beta}$ и $I_{H\delta}$ превышают $I_{H\gamma}$, не укладывается в рамки рассматриваемой теории. В принципе фотометрическим сложением сравнительно крутого б. д. невозмущенной хромосферы и инверсного декремента типа вспышки EV Lac 11.XII 1965 г. можно, вероятно, получить и такой немонотонный ход интенсивностей балмеровских линий. Однако точность спектрофотометрических данных, полученных на ЭОПном спектрографе, сравнительно низка, так что необходимо предварительное подтверждение подобного б. д. в других, более точных наблюдениях.

На рис. 2 даны вычисленные цветовые характеристики оптически толстой в линиях водородной плазмы и некоторых других излучений, а также наиболее уверенно измеренные цвета вспышек звезд типа UV Кита вблизи максимума блеска [4, 10]. (Все теоретические цветовые характеристики получены с использованием Вильнюсской ревизии кривых реакции системы UBV [11].)

Таблица 2

$U - B$	$B - V$	Доля линейчатого излучения в полосах			$W_{H\beta}, \text{\AA}$
		U	B	V	
$-1^m,44$	$-0^m,18$	0,33	0,44	0,04	240
$-1,50$	$-0,14$	0,33	0,41	0,02	160
$-1,54$	$-0,09$	0,32	0,38	0,02	130
$-1,61$	$0,00$	0,31	0,32	0,01	90
$-1,28$	$-0,38$	0,36	0,53	0,04	280
$-1,03$	$-0,55$	0,37	0,64	0,12	780
$-0,78$	$-0,64$	0,37	0,71	0,23	1500
$-0,93$	$-0,83$	0,42	0,77	0,20	1700
$-1,38$	$-0,49$	0,40	0,64	0,09	620
$-0,71$	$-0,84$	0,42	0,81	0,33	2900
$-1,03$	$-0,82$	0,42	0,75	0,14	1200
$-1,13$	$-0,51$	0,36	0,60	0,07	520

**О спектральных и фотометрических оценках
электронной плотности
во вспышках звезд типа UV Кита**

На спектрах вспышки EV Lac 11.XII 1965 г. Кункель проследил серию Бальмера до H_{11} [3]; формула Инглиса—Теллера дает в этом случае верхнюю границу электронной плотности в излучающей плазме $n_e < 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, тогда как изложенный выше метод б. д. для этой же вспышки приводит к величине 10^{14} см^{-3} и ниже. В спектре вспышки YZ CMi 7.XII 1965 г. Кункель проследил бальмеровскую эмиссию до H_{14} , чему соответствует $n_e < 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. На спектрограмме вспышки AD Leo 11.XII 1965 г., зарегистрированной в обсерватории Мак-Дональд, последняя бальмеровская линия — H_{11} ; на спектрах сильной вспышки той же звезды 18.V 1965 г., зарегистрированной в Крыму [8], видны линии лишь до H_{10} , что дает $n_e < 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Гринштейн и Арп [12] во вспышке Wolf 359 проследили бальмеровскую серию до H_{13} .

Однако все перечисленные спектры вспышек получены либо с невысокой дисперсией, либо со сравнительно несовершенной ЭОПной техникой, и чистота этих спектров невысока. Кроме того, поскольку в расширении эмиссионных линий вспышек определенную роль может играть эффект Доплера, то приведенные оценки n_e по формуле Инглиса—Теллера могут существенно превышать реальные электронные плотности во вспышках. Таким образом, существовавшие ранее спектроскопические оценки электронной плотности во вспышках звезд типа UV Кита ($n_e < 3 \cdot 10^{14} \div 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) можно рассматривать теперь как косвенное подтверждение новых оценок — $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, полученных методом б. д.

В основе независимых фотометрических оценок электронной плотности во вспышках лежит гипотеза о том, что темп высвечивания вспышек определяется только скоростью рекомбинации некоторой массы ионизованного водорода, и эта скорость, в свою очередь, непосредственно связана с электронной плотностью плазмы. Анализ десяти фотоэлектрических кривых блеска вспышек EV Lac, имевшихся в 1963 г. [13], показал, что шесть из них могут быть представлены в рамках простейшей модели изотропного расширения и высвечивания изотермического однородного облака ионизованного водорода, оптически тонкого во всем диапазоне исследуемых частот. При такой интерпретации наблюдений характерная электронная плотность во вспышках оказалась равной $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [14].

В ходе интенсивных фотометрических наблюдений вспыхивающих звезд типа UV Кита, выполненных за минувшее десятилетие, было зарегистрировано несколько сотен вспышек этих объектов и выявлены типичные особенности кривых блеска вспышек. В результате задача осмысления фотометрических данных сводится теперь не столько к теоретическому представлению многочисленных и довольно разнообразных кривых блеска индивидуальных вспышек, сколько к интерпретации обнаруженных общих свойств этих кривых. Одним из таких типичных свойств кривых блеска рассматриваемых вспышек следует считать характерное разделение процесса угасания вспышки на две фазы: начальную фазу быстрого затухания непосредственно после максимума блеска и последующую фазу существенно более медленного угасания. Эти две фазы четко выделяются на большинстве кривых блеска. Анализ изменений цвета вспышек по мере их затухания привел Кункеля к выводу, что в период медленного угасания к собственному излучению вспышки добавляется излучение возбужденной фотосферы, «обожженной» вспышкой [3, 4], и недавно эта двухкомпонентная модель вспышки была подтверждена более рафинированными расчетами [15]. Поэтому для фотометрических оценок n_e во вспышках следует использовать лишь фазу начального быстрого затухания.

Как показала Шаховская [16], между скоростью начального затухания вспышки $(\Delta L/\Delta t)_1$ и светимостью вспышки в максимуме блеска L_m существ-

вует тесная статистическая связь. Определенная по 28 вспышкам 8 звезд, эта зависимость для фотометрических наблюдений в ультрафиолете имеет вид

$$\lg \left(- \frac{\Delta L}{\Delta t} \right)_I = 4,4 + 0,79 \lg L_m. \quad (1)$$

Проанализируем это соотношение в рамках теоретических представлений о высвечивании ионизованного водорода как об основном процессе, обуславливающим нисходящую ветвь кривой блеска вспышки.

При рекомбинационном свечении оптически тонкой плазмы

$$L = S(T_e) n_e^2 V, \quad (2)$$

где $S(T_e)$ — светимость плазмы единичной плотности в исследуемом диапазоне частот и V — объем светящегося вещества.

Малость оптической толщи вспышек в ультрафиолете следует из наблюдений эмиссионного бальмеровского скачка. Существенно, что этому условию удовлетворяют и все теоретические модели, представляющие наблюдаемый б. д. Действительно, заменим непрерывную среду с градиентом скорости совокупностью слоев с такими дифференциальными скоростями, которые исключили бы их радиативное взаимодействие в частотах линий. Согласно [17], чтобы каждый такой слой при $T_e \sim 20\,000^\circ \text{K}$ оставался прозрачным в бальмеровском континууме, его оптическая толща в H_α не должна превышать $2 \cdot 10^4$. В моделях, перечисленных в табл. 2, которые представляют наблюдаемый б. д., вероятность выхода H_α -кванта из среды заключена в пределах от 0,005 до 0,03, что соответствует $\tau_{H_\alpha} \approx 30 \div 200$ и, следовательно, $\tau_{\text{Bac}} \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$. Из-за заметной толщи в H_α ширина контура эмиссионной линии одного слоя должна в 2—3 раза превышать доплеровскую ширину, т. е. достигать $\sim 1 \text{ \AA}$. Поскольку максимальная наблюдаемая ширина H_α -эмиссии во вспышке достигает 18 \AA [8], то вспышку можно представить как совокупность не более чем 20 слоев, и ее полная оптическая толща в бальмеровском континууме оказывается мала: $\tau_{\text{Bac}} \sim 0,02 \div 0,2$.

Если пренебречь изменениями величины V и считать, что основным процессом, изменяющим электронную плотность во вспышке, являются рекомбинации, то

$$\frac{dn_e}{dt} = - C(T_e) n_e^2, \quad (3)$$

где $C(T_e)$ — коэффициент рекомбинации.

Комбинируя (2) и (3), для изотермического высвечивания получаем следующее соотношение:

$$\left(\frac{d}{dt} \frac{L}{L_m} \right)_I = - 2C n_e. \quad (4)$$

С другой стороны, согласно (1) начальная скорость относительного угасания вспышки статистически очень слабо зависит от максимальной светимости вспышки:

$$\left(\frac{d}{dt} \frac{L}{L_m} \right)_I \propto L_m^{-1/2}, \quad (5)$$

и, по данным [16], для $T_e = 15\,000 \div 20\,000^\circ \text{K}$ фотометрическая оценка средней электронной плотности во вспышках оказывается равной $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что практически совпадает с результатами [14].

Различия на 2—4 порядка величины фотометрических оценок n_e^Φ и полученных выше методом б. д. спектроскопических оценок n_e^c заставляют рассмотреть следующую дилемму: либо модель рекомбинационного высвечивания некоторой массы газа, свободного от влияния внешнего

источника ионизации, должна быть существенно уточнена, либо от этой модели следует вообще отказаться и считать, что временной ход затухания вспышек определяется другими, более медленными процессами релаксации.

Возможные уточнения рекомбинационной модели

Очевидны два необходимых уточнения модели высвечивания плазмы во вспышке. Во-первых, в более реалистической модели следует учитывать охлаждение высвечивающегося газа; скажем, при изменении T_e от 100 000 до 10 000° К каждая из величин $S_U(T_e)$ и $C(T_e)$ возрастает в 6—8 раз. Во-вторых, как показали вычисления [17], оценки n_e^Φ , получаемые без учета эффектов нестационарного L_α -поля, оказываются систематически заниженными; например, при охлаждении плазмы от $T_e = 40\,000^\circ\text{К}$ только за счет этой причины n_e^Φ получаются заниженными в 4 раза. При надлежащем учете этих двух факторов оценку n_e^Φ , по данным [16], можно было бы, видимо, увеличить в несколько раз или на порядок величины.

Расчет теоретических кривых блеска высвечивающейся плазмы с учетом эффектов охлаждения и эффектов нестационарного L_α -поля был выполнен Коровяковскими [18]. Сопоставление этих вычислений с наблюдениями привело к оценке $10^9 \leq n_e^\Phi \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$. К сожалению, с расчетами сравнивались полные нисходящие ветви наблюдаемых кривых блеска, а не только участки начального быстрого угасания и, кроме того, использовались наблюдения в полосе V , так что эффект отражения мог дать систематически заниженные величины n_e .

Если плотность вещества в области вспышки существенно неоднородна, то сперва рекомбинации будут эффективно происходить в наиболее плотных частях; по мере высвечивания этих частей все больший вклад в суммарную светимость вспышки будут вносить менее плотные области. В результате n_e^Φ окажется ниже, чем n_e^c , определенная по спектру вблизи максимума. Рассмотрим, например, высвечивание плоского слоя, в котором электронная плотность n_e^0 в начальный момент убывает по экспоненте

$$n_e^0 = n_e e^{-h/h_0}, \quad (6)$$

где n_e — плотность в основании слоя и h_0 — его эквивалентная толщина.

В этом случае нисходящая ветвь кривой блеска будет иметь вид

$$\frac{L(t)}{L_m} = 2 \int_0^\infty \frac{dx}{(e^x + C n_e t)^2}, \quad (7)$$

и, следовательно,

$$\left(\frac{d}{dt} \frac{L}{L_m} \right)_I = - \frac{4}{3} C n_e. \quad (8)$$

Из сравнения этого соотношения с (4) следует, что применение однородной модели к барометрическому слою приводит к занижению фотометрической оценки плотности в полтора раза.

Следует, конечно, отметить, что зарегистрированы отдельные весьма быстрые вспышки с характерным временем угасания порядка секунд, для которых соотношение (4) дает $n_e^\Phi \approx 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$; регистрация еще более быстрых вспышек представляет определенные технические трудности, и не исключено, что отсутствие надежных сведений о таких вспышках можно отнести за счет наблюдательной селекции.

Таким образом, перечисленные соображения позволяют приблизить оценки n_e^Φ к диапазону полученных величин n_e^c . Однако это не решает проблему, поскольку высокие n_e^c были обнаружены в сравнительно медленных вспышках с характерным временем угасания порядка десятков минут.

Поэтому представляется неизбежным вывод о том, что темп затухания вспышек определяется не рекомбинациями, а более медленной релаксацией агента, вызывающего оптическую вспышку, или всей возбужденной атмосферы звезды.

В заключение отметим, что к большому числу особенностей, общих для вспышек звезд типа UV Кита и солнечных хромосферных вспышек, изложенный выше анализ б. д. в спектрах звездных вспышек добавляет еще три таких свойства. Во-первых, полученные оценки $\tau_{H\alpha}$ в звездных вспышках близки к соответствующим величинам на Солнце [19]. Во-вторых, диапазон электронных плотностей в звездных вспышках перекрывает диапазон n_e в солнечных вспышках [20, 21] и простирается несколько дальше в сторону больших величин. В-третьих, длительность вспышек на звездах, как и на Солнце, существенно превышает характерное время рекомбинационной релаксации и определяется длительным действием первопричины вспышки либо медленной релаксацией возбужденной атмосферы.

Выражаю глубокую благодарность Э. Э. Шнолю за организацию вычислений теоретических б. д., Т. Г. Буславской и М. Н. Жарковой за проведение расчетов на ЭВМ, А. А. Боярчуку, В. П. Гринину, Н. Н. Степанян, Н. И. Шаховской — за стимулирующие дискуссии, Т. С. Коркиной — за помощь в оформлении статьи.

Апрель 1973 г.

Литература

1. Р. Е. Гершберг. Астрон. ж., 1974, 51, 552.
2. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 122.
3. W. E. Kunkel. Dissertation. Austin, 1967.
4. W. E. Kunkel. Astrophys. J., 1970, 161, 503.
5. Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 11.
6. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 118.
7. Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская. Астрон. ж., 1971, 48, 934.
8. А. Н. Кулапова, Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 31.
9. Р. Е. Гершберг. Вспышки красных карликовых звезд. М., «Наука», 1970.
10. S. Cristaldi, M. Rodono. Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1973, 10, 47.
11. А. Ажусенис, В. Страйжис. Астрон. ж., 1969, 46, 402.
12. J. L. Greenstein, H. Arp. Astrophys. Lett., 1969, 3, 149.
13. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 150.
14. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 133.
15. В. П. Гринин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 58.
16. Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 84.
17. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 59.
18. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский. Астрофизические исследования, 1971, 3, 101.
19. Л. Н. Курочка. Солнечные данные, 1968, № 1.
20. L. Fritzova-Svestkova, Z. Svestka. Solar Phys., 1967, 2, 87.
21. Л. Н. Курочка. Астрон. ж., 1970, 47, 111.

К УЧЕТУ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ КООРДИНАТ ДАЛЕКИХ ИСКУССТВЕННЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В. М. Можжерин

Рассматривается вопрос о вычислении поправок за дифференциальные эффекты (дифференциальная прецессия и нутация, дифференциальная абберация, дифференциальная рефракция) при определении сферических координат далеких искусственных космических объектов методом привязки к звездам. Приводятся соответствующие формулы, по которым найдены наибольшие значения этих поправок в случае привязки к одной звезде при угловом расстоянии объекта от опорной звезды $\Delta\alpha = \Delta\delta = 1^\circ$. Показано, что в реальных условиях, когда наблюдения привязываются к нескольким звездам, поправки за дифференциальные эффекты по отношению к барицентру фигуры опорных звезд оказываются меньше ошибок измерения.

TO THE ALLOWANCE FOR DIFFERENTIAL EFFECTS BY THE DETERMINATION OF THE SPHERICAL COORDINATES OF SPACE PROBES, by V. M. *Mozzherin*.— The differential effects such as differential precession and nutation, differential aberration, differential refraction arising by the determination of space probes' spherical coordinates are considered. Correspondent formulas are given. By means of these formulas largest values of corrections are calculated. It is shown that in the real observation conditions with relation to the barycenter of the reference stars figure the corrections are smaller than the measurement errors.

Определение сферических координат далеких искусственных космических объектов представляет собой весьма важную и актуальную задачу, решение которой требует применения неклассических методов. Специфика наблюдений таких объектов заключается в том, что они имеют, как правило, малый блеск и большие угловые скорости видимого движения по небесной сфере. Если позиционные наблюдения звезд, планет, астероидов и др. могут быть многократно повторены, в результате чего можно повысить (статистически) точность определения положения объекта, то для искусственных космических объектов такая возможность исключена. Задача определения их координат осложняется и тем, что обработка наблюдений должна быть выполнена немедленно и в максимально короткое время. Эти особенности определяли поиски методов наблюдений и заставили обратиться к попыткам использования крупных астрофизических инструментов в сочетании с электронными усилителями яркости (ЭОП и ТВ трубки).

Ранее в [1] были описаны различные методы наблюдения далеких искусственных космических объектов, применявшиеся в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Наиболее оперативным оказался метод, условно названный методом прямого отсчета координат, дающий к тому же и достаточно высокую точность, которая была подтверждена наблюдениями астероида Икар во время его сближения с Землей летом 1968 г. [2].

1. При определении координат далеких искусственных космических объектов методом прямого отсчета мы обычно работали в области небольших склонений ($\delta < 40^\circ$) и, выбирая опорные звезды не далее 1° от объекта (по возможности симметрично), считали, что учет прецессии при переходе к стандартному равноденствию делается автоматически, поскольку в отсчеты координат для объекта вводятся поправки, полученные из отсчетов для звезд, взятых из каталога и отнесенных к тому же равноденствию. Однако в этом случае остается неучтенной дифференциальная прецессия, которая может достигать заметной величины при больших склонениях и влиять на точность измерений. В области $\delta \geq 60^\circ$ все редукции для звезд быстро меняются с изменением координат и необходим более точный учет всех поправок дифференциального характера.

Представляло интерес выяснить, насколько существенно это влияние, в каких случаях необходимо его учитывать и как это может быть сделано практически.

Положение некоторого объекта в момент наблюдений определяется его истинными координатами, которые могут быть выражены через измеренные в какой-то инструментальной системе:

$$\alpha_{\text{ист}} = \alpha_{\text{T}} + \Delta A, \quad \delta_{\text{ист}} = \delta_{\text{T}} + \Delta D. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_{\text{T}}, \delta_{\text{T}}$ — координаты объекта в системе телескопа (инструментальной), $\Delta A, \Delta D$ — поправки к инструментальным координатам, которые можно определить из наблюдений звезд с известными истинными координатами (A, D — отсчеты кругов или шкал телескопа).

Видимые координаты объекта определяются равенствами

$$\alpha_{\text{вид}} = \alpha_t + \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2, \quad \delta_{\text{вид}} = \delta_t + \Delta\delta_1 + \Delta\delta_2, \quad (2)$$

где α_t, δ_t — средние координаты на начало года t ; $\Delta\alpha_1$ и $\Delta\delta_1$ — прецессия от начала года и нутация; $\Delta\alpha_2$ и $\Delta\delta_2$ — годовая абберрация.

Средние координаты, отнесенные к равноденствию и экватору начала года t :

$$\alpha_t = \alpha_{1950} + P'_\alpha(t - 1950), \quad \delta_t = \delta_{1950} + P'_\delta(t - 1950), \quad (3)$$

где P'_α, P'_δ — годовая прецессия по α и δ соответственно.

Тогда инструментальные поправки

$$\begin{aligned} \Delta A &= \alpha_{1950} + P_\alpha + \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2 - \alpha_{\text{T}} = \alpha_{1950} - \alpha_{\text{T}} + dA, \\ \Delta D &= \delta_{1950} + P_\delta + \Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 - \delta_{\text{T}} = \delta_{1950} - \delta_{\text{T}} + dD. \end{aligned} \quad (4)$$

При умеренных склонениях величины

$$dA = P_\alpha + \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2, \quad dD = P_\delta + \Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 \quad (5)$$

меняются мало при изменении α и δ на $2-3^\circ$, и в пределах точности отсчетов ($1,5-2''$) их можно считать постоянными и включить в инструментальные поправки. Последние на эпоху каталога определяются равенствами

$$\Delta A - dA = \alpha_{1950} - \alpha_{\text{T}} = \Delta A_{1950}, \quad \Delta D - dD = \delta_{1950} - \delta_{\text{T}} = \Delta D_{1950}. \quad (6)$$

Небольшие изменения dA и dD с изменением α и δ не вносят заметных ошибок, когда опорные звезды выбираются по обе стороны от объекта на равных расстояниях от него. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим величины P_α и P_δ , входящие в (5) и дающие основной вклад в dA и dD :

$$P_\alpha = (m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta) (t - t_0), \quad P_\delta = n \cos \alpha (t - t_0).$$

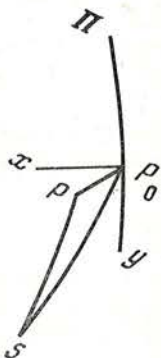
Здесь t_0 — эпоха каталога. Величины P_α и P_δ зависят от координат, а следовательно, и интересующие нас редукции dA и dD также являются функциями координат:

$$\begin{aligned} dA &= (m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta) (t - t_0) + \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2, \\ dD &= n \cos \alpha (t - t_0) + \Delta\delta_1 + \Delta\delta_2. \end{aligned} \quad (7)$$

Найдем эти изменения при переходе от опорной звезды к изучаемому объекту, исходя из того, что угловое расстояние между ними не более 1° . Дифференцируя равенства (7) по координатам и ограничиваясь членами первого порядка, получим

$$\begin{aligned} \Delta(dA) &= n(\cos \alpha \operatorname{tg} \delta \cdot \Delta \alpha + \sin \alpha \sec^2 \delta \cdot \Delta \delta)(t - t_0), \\ \Delta(dD) &= -n \sin \alpha \cdot \Delta \alpha (t - t_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Эти формулы дают значения дифференциальной прецессии и показывают, что склонение δ входит как аргумент тангенса и секанса (последний входит даже в квадрате), поэтому величина $\Delta(dA)$ начиная с некоторого δ очень быстро растет по мере увеличения скло-



нения. Из структуры формул видно, что «критичными» оказываются значения α около 6 и 18^h . При таких значениях α и при $\delta = 80^\circ$ поправки за дифференциальную прецессию в случае привязки к одной звезде достигают величин $\Delta(dA) = 2^s,7$ и $\Delta(dD) = 7''$, если $\Delta \alpha = \Delta \delta = 1^\circ$.

Очевидно, при условии привязки к нескольким звездам поправки дифференциального характера учитывались бы полностью, если бы объект находился точно в барицентре фигуры опорных звезд. Однако на практике это не получается и объект смещен от барицентра на $10-12'$. В этих случаях поправки оказываются существенно меньше. Так, по результатам одного из наблюдений («Луна-19») расстояния от барицентра составили $\Delta \alpha = 12'$, $\Delta \delta = 11'$ и поправки за дифференциальную прецессию получились равными $\Delta(dA) = -1^s,4$, $\Delta(dD) = +1^s,2$.

В частном случае, если звезда сравнения и изучаемый объект находятся на одном круге склонения, т. е. $\Delta \alpha = 0$, формулы (8) принимают вид

$$\Delta(dA) = n \sin \alpha \sec^2 \delta \cdot \Delta \delta (t - t_0) = c \sec^2 \delta \cdot \Delta \delta, \quad \Delta(dD) = 0.$$

Здесь $c = n(t - t_0) \sin \alpha$ — величина, постоянная для данного α .

Если звезда сравнения и объект находятся на одной суточной параллели, т. е. $\Delta \delta = 0$, то имеем

$$\Delta(dA) = n(t - t_0) \Delta \alpha \cos \alpha \operatorname{tg} \delta, \quad \Delta(dD) = -n(t - t_0) \Delta \alpha \sin \alpha.$$

Работая в области $\delta < 40^\circ$ и выбирая звезды сравнения по обе стороны от объекта не далее 1° (обычно меньше) на приблизительно равных расстояниях от него (так что $\Delta \alpha$ и $\Delta \delta$ мало различаются по величине, но имеют разные знаки), мы не вносим больших ошибок за счет дифференциальной прецессии. Но при наблюдении в области, где $\delta \geq 60^\circ$, уже необходим более тщательный учет всех редуций, ибо там небольшое различие в $\Delta \alpha$ и $\Delta \delta$ для разных звезд сравнения может вызвать заметные ошибки в определении координат. В этих случаях при обработке наблюдений необходимо каталожные координаты звезды привести поправкой за прецессию к равноденствию начала года наблюдения. Влиянием прецессии от начала года, нутации и абберации можно пренебречь, если $\delta < 80^\circ$. Но в околополярных областях с $\delta \geq 80^\circ$ необходимо учитывать и их, а для определения инструментальных поправок пользоваться видимыми местами звезд.

2. На координаты α и δ , определяющие положение звезды, влияет также нутация вследствие движения истинного полюса мира вокруг среднего полюса. Пусть на рисунке II — полюс эклиптики, P_0 — средний полюс мира, P — истинный полюс, S — звезда. Согласно [3], разность истинного и среднего прямого восхождения звезды S выражается формулой

$$\alpha - \alpha_0 = \Delta \psi (\cos \varepsilon + \sin \varepsilon \sin \alpha_0 \operatorname{tg} \delta_0) - \Delta \varepsilon \cos \alpha_0 \operatorname{tg} \delta_0.$$

Для склонения

$$\delta - \delta_0 = \Delta\psi \sin \varepsilon \cos \alpha_0 + \Delta\varepsilon \sin \alpha_0,$$

где $\Delta\psi = x/\sin \varepsilon$ — нутация в долготе, $\Delta\varepsilon = y$ — нутация в наклонности.

В силу того, что $\Delta\psi$ и $\Delta\varepsilon$ малы (перемещение среднего полюса за год не превышает 20"), поправки за нутацию $\alpha - \alpha_0$ и $\delta - \delta_0$ также малы, и на практике нет необходимости вычислять их отдельно. Можно воспользоваться тем, что в «The Astronomical Ephemeris» для вычисления поправок за суммарное влияние дифференциальной прецессии и нутации помещены специальные таблицы, в которых даны коэффициенты при $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ по аргументам α и δ с учетом изменения этих коэффициентов в течение года. Поправки представлены в виде

$$\Delta(dA) = e\Delta\alpha \frac{10 \operatorname{tg} \delta}{15} - f\Delta\delta \frac{10 \operatorname{sec}^2 \delta}{225}, \quad \Delta(dD) = f\Delta\alpha \quad (9)$$

и прибавляются к разностям измеренных прямых восхождений и склонений, выраженным соответственно в минутах времени и минутах дуги и взятым в смысле «объект минус звезда». При этих условиях поправки получаются в единицах 0^s,001 по α и 0",01 по δ . В таблицах приведены значения коэффициентов e и f по аргументу α через каждые 0^h,5 и произведения $10 \operatorname{tg} \delta/15$ и $10 \operatorname{sec}^2 \delta/225$ по аргументу δ , взятому через 5° для $0^\circ \leq \delta \leq 40^\circ$ и через каждый градус для $40^\circ \leq \delta \leq 75^\circ$.

Поправки, вычисленные по формулам (8) и (9), очень мало различаются, чем и подтверждается сделанное выше заключение о том, что нутацией в нашем случае можно пренебречь.

В частных случаях при $\Delta\alpha = 0$:

$$\Delta(dA) = -f\Delta\delta \frac{10 \operatorname{sec}^2 \delta}{225}, \quad \Delta(dD) = 0;$$

при $\Delta\delta = 0$:

$$\Delta(dA) = e\Delta\alpha \frac{10 \operatorname{tg} \delta}{15}, \quad \Delta(dD) = f\Delta\alpha.$$

Таким образом, применение метода прямого отсчета в том виде, как он описан в [1], вполне оправдано, если 1) наблюдения проводятся в области $\delta < 60^\circ$ и 2) опорные звезды берутся приблизительно радиально-симметрично (4—6 звезд) либо так, чтобы объект находился в барицентре фигуры, образованной опорными звездами. Тогда усредненная по всем звездам инструментальная поправка дает результат, практически свободный от влияния дифференциальной прецессии и нутации.

3. Рассмотрим теперь вопрос о влиянии дифференциальной аберрации и необходимости ее учета. Ограничимся выяснением роли годичной аберрации, поскольку суточная много меньше.

Влияние годичной аберрации на положение светила выражается, согласно [3], формулами

$$\alpha_{\text{вид}} - \alpha_{\text{ист}} = h \sin(H + \alpha) \sec \delta, \quad \delta_{\text{вид}} - \delta_{\text{ист}} = h \cos(H + \alpha) \sin \delta + i \cos \delta. \quad (10)$$

Здесь вспомогательные величины h , H , i определяются из соотношений:

$$h \sin H = -k_0 \cos \lambda_\odot \cos \varepsilon, \quad i = -k_0 \cos \lambda_\odot \sin \varepsilon$$

(k_0 — постоянная аберрации, λ_\odot — долгота Солнца, ε — наклон эклиптики к экватору).

Чтобы найти изменения разностей (10) при переходе от опорной звезды к изучаемому объекту, продифференцируем их по координатам:

$$\Delta(\alpha_{\text{вид}} - \alpha_{\text{ист}}) = h \cos(H + \alpha) \sec \delta \cdot \Delta\alpha + h \sin(H + \alpha) \operatorname{tg} \delta \sec \delta \cdot \Delta\delta,$$

$$\Delta(\delta_{\text{вид}} - \delta_{\text{ист}}) = -h \sin(H + \alpha) \sin \delta \cdot \Delta\alpha + h \cos(H + \alpha) \cos \delta \cdot \Delta\delta -$$

$$-i \sin \delta \cdot \Delta\delta = [h \cos(H + \alpha) \cos \delta - i \sin \delta] \Delta\delta - h \sin(H + \alpha) \sin \delta \cdot \Delta\alpha.$$

На практике, однако, вычисление дифференциальной аберрации существенно упрощается, если воспользоваться табл. V из «The Astronomical Ephemeris», где эти поправки представлены в виде

$$\Delta(\alpha_{\text{вид}} - \alpha_{\text{ист}}) = a\Delta\alpha + b \frac{\Delta\delta}{10} \quad (\text{в единицах } 0^{\text{s}},001),$$

$$\Delta(\delta_{\text{вид}} - \delta_{\text{ист}}) = c\Delta\alpha + d \frac{\Delta\delta}{10} \quad (\text{в единицах } 0'',01).$$

Коэффициенты a , b , c , d приведены в табл. V по аргументам $(H + \alpha)$ и δ , причем значения H через $0^{\text{h}},5$, соответствующие различным датам, приведены здесь же.

Вычисленные по этим данным поправки за дифференциальную аберрацию оказываются меньше $0^{\text{s}},1$ по α и меньше $0'',4$ по δ вплоть до склонения $\delta = 60^\circ$ и при расстоянии объекта от опорной звезды $\Delta\alpha = \Delta\delta = 1^\circ$. И только начиная с $\delta = 62^\circ$ при тех же значениях $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ поправки достигают $0^{\text{s}},1$ и более по α , оставаясь по δ меньше $0'',5$.

Таким образом, при наблюдении в области $\delta \leq 60^\circ$ дифференциальную аберрацию можно не учитывать без сколько-нибудь заметного снижения точности, тем более, когда инструментальная поправка к отсчетам шкал определяется по нескольким опорным звездам, взятым симметрично относительно изучаемого объекта.

4. При наблюдении на больших зенитных расстояниях заметные ошибки в результаты измерений может вносить дифференциальная рефракция. Между тем иногда наблюдения оказываются возможными только на близких к предельным зенитных расстояниях («горизонт» большого рефрактора ЗТШ соответствует $z = 75^\circ$) и в течение короткого промежутка времени. Тогда, как отмечалось в [1], точность наблюдений существенно снижается и основной вклад в ошибку вносит именно дифференциальная рефракция.

Вопрос об учете дифференциальной рефракции рассматривался многими авторами, в частности Цурхелленом, Гекманом [4], Герцшпрунгом [5], Дейчем [6], Киселевым [7]. В [7] дана сводка формул первого порядка учета дифференциальной рефракции при наблюдении двойных звезд. Эти формулы учитывают способ ориентировки пластинки при начальных измерениях. В отличие от фотографических наблюдений, когда направление на истинный полюс на пластинке никак не отмечено и определяется только математически, в нашем примере как раз реализуется тот случай, когда определено направление на «несмещенный» полюс. С точностью до ошибки установки полярной оси телескопа это направление определено положением оси (ошибки ориентировки оси войдут в измерения лишь очень близко к полюсу).

Для указанного случая, когда определено направление на полюс, справедливы формулы дифференциальной рефракции Цурхеллена — Гекмана. Согласно этим формулам истинные координаты выражаются через измененные следующими равенствами:

$$\xi = [1 + \beta_{\zeta}(1 + k_1^2)]x + \beta_{\zeta}k_1(k_2 - \text{tg } \delta)y,$$

$$\eta = [1 + \beta_{\zeta}(1 + k_2^2)]y + \beta_{\zeta}k_1(k_2 + \text{tg } \delta)x.$$

Здесь β_{ζ} — коэффициент рефракции для зенитного расстояния ζ ; k_1 и k_2 — тангенциальные координаты точки зенита в момент наблюдения: $k_1 = \text{tg } \zeta \sin \chi$, $k_2 = \text{tg } \zeta \cos \chi$, χ — параллактический угол при звезде сравнения на момент наблюдения.

Измеренные координаты (видимые в смысле рефракции), ограничиваясь членами второго порядка, запишем в виде

$$x = (\alpha_1 - \alpha_0) \cos \delta_0 - (\alpha_1 - \alpha_0) (\delta_1 - \delta_0) \sin \delta_0 =$$

$$= (\alpha_1 - \alpha_0) \cos \bar{\delta} - (\alpha_1 - \alpha_0) (\delta_1 - \delta_0) \cdot \sin \bar{\delta},$$

$$y = (\delta_1 - \delta_0) + \frac{(\alpha_1 - \alpha_0)^2}{2} \sin \bar{\delta} \cos \bar{\delta}.$$

При использовании метода прямого отсчета изображения объекта и опорных звезд приводятся в центр весьма малого поля зрения (размер всего поля $\sim 10'$), поэтому можно считать, что все рассматриваемые изображения получаются в области, соответствующей малой окрестности оптического центра фотографии. Это дает основание при рассмотрении дифференциальной рефракции ограничиться только учетом членов первого порядка.

Величину дифференциальной рефракции в этом случае найдем как разность между истинными и измеренными координатами:

$$\begin{aligned}\xi - x &= \beta_{\zeta} (1 + k_1^2) x + \beta_{\zeta} k_1 (k_2 - \operatorname{tg} \delta_0) y, \\ \eta - y &= \beta_{\zeta} (1 + k_2^2) y + \beta_{\zeta} k_1 (k_2 + \operatorname{tg} \delta_0) x.\end{aligned}$$

Подставляя сюда значения x и y и ограничиваясь членами первого порядка, получим

$$\begin{aligned}\xi - x &= \beta_{\zeta} (1 + k_1^2) (\alpha_1 - \alpha_0) \cos \delta_0 + \beta_{\zeta} k_1 (k_2 - \operatorname{tg} \delta_0) (\delta_1 - \delta_0), \\ \eta - y &= \beta_{\zeta} (1 + k_2^2) (\delta_1 - \delta_0) + \beta_{\zeta} k_1 (k_2 + \operatorname{tg} \delta_0) (\alpha_1 - \alpha_0) \cos \delta_0.\end{aligned}\quad (11)$$

Эти выражения дают те ошибки, которые получаются за счет дифференциальной рефракции при определении инструментальной поправки по одной звезде.

Вычисления по формулам (11) показывают, что при зенитных расстояниях, близких к предельным (около 75°), влияние дифференциальной рефракции может быть весьма значительным. Так, если принять $\alpha_1 - \alpha_0 = \delta_1 - \delta_0 = 1^\circ$, то при определении инструментальной поправки по одной звезде ошибка может достигать $11''$. Это намного превосходит ошибку измерения. Однако в реальных случаях при определении инструментальной поправки по нескольким звездам расстояние объекта от барицентра фигуры опорных звезд бывает существенно меньше 1° . По результатам наблюдений «Луны-19» формулы (11) дают поправки за дифференциальную рефракцию равными:

$$\xi - x = 0'',4, \quad \eta - y = 0'',4.$$

Обычно в практике наблюдений определение инструментальной поправки делается по нескольким звездам, расположенным по разные стороны от объекта, поэтому поправки получаются с разными знаками и при усреднении их дифференциальные эффекты исключаются полностью, если опорные звезды расположены радиально-симметрично. Если же $\alpha_1 - \alpha_0$ и $\delta_1 - \delta_0$ различаются для разных звезд, то получаются некоторые остаточные эффекты, но они бывают значительно меньше ошибок измерения и ими можно пренебречь, когда объект расположен приблизительно в барицентре фигуры опорных звезд.

Но эти дифференциальные эффекты можно учесть и практически полностью исключить при небольшой дополнительной затрате времени, если заранее вычислить и затабулировать произведения, которые входят в формулы (11) как множители при $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$, т. е.

$$\beta_{\zeta} (1 + k_1^2) \cos \delta_0, \quad \beta_{\zeta} k_1 (k_2 - \operatorname{tg} \delta_0), \quad \beta_{\zeta} (1 + k_2^2), \quad \beta_{\zeta} k_1 (k_2 + \operatorname{tg} \delta_0) \cos \delta_0.$$

Коэффициент рефракции β_{ζ} зависит от зенитного расстояния ζ , что может быть учтено при вычислении таблиц. Для этого можно взять $\beta_{\zeta} = 60'',23$ при $\zeta \leq 50^\circ$, $\beta_{\zeta} = 59'',82$ при $50^\circ < \zeta \leq 67^\circ$, $\beta_{\zeta} = 59'',40$ при $67^\circ < \zeta \leq 75^\circ$. При вычислении этих таблиц интервалы по t достаточно принять равными 10^m , а по δ — равными 2° .

Вычисления не сложны, но достаточно трудоемки, хотя и можно ограничиться значениями t от 0 до 12^h в силу симметрии коэффициентов для другой полусферы.

Исходя из известных соотношений между t , ζ и χ , наиболее рациональной представляется следующая схема вычислений:

$$\begin{aligned} \cos \zeta &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, & \sin \zeta \sin \chi &= \cos \varphi \sin t, \\ \sin \zeta \cos \chi &= \sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t. \end{aligned} \quad (12)$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} A &= \cos \varphi \sin t, & B &= \sin \varphi \cos \delta_0 - \cos \varphi \sin \delta_0 \cos t, \\ C &= \sin \delta_0 \sin \varphi + \cos \delta_0 \cos \varphi \cos t. \end{aligned}$$

Разделив второе уравнение из (12) на первое, получим

$$\operatorname{tg} \zeta \sin \chi = k_1.$$

Делением третьего на первое найдем

$$\operatorname{tg} \zeta \cos \chi = k_2,$$

или $k_1 = A/C$, $k_2 = B/C$; тогда

$$\operatorname{tg} \zeta = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}.$$

Подставляя эти величины в (11), находим интересующие нас разности $\xi - x$ и $\eta - y$.

Если говорить о наблюдениях на ЗТШ, то учет дифференциальной рефракции с достаточной точностью можно осуществлять довольно просто, исходя из того, что рефракция является функцией зенитного расстояния, а последнее, в свою очередь, есть функция часового угла и склонения (для данного места наблюдения с широтой φ).

Для этого можно составить таблицы, дающие изменение рефракции при изменении t и δ (производные рефракции по угловому расстоянию объекта от барицентра фигуры опорных звезд). Пульт управления ЗТШ позволяет считывать часовой угол в момент наблюдения с точностью, близкой к точности отсчета прямого восхождения (цена деления шкалы 1^s).

В заключение автор считает приятным долгом выразить благодарность А. А. Киселеву за большую помощь в работе и П. П. Добронравину за ценные замечания.

Апрель 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Ф. Анисимов, С. Г. Браунфельд, Т. С. Галкина и др. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 388.
2. Н. С. Черных. Бюлл. ИТА, 1970, 12, № 6 (139), 504.
3. С. Н. Блажко. Курс сферической астрономии. М., ГТТИ, 1954.
4. А. König. Handbuch der Astrophysik, Bd. 1, Teil 1. Berlin, 1933.
5. E. Hertzsprung. Bull. Astron. Netherl., 1940, 9, 116.
6. А. Н. Дейч. Изв. ГАО, 1957, № 160, 62.
7. А. А. Киселев. Изв. ГАО, 1971, № 187, 49.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА СВЕТОСИЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Г. М. Попов

Изучаются вопросы, связанные с расчетом светосильной оптики, — получены точные формулы для сферической аберрации системы из сферических поверхностей. Найдены свойства сферической аберрации. Приведены также точные формулы для полевой аберрации центрированной системы и найдено условие исправления комы для узкого пучка лучей. Эта методика может быть использована для расчета светосильных систем, применяемых в современной астрофизике.

METHODS OF CALCULATION OF FAST-SPEED OPTICAL SYSTEMS, by G. M. Popov. — Problems of designing of fast-speed optics are investigated. Exact expressions for spherical aberration of a system consisting of spheres are shown. Properties of the spherical aberration are found. Exact formula for the off-axis aberration are shown too. The condition of elimination of coma for narrow light beams is found. These methods may be used for designing fast-speed systems used in modern astrophysics.

В настоящее время в астрономической оптике все большее распространение получают светосильные системы, обладающие большими аберрациями высших порядков: камеры для спектрографов, системы для фотографирования метеоров и ИСЗ, а также системы для приборов, устанавливаемых на баллонах и ракетах.

Теория аберраций и методы расчета светосильных систем разработаны недостаточно полно, что тормозит их применение. Мы сделаем здесь попытку восполнить этот пробел, рассмотрев вопрос о точных методах вычисления как сферической аберрации, так и полевых аберраций в светосильных системах из сферических поверхностей.

Глава I

СФЕРИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ СВЕТОСИЛЬНЫХ ЦЕНТРИРОВАННЫХ СИСТЕМ ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

1. Вспомогательные формулы

Рассмотрим некоторые соотношения, необходимые в дальнейшем. Запишем формулу для последнего угла u' системы в виде [1] (эта формула легко получается из геометрических соображений (рис. 1))

$$u' = u_{m+1} = \arcsin \frac{H_1}{P_1} + \arcsin \frac{k_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k_1}{n_1 r_1} + \arcsin \frac{k_2}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{k_2}{n_2 r_2} + \dots + \arcsin \frac{k_m}{n_{m+1} r_m} - \arcsin \frac{k_m}{n_m r_m}, \quad (1)$$

где

$$H_1 = P_1 \sin u_1, \quad k_1 = n_1 H_1, \quad k_v = k_{v-1} + A_{v-1} n_v \sin u_v,$$

$$A_{v-1} = r_v - r_{v-1} + d_{v-1},$$

$$u_v = u_{v-1} + \arcsin \frac{k_{v-1}}{n_v r_{v-1}} - \arcsin \frac{k_{v-1}}{n_{v-1} r_{v-1}}, \quad v = 2, 3, \dots, m.$$

Здесь u_i — угол луча (рис. 1), исходящего из точки S предмета, с оптической осью; P_1 — расстояние точки S от центра кривизны первой поверхности системы; H_1 — длина перпендикуляра, опущенного из центра кривизны первой поверхности на луч; r_i — радиусы поверхностей системы; n_i — показатели преломления.

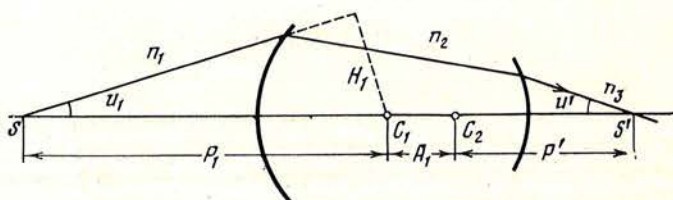


Рис. 1. Ход луча в системе из двух поверхностей

Расстояние P' изображения от центра кривизны последней поверхности определяется формулой [1]

$$P' = \frac{k_m}{n_{m+1} \sin u'}. \quad (2)$$

Для концентрической системы $A_v = 0$, $k_v = k_1$ и формулы (1) и (2) упрощаются:

$$u' = \arcsin \frac{k_1}{n_1 P_1} + \sum_{v=1}^m \left(\arcsin \frac{k_1}{n_{v+1} r_v} - \arcsin \frac{k_1}{n_v r_v} \right), \quad (3)$$

$$P' = \frac{k_1}{n_{m+1} \sin u'}. \quad (4)$$

В паракиальной области формулы (1) принимают вид (паракиальные величины будем обозначать прежними буквами, но с чертой наверху)

$$\bar{u}' = \frac{\bar{H}_1}{P_1} + \frac{\bar{k}_1}{r_1} \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} \right) + \frac{\bar{k}_2}{r_2} \left(\frac{1}{n_3} - \frac{1}{n_2} \right) + \dots + \frac{\bar{k}_m}{r_m} \left(\frac{1}{n_{m+1}} - \frac{1}{n_m} \right),$$

$$\bar{H}_1 = P_1 \bar{u}_1, \quad \bar{k}_1 = n_1 \bar{H}_1, \quad \bar{k}_v = \bar{k}_{v-1} + A_{v-1} n_v \bar{u}_v, \quad v = 2, 3, \dots, m, \quad (5)$$

$$\bar{P}' = \frac{\bar{k}_m}{n_{m+1} \bar{u}'}. \quad (6)$$

Для концентрической системы получим

$$\bar{u}' = \bar{k}_1 \left[\frac{1}{n_1 P_1} + \sum_{v=1}^m \frac{1}{r_v} \left(\frac{1}{n_{v+1}} - \frac{1}{n_v} \right) \right], \quad (7)$$

$$\bar{P}' = \frac{\bar{k}_1}{n_{m+1} \bar{u}'}. \quad (8)$$

Учитывая выражение (6), формулу (5) можно записать в виде

$$\frac{\bar{k}_m}{n_{m+1} \bar{P}'} = \frac{\bar{k}_1}{n_1 P_1} + \sum_{v=1}^m \frac{k_v}{r_v} \left(\frac{1}{n_{v+1}} - \frac{1}{n_v} \right). \quad (9)$$

Для концентрической системы находим:

$$\frac{1}{n_{m+1}\bar{P}'} = \frac{1}{n_1 P_1} + \sum_{\nu=1}^m \frac{1}{r_\nu} \left(\frac{1}{n_{\nu+1}} - \frac{1}{n_\nu} \right). \quad (10)$$

Заметим, что, полагая $P_1 = \infty$, можно найти из (9) и (10) выражение для фокусного расстояния системы. Линейное увеличение β системы определяется формулой

$$\beta = \frac{n_1 \bar{u}_1}{n_{m+1} \bar{u}'}. \quad (11)$$

2. Точные формулы для сферической аберрации

Найдем общую формулу для сферической аберрации в произвольной центрированной системе, состоящей из m сферических поверхностей. Продольную сферическую аберрацию $\Delta s'$ определим как разность

$$\Delta s' = P' - \bar{P}' = \bar{s}' - s' = \frac{k_m}{n_{m+1} \sin u'} - \frac{\bar{k}_m}{n_{m+1} \bar{u}'}. \quad (12)$$

Формула (12) непригодна, если изображение находится в бесконечности; в этом случае следует использовать выражение для угловой сферической аберрации η , которую мы определим как разность

$$\eta = u'_0 - u', \quad (13)$$

где u'_0 — последний угол системы, не имеющей сферической аберрации, но имеющей те же значения k_m , \bar{k}_m и \bar{u}' , что и рассматриваемая система. Угол u'_0 найдем из условия $\Delta s' = 0$:

$$\Delta s' = -\bar{P}' + \frac{k_m}{n_{m+1} \sin u'_0} = 0.$$

Откуда

$$u'_0 = \arcsin \frac{k_m}{n_{m+1} \bar{P}'}. \quad (14)$$

И выражение для η примет вид

$$\eta = \arcsin \frac{k_m}{n_{m+1} \bar{P}'} - \arcsin \frac{k_1}{n_1 P_1} - \sum_{\nu=1}^m \left(\arcsin \frac{k_\nu}{n_{\nu+1} r_\nu} - \arcsin \frac{k_\nu}{n_\nu r_\nu} \right). \quad (14)$$

Для концентрической системы $k_1 = k_\nu = k_m$, поэтому выражение для η упрощается:

$$\eta = \arcsin \frac{k_1}{n' \bar{P}'} - \arcsin \frac{k_1}{n_1 P_1} - \sum_{\nu=1}^m \left(\arcsin \frac{k_1}{n_{\nu+1} r_\nu} - \arcsin \frac{k_1}{n_\nu r_\nu} \right), \quad (15)$$

где $n' = n_{m+1}$, $\bar{P}' = \frac{k_1}{n' \bar{u}'}$. Если предмет находится в бесконечности, то $P_1 = \infty$ и второй член в формулах (14) и (15) обращается в нуль.

3. Приближенные формулы для сферической аберрации в частных случаях

В частных случаях формулы для u' и η могут быть значительно упрощены. Рассмотрим наиболее важный из этих случаев.

1. Случай, когда члены вида $\sum A n \sin u$, входящие в k_ν из (14), малы по сравнению с радиусом поверхности r_ν . Запишем выражение для послед-

него угла u' в виде

$$u' = u_2 + \arcsin \frac{k_1 + A_1 n_2 \sin u_2}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{k_1 + A_1 n_2 \sin u_2}{n_2 r_2} + \dots \\ \dots + \arcsin \left(\frac{k_1 + \sum_{\nu=1}^{m-1} A_\nu n_{\nu+1} \sin u_{\nu+1}}{n_{m+1} r_m} \right) - \arcsin \left(\frac{k_1 + \sum_{\nu=1}^{m-1} A_\nu n_{\nu+1} \sin u_{\nu+1}}{n_m r_m} \right).$$

Каждый арксинус этого выражения можно представить в виде (для простоты опускаем индексы)

$$\arcsin \left(\frac{k_1}{nr} + \frac{\sum A_n \sin u}{nr} \right),$$

или

$$\arcsin \left(\frac{k_1}{nr} + \varepsilon \right),$$

где $\varepsilon = \frac{\sum A_n \sin u}{nr}$ — малая величина.

Разложим $\arcsin(k_1/nr + \varepsilon)$ в ряд Маклорена по степеням малых величин ε :

$$\arcsin \left(\frac{k_1}{nr} + \varepsilon \right) = \arcsin \frac{k_1}{nr} + \varepsilon \left[1 - \left(\frac{k_1}{nr} \right)^2 \right]^{-1/2} + \frac{\varepsilon^3}{2} \left[1 - \left(\frac{k_1}{nr} \right)^2 \right]^{-3/2} \left(\frac{k_1}{nr} \right) + \dots$$

(погрешность разложения можно оценить, рассмотрев остаточный член этого ряда).

Разложив указанным способом все члены выражения для u' (за исключением u_2), найдем:

$$u' \approx \arcsin \frac{k_1}{n_1 P_1} + \sum_{\nu=1}^m \left(\arcsin \frac{k_1}{n_{\nu+1} r_\nu} - \arcsin \frac{k_1}{n_\nu r_\nu} \right) + \Delta,$$

где Δ содержит все члены с ε разложения арксинусов в ряд Маклорена; ввиду малости ε , Δ также мало.

Аналогично разложим в ряд Маклорена и $\arcsin(k_m/n_{m+1} \bar{P}')$ (предполагается, что $\varepsilon \ll \bar{P}'$), после чего выражение для сферической аберрации можно записать в виде

$$\eta = \arcsin \frac{k_m}{n_{m+1} \bar{P}'} - u' \approx \arcsin \frac{k_1}{n_{m+1} \bar{P}'} - \arcsin \frac{k_1}{n_1 P_1} - \\ - \sum_{\nu=1}^m \left(\arcsin \frac{k_1}{n_{\nu+1} r_\nu} - \arcsin \frac{k_1}{n_\nu r_\nu} \right) + \Delta', \quad (16)$$

где Δ' — малая величина, содержащая члены разложения с ε . Полученная формула (16) может быть использована для расчета системы Максутава (типа «мениск — сферическое зеркало») и широкоугольных систем («Гипергон» и др.)

Пример. Рассмотрим систему Максутава, состоящую из концентрического мениска и неконцентричного с ним сферического зеркала. Система имеет следующие конструктивные элементы (предмет — в бесконечности, $P_1 = \infty$):

$$\begin{array}{lll} r_1 = -100, & d_1 = 10 \text{ (К8)}, & n_1 = 1, \\ r_2 = -110, & d_2 = 199, & n_2 = 1,5163, \\ r_3 = -318, & & n_3 = -n_4 = 1. \\ D = 100, & k_1 = H = -50, & A = 1: 1,5. \end{array}$$

Для последнего угла u' имеем

$$\bar{u}' \approx \arcsin \frac{H_1}{nr_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_1} + \arcsin \frac{H_1}{r_2} - \arcsin \frac{H_1}{nr_2} - 2\arcsin \frac{H_1}{r_3} + \Delta,$$

где Δ имеет вид (ограничимся одним членом ряда Маклорена)

$$\Delta \approx 2\varepsilon_1 \left[1 - \left(\frac{H_1}{r_3} \right)^2 \right]^{-1/2} \approx 2\varepsilon_1 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{H_1}{r_3} \right)^2 \right],$$

где

$$\varepsilon_1 = \frac{A_2 \sin u_3}{r_3} \approx \frac{(r_3 - r_2 + d_2) \bar{u}_3}{r_3}.$$

Для сферической аберрации имеем формулу

$$\eta = \arcsin \frac{H_1 + A_2 \sin u_3}{-\bar{P}'} - u'.$$

Получим

$$-\arcsin \frac{H_1 + A_2 \sin u_3}{\bar{P}'} \approx -\arcsin \frac{H_1}{\bar{P}'} + \varepsilon_2 \left[1 - \left(\frac{H_1}{\bar{P}'} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где

$$\varepsilon_2 = \frac{A_2 \sin u_3}{\bar{P}'} \approx \frac{(r_3 - r_2 + d_2) \bar{u}_3}{\bar{P}'}$$

Окончательно:

$$\eta \approx -\arcsin \frac{H_1}{\bar{P}'} - u' + \Delta_1, \quad (17)$$

где

$$\Delta_1 \approx \varepsilon_2 \left[1 - \left(\frac{H_1}{\bar{P}'} \right)^2 \right]^{-1/2} \approx \varepsilon_2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{H_1}{\bar{P}'} \right)^2 \right].$$

Величины Δ и Δ_1 малы, и их можно находить с меньшим числом значащих цифр; величины $\arcsin (H_1/\bar{P}')$ и $u' - \Delta_1$ удобно вычислять, разлагая арксинусы в степенные ряды по степеням H_1 . Подставив значения конструктивных элементов системы в формулу (17), найдем значение угловой сферической аберрации на зоне $H_1 = -50$:

$$\eta \approx 56''.$$

Расчет по точной формуле дает

$$\eta = 54''.$$

Очевидно, совпадение получилось весьма хорошим, хотя светосила системы велика (1 : 1,5), а члены с ε^2 не учитывались.

4. Свойства сферической аберрации η

Будем считать, что сферическая аберрация η является функцией только k_1 (или H_1). Найдем, какова область определенности $\eta(k_1)$. Из (14) и (15) следует, что $\eta(k_1)$ представляет собой сумму $\arcsin x$, а $\arcsin x$ существует только при $|x| \leq 1$, где x — аргумент арксинуса; поэтому ясно, что область определенности $\eta(k_1)$ выражается условиями

$$\left| \frac{k_v}{n_{v+1} r_v} \right| \leq 1, \quad \left| \frac{k_v}{n_v r_v} \right| \leq 1, \quad \left| \frac{k_1}{n_1 P_1} \right| \leq 1, \quad \left| \frac{k_m}{n_{m+1} \bar{P}'} \right| \leq 1.$$

Эти условия, как правило, выполняются на практике; они могут нарушаться тогда, когда луч не пересекается с поверхностью. Ясно также, что $\eta(k_1)$ является нечетной функцией и меняет знак при изменении знака k_1 (при этом по абсолютной величине η не меняется). Очевидно также, что η инвариантно к изменению масштаба системы, т. е. можно умножить на постоянное число конструктивные элементы системы r , A и величины

k и P, \bar{P}' ; функция η не изменится, если все показатели преломления умножить на постоянное число.

Заметим также, что η непрерывна, за исключением так называемых устранимых разрывов, т. е. точек, где функция имеет неопределенность вида $0/0$ или $\infty \cdot 0$; эта неопределенность обычно раскрывается путем преобразования функции или применением правила Лопиталья (таковы случаи, когда предмет находится в центре кривизны первой поверхности системы, или случай плоской поверхности). Очевидно также, что $\eta(0) = 0$, т. е. в параксиальной области сферическая аберрация равна нулю.

5. Расчет систем, исправленных на сферическую аберрацию

Для нахождения системы с исправленной сферической аберрацией обычно пользуются выражением для аберраций третьего порядка, что дает удовлетворительные результаты для систем с малыми углами падения (и преломления) лучей на поверхности системы. Но для систем с высокой светосилой этот путь приводит к весьма грубым значениям конструктивных элементов. Мы дадим метод, пригодный для расчета системы любой светосилы на сферическую аберрацию и не требующий большого числа значащих цифр при вычислениях (обычно расчеты по этому способу могут выполняться на логарифмической линейке). Сначала рассмотрим вопрос о нахождении экстремальных точек (точек максимума и минимума) у кривой сферической аберрации, а также точек перегиба.

Зная положение экстремальных точек, можно найти максимальное значение сферической аберрации при заданной области изменения k_1 (т. е. для заданных размеров входного зрачка) и установить, удовлетворяет ли аберрация системы заданному допуску (мы не рассматриваем случай, когда кривая сферической аберрации не имеет ни точек перегиба, ни экстремальных точек, — в этом случае аберрация $|\eta|$ монотонно возрастает с увеличением $|k_1|$).

Продифференцируем (14) по k_1 :

$$\frac{d\eta}{dk_1} = - \frac{1}{n_1 P_1 \sqrt{1 - \left(\frac{k_1}{n_1 P_1}\right)^2}} - \sum_{v=1}^m \frac{1}{r_v} \frac{dk_v}{dk_1} \left[\frac{1}{n_{v+1} \sqrt{1 - \left(\frac{k_v}{n_{v+1} r_v}\right)^2}} - \frac{1}{n_v \sqrt{1 - \left(\frac{k_v}{n_v r_v}\right)^2}} \right] + \frac{dk_m}{dk_1} \frac{1}{n' \bar{P}' \sqrt{1 - \left(\frac{k_m}{n' \bar{P}'}\right)^2}}. \quad (18)$$

Здесь $n_{m+1} = n'$. Найдем в явном виде dk_v/dk_1 ; имеем

$$k_v = k_1 + A_1 n_2 \sin u_2 + A_2 n_3 \sin u_3 + \dots + A_{v-1} n_v \sin u_v. \quad (19)$$

Дифференцируя (19) по k_1 , получим

$$\frac{dk_v}{dk_1} = 1 + A_1 n_2 (\cos u_2) \frac{du_2}{dk_1} + \dots + A_{v-1} n_v (\cos u_v) \frac{du_v}{dk_1}, \quad (20)$$

где du_2/dk_1 соответствует сумме трех ($v=1$) членов выражения (18), du_3/dk_1 есть первые пять членов выражения (18) ($v=1, 2$) и т. д.

Заметим, что

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - \left(\frac{k_1}{n_1 P_1}\right)^2} &= \cos u_1, & \sqrt{1 - \left(\frac{k_v}{n_v r_v}\right)^2} &= \cos i_v, \\ \sqrt{1 - \left(\frac{k_v}{n_{v+1} r_v}\right)^2} &= \cos i'_v, & \sqrt{1 - \left(\frac{k_m}{n' \bar{P}'}\right)^2} &= \cos u'_m. \end{aligned}$$

где i_v, i'_v — угол падения и преломления на v -й поверхности соответственно. Поэтому формулу для $d\eta/dk_1$ можно переписать в виде

$$\frac{d\eta}{dk_1} = -\frac{1}{n_1 P_1 \cos u_1} + \sum_{v=1}^m \left[\frac{1}{r_v} \frac{dk_v}{dk_1} \left(\frac{1}{n_v \cos i_v} - \frac{1}{n_{v+1} \cos i'_v} \right) \right] + \frac{dk_m}{dk_1} \frac{1}{n' \bar{P}' \cos u'_0}. \quad (21)$$

Для концентрической системы все A_v (в формуле (20)) равны нулю, поэтому $dk_v/dk_1 = 1$ и выражение (21) принимает вид

$$\frac{d\eta}{dk_1} = -\frac{1}{n_1 P_1 \cos u_1} + \sum_{v=1}^m \left[\frac{1}{r_v} \left(\frac{1}{n_v \cos i_v} - \frac{1}{n_{v+1} \cos i'_v} \right) \right] + \frac{1}{n' \bar{P}' \cos u'_0}. \quad (22)$$

Выражение (22) целесообразно преобразовать так, чтобы вычисления можно было производить с малым числом значащих цифр без потери точности. Для этого прибавим к каждому члену выражения (22) и вычтем из него величину этого члена в параксиальной области; после преобразований получим

$$\frac{d\eta}{dk_1} = -\frac{2\sin^2 \frac{u_1}{2}}{n_1 P_1 \cos u_1} + 2 \sum_{v=1}^m \left(\frac{\sin^2 \frac{i_v}{2}}{n_v r_v \cos i_v} - \frac{\sin^2 \frac{i'_v}{2}}{n_{v+1} r_v \cos i'_v} \right) + \frac{2\sin^2 \frac{u'_0}{2}}{n' \bar{P}' \cos u'_0}. \quad (23)$$

Эта формула удобна для «ручных» расчетов.

Функция $d\eta/dk_1$ непрерывна всюду, за исключением малоинтересных точек (например, $i_v = \pi/2$, $i_{v+1} = \pi/2$, либо $u_1 = \pi/2$); функция η также непрерывна, поэтому можно найти экстремумы функции η общеизвестным путем — приравняв нулю $d\eta/dk_1$. При этом получается трансцендентное уравнение относительно k_1 . Корни этого уравнения исследуют на максимум и минимум обычным путем.

Сопоставляя значения функции $\eta(k_1)$ в экстремальных точках и на краю зрачка, находим максимальное по модулю значение сферической аберрации в системе для заданного диаметра D входного зрачка и устанавливаем, находится ли аберрация в пределах допуска или нет. Систему, у которой сферическая аберрация находится в пределах допуска, будем считать исправленной. Заметим, что во многих случаях наибольшее значение сферической аберрации в заданном интервале может быть уменьшено смещением плоскости установки на некоторую величину σ относительно плоскости Гаусса. При этом формула для угловой сферической аберрации принимает вид

$$\eta_\sigma = \arcsin \frac{k_m}{n'(\bar{P}' + \sigma)} - u'. \quad (24)$$

Иногда оказывается, что $d\eta/dk_1 > 0$ или $d\eta/dk_1 < 0$ всюду в пределах входного зрачка; в этом случае функция $\eta(k_1)$ монотонно возрастает (убывает), однако сферическая аберрация может находиться в пределах допуска.

Опыт показывает, что система с исправленной сферической аберрацией, как правило, имеет кривую сферической аберрации, содержащую одну или несколько точек перегиба (первый случай встречается чаще). Кривизна линии, изображающей $\eta(k_1)$, в точке перегиба равна нулю, а потому сферическая аберрация может считаться исправленной. Можно считать, что наличие хотя бы одной точки перегиба у кривой $\eta(k_1)$ является достаточным условием исправления сферической аберрации в системе.

Необходимое условие существования точки перегиба: $d^2\eta/dk_1^2 = 0$ (при условии, что $d^2\eta/dk_1^2$ существует). Для практического нахождения точек перегиба определяем все значения корней уравнения $d^2\eta/dk_1^2 = 0$ и исследуем их на изменение знака второй производной при прохождении через эту точку, — если происходит изменение знака, то налицо перегиб

кривой $\eta(k_1)$. Найдем выражение для второй производной $d^2\eta/dk_1^2$ в явном виде; дифференцируя выражение (18), получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2\eta}{dk_1^2} = & \frac{1}{n'\bar{P}'\sqrt{1-\left(\frac{k_m}{n'\bar{P}'}\right)^2}} \frac{d^2k_m}{dk_1^2} + \frac{k_m}{(n'\bar{P}')^3} \left[1 - \left(\frac{k_m}{n'\bar{P}'}\right)^2\right]^{-3/2} \left(\frac{dk_m}{dk_1}\right)^2 - \\ & - \frac{k_1}{(n_1P_1)^3} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n_1P_1}\right)^2\right]^{-3/2} - \sum_{\nu=1}^m \left\{ \frac{1}{r_\nu} \frac{d^2k_\nu}{dk_1^2} \left[\frac{1}{n_{\nu+1}\sqrt{1-\left(\frac{k_\nu}{n_{\nu+1}r_\nu}\right)^2}} - \right. \right. \\ & - \left. \frac{1}{n_\nu\sqrt{1-\left(\frac{k_\nu}{n_\nu r_\nu}\right)^2}} \right] + \left(\frac{dk_\nu}{dk_1}\right)^2 \left[\frac{k_\nu}{(n_{\nu+1}r_\nu)^3} \left[1 - \left(\frac{k_\nu}{n_{\nu+1}r_\nu}\right)^2\right]^{-3/2} - \right. \\ & \left. \left. - \frac{k_\nu}{(n_\nu r_\nu)^3} \left[1 - \left(\frac{k_\nu}{n_\nu r_\nu}\right)^2\right]^{-3/2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

Производные d^2k_ν/dk_1^2 найдем, дифференцируя (20):

$$\begin{aligned} \frac{d^2k_\nu}{dk_1^2} = & -A_1n_2(\sin u_2) \left(\frac{du_2}{dk_1}\right)^2 + A_1n_2(\cos u_2) \frac{d^2u_2}{dk_1^2} - \dots \\ & \dots - A_{\nu-1}n_\nu(\sin u_\nu) \left(\frac{du_\nu}{dk_1}\right)^2 + A_{\nu-1}n_\nu(\cos u_\nu) \frac{d^2u_\nu}{dk_1^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Для концентрической системы эта формула принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2\eta}{dk_1^2} = & \frac{k_1}{(n'\bar{P}')^3} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n'\bar{P}'}\right)^2\right]^{-3/2} - \frac{k_1}{(n_1P_1)^3} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n_1P_1}\right)^2\right]^{-3/2} - \\ & - \sum_{\nu=1}^m \left\{ \frac{k_1}{(n_{\nu+1}r_\nu)^3} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n_{\nu+1}r_\nu}\right)^2\right]^{-3/2} - \frac{k_1}{(n_\nu r_\nu)^3} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n_\nu r_\nu}\right)^2\right]^{-3/2} \right\}, \end{aligned} \quad (27)$$

или

$$\frac{d^2\eta}{dk_1^2} = \frac{k_1}{(n'\bar{P}' \cos u_0')^3} - \frac{k_1}{(n_1P_1 \cos u_1)^3} - \sum_{\nu=1}^m \left[\frac{k_1}{(n_{\nu+1}r_\nu \cos i_\nu')^3} - \frac{k_1}{(n_\nu r_\nu \cos i_\nu')^3} \right]. \quad (28)$$

Заметим, что вычисления $d^2\eta/dk_1^2$ можно производить с малым числом значащих цифр, так как при вычислениях не получается разность двух больших, но близких по абсолютной величине чисел, как это имеет место при традиционном вычислении сферической аберрации путем расчета лучей. Значения $\cos i_\nu$, $\cos i_\nu'$, $\cos u_1$ удобно находить по таблицам (обычно достаточно 3—4 значащих цифр), используя синусы как аргументы $\sin i_\nu = k_1/n_\nu r_\nu$, $\sin i_\nu' = k_1/n_{\nu+1}r_\nu$, $\sin u_1 = k_1/n_1P_1$. Последний угол u_0' идеальной системы можно получить из закона синусов Аббе (поперечное увеличение β системы предполагается известным):

$$\beta = \frac{n_1 \sin u_1}{n' \sin u_0'}.$$

Откуда

$$\sin u_0' = \frac{n_1 \sin u_1}{n'\beta}.$$

Зная значение $\sin u_0'$, находим $\cos u_0'$.

Приравняв нулю выражения (25) или (28), получим трансцендентное уравнение, решения которого дают точки перегиба кривой сферической аберрации $\eta(k_1)$ для данной системы.

6. Методика нахождения конструктивных элементов системы, исправленной на сферическую aberrацию

Практика показала, что целесообразно использовать следующий метод расчета оптической системы на сферическую aberrацию: задавая значение диаметра входного зрачка D (фокус системы предполагаем равным единице), решаем уравнение $d^2\eta/dk_1^2 = 0$ совместно с условием масштаба относительно выбранных неизвестных (в качестве неизвестных можно взять радиусы r либо расстояния d между поверхностями). При этом остальным n , r и d , если они имеются, следует придать определенные числовые значения, руководствуясь технологическими, габаритными и другими

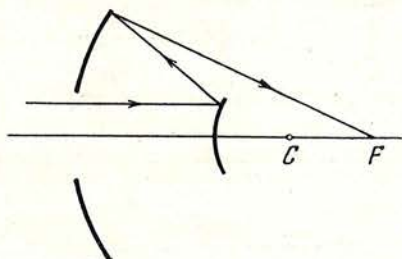


Рис. 2. Двухзеркальная концентрическая система

соображениями (эти величины будем называть свободными параметрами). Нужно также задать значение зоны k_1 , на которой должна находиться точка перегиба; обычно принимают $k_1 \approx 0,3 D$.

Если при принятых значениях свободных параметров точки перегиба нет, то варьируем их значения и повторяют решение уравнения $d^2\eta/dk_1^2 = 0$. Затем находим экстремальные точки кривой $\eta(k_1)$ и значения сферической aberrации в этих точках, а также значение $\eta(k_1)$ на краю входного зрачка. Заметим, что иногда $\eta(k_1)$ имеет не одну, а две (и более) точки перегиба, — эти решения представляют особый интерес, так как при этом, как правило, кружок рассеивания, обусловленный сферической aberrацией, весьма мал.

Решая уравнение $d^2\eta/dk_1^2 = 0$, можно в первом приближении принять косинусы равными единице (при этом получится уравнение, напоминающее условие исправления aberrации третьего порядка); решив это упрощенное уравнение, найдем предварительные значения конструктивных элементов (неизвестных), с которыми вычисляем значения косинусов и получаем уравнение для второго приближения, дающее более точные значения неизвестных; повторяем приближения до получения нужной точности. Обычно двух приближений достаточно для получения значений параметров системы с нужной для практики точностью. При этом вычисления как правило, достаточно производить с 3—4 значащими цифрами, поскольку здесь не происходит потери точности, что имеет место при вычислениях сферической aberrации путем расчета лучей.

Так как мы всюду в двух последних параграфах оперировали точными выражениями, то изложенная методика пригодна для расчета систем любой светосилы в отличие от традиционной, основанной на теории aberrаций третьего порядка. Мы уделили большое внимание изучению свойств сферической aberrации потому, что она не только определяет качество изображения в монохроматическом свете на оптической оси, но и тесно связана с полевыми aberrациями (комой); особенно отчетливо эта связь проявляется в концентрических и изопланатических [2] системах. Известно, что, зная сферическую aberrацию и отступление от условия синусов, можно определить кому в системе по формуле Штебле — Лигоцкого [3].

Пример. Рассмотрим концентрическую систему (рис. 2) из двух зеркал ($n_1 = -n_2 = n_3 = 1$). Предмет расположен в бесконечности ($P_1 = \infty$). Пусть заданный диаметр D входного зрачка равен единице.

тогда максимальное значение зоны $k_1 = H_1$ равно $H_{\max} = -0,5$. Условие масштаба имеет вид

$$2 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{\bar{f}} = \varphi = 1 = -\bar{P}',$$

где \bar{f} — параксиальное фокусное расстояние, φ — оптическая сила системы.

Выражение для угловой сферической аберрации согласно (15) имеет вид

$$\eta = -\arcsin H_1 + 2\arcsin \frac{H_1}{r_1} - 2\arcsin \frac{H_1}{r_2} = u'_0 + 2i_1 - 2i_2.$$

Производные $d\eta/dk_1$, $d^2\eta/dk_1^2$ имеют вид (18)

$$\begin{aligned} \frac{d\eta}{dk_1} &= \frac{-1}{\sqrt{1-H_1^2}} + \frac{2}{r_1 \sqrt{1-\left(\frac{H_1}{r_1}\right)^2}} - \frac{2}{r_2 \sqrt{1-\left(\frac{H_1}{r_2}\right)^2}}, \\ \frac{d^2\eta}{dk_1^2} &= -H_1 [1-(H_1)^2]^{-3/2} + \frac{2H_1}{r_1^3} \left[1-\left(\frac{H_1}{r_1}\right)^2 \right]^{-3/2} - \frac{2H_1}{r_2^3} \left[1-\left(\frac{H_1}{r_2}\right)^2 \right]^{-3/2}. \end{aligned} \quad (29)$$

Перепишем выражение для $d\eta/dk_1$, учитывая (23):

$$\frac{d\eta}{dk_1} = \frac{-2\sin^2 \frac{u'_0}{2}}{\cos u'_0} + \frac{4\sin^2 \left(\frac{i_1}{2} \right)}{r_1 \cos i_1} - \frac{4\sin^2 \left(\frac{i_2}{2} \right)}{r_2 \cos i_2}. \quad (30)$$

Приравняем нулю вторую производную и будем искать такие значения r_1 , r_2 , при которых точка перегиба расположена на зоне $k_1 = -0,3 D$, т. е. $H_1 = -0,3$. Полученное уравнение $d^2\eta/dk_1^2 = 0$ можно решить методом последовательных приближений; положим в первом приближении величины в квадратных скобках (29) равными единице, получим

$$\frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{r_2^3} = \frac{1}{2}.$$

Легко видеть, что эта формула совпадает с условием исправления сферической аберрации третьего порядка. Решая это уравнение совместно с условием масштаба, в первом приближении найдем

$$r_1 \approx 1,24, \quad r_2 \approx 3,23.$$

С этими значениями r_1 и r_2 подсчитаем коэффициенты в квадратных скобках в (29) и запишем уравнение $d^2\eta/dk_1^2 = 0$ в виде (второе приближение)

$$\frac{1,095}{r_1^3} - \frac{1,005}{r_2^3} = \frac{1,15}{2}.$$

Решая это уравнение совместно с условием масштаба, для второго приближения получим

$$r_1 \approx 1,219, \quad r_2 \approx 3,12.$$

Полученные значения, как показала проверка, достаточно точные; все вычисления проводились на логарифмической линейке. Подставим полученные значения r_1 и r_2 в (30) и решим уравнение $d\eta/dk_1 = 0$ относительно $k_1 = H_1$ (это удобно сделать графически); убеждаемся, что это уравнение имеет только одну экстремальную точку на зоне $H_1 \approx -0,395$. В заключение найдем значение η_0 в экстремальной точке:

$$\eta_0 = -0,00018;$$

на краю зрачка значение сферической аберрации будет ($H_1 = -0,5$)

$$\eta = +0,000024.$$

Введя фокусировку (что можно сделать общепринятым графическим способом [3]), можно несколько улучшить достигнутое исправление сферической аберрации.

ПОЛЕВЫЕ АБЕРРАЦИИ ЦЕНТРИРОВАННЫХ СИСТЕМ
ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

1. Точные формулы для полевой aberrации

В литературе описаны разные приближенные способы определения полевых aberrаций [3, 4]. Например, можно приближенно найти кому системы по формуле Штебле — Лигоцкого или ее модификации, предложенной Г. Слюсаревым [3]; можно воспользоваться теорией aberrаций третьего и пятого порядков и т. д. Однако для светосильных оптических систем, а также для систем с большими углами поля зрения существующие методы оказываются, как правило, неточными. Мы выведем

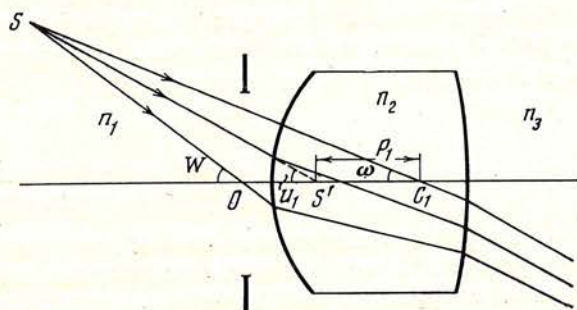


Рис. 3. Ход наклонного пучка лучей в оптической системе

точные формулы для полевой меридиональной aberrации, пригодные для расчета систем с любой светосилой и полем зрения, а также опишем простой метод расчета систем с исправленной комой. Рассмотрим центрированную систему из сферических поверхностей. Изучим случай, когда предмет находится в переднем фокусе системы, а из системы выходит почти параллельный пучок лучей (рис. 3). Пусть точка S предмета находится в переднем фокусе меридионального бесконечно узкого пучка лучей (возможно и другое расположение точки S — она может находиться в плоскости Гаусса). Центр входного зрачка находится в точке O ; точка C_1 — центр кривизны первой поверхности системы. Угол W наклона главного луча с оптической осью назовем углом поля зрения. Угол луча SC_1 с оптической осью обозначим ω ; введем также обозначение $SC_1 = L$. Расстояние точки пересечения S' произвольного луча, исходящего из точки S , с оптической осью до центра кривизны C_1 первой поверхности системы обозначим P_1 ; угол этого луча с оптической осью обозначим u_1 . После выхода из системы луч образует угол u' с оптической осью. Очевидно, луч, исходящий из S , можно определить двумя величинами, например u_1 и $H_1 = P_1 \sin u_1$. Из рис. 3 находим

$$u_1 = \omega + \arcsin \frac{H_1}{L} = \arcsin \frac{H_1}{P_1}. \quad (31)$$

Учитывая (31), запишем формулу (1) для последнего угла u' в виде

$$u' = \omega + \arcsin \frac{H_1}{L} + \arcsin \frac{k_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k_1}{n_1 r_1} + \dots \\ \dots + \arcsin \frac{k_m}{n' r_m} - \arcsin \frac{k_m}{n_m r_m}, \quad k_1 = n_1 H_1. \quad (32)$$

В парапаксиальной области формула (32) принимает вид

$$\bar{u}' = \omega + \frac{H_1}{L} + \frac{k_1}{n_2 r_1} - \frac{k_1}{n_1 r_1} + \dots + \frac{\bar{k}_m}{r_m} \left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n_m} \right). \quad (33)$$

При $H_1/L + \omega = W$ эта формула определяет угол для главного луча. Обозначим последний угол для главного луча в параксиальной области $\bar{\omega}$; полевую aberrацию ξ в угловой мере определим формулой

$$\xi = \bar{\omega} - u', \quad (34)$$

где u' находим из (32). Перепишем формулу (34) в явном виде:

$$\begin{aligned} \xi = \bar{\omega} - \omega - \arcsin \frac{H_1}{L} - \arcsin \frac{k_1}{n_2 r_1} + \arcsin \frac{k_1}{n_1 r_1} - \dots \\ \dots - \arcsin \frac{k_m}{n' r_m} + \arcsin \frac{k_m}{n_m r_m}, \end{aligned} \quad (35)$$

где H_1 — расстояние от точки C_1 (центра кривизны первой поверхности системы) до луча; k_m — оптическое расстояние от центра кривизны последней поверхности системы до луча в пространстве изображений. Для телескопической системы следует принять $L = \infty$.

Область задания функции ξ ограничена размером входного зрачка, — из рис. 3 видно, что переменная H_1 может принимать значения между H'_1 и H_2 — предельными значениями H_1 , допускаемыми размерами входного зрачка.

2. Условия исправления комы для узкого пучка лучей

Опыт расчета оптических систем приводит к заключению, что система с исправленной комой имеет, как правило, кривую $\xi(k_1)$ меридиональной полевой aberrации, содержащую по крайней мере одну точку перегиба. Будем считать, что наличие по крайней мере одной точки перегиба у кривой меридиональной полевой aberrации — достаточное условие коррекции комы в узкой окрестности, окружающей эту точку. Выводим формулы для нахождения точек перегиба. Как известно, необходимым условием существования точки перегиба является равенство нулю второй производной в этой точке, т. е. $d^2\xi/dk_1^2 = 0$. Примем, что W и ω постоянны для данного пучка лучей, тогда полевая aberrация ξ будет функцией только переменной k_1 (или H_1). Дифференцируя (35) по k_1 , получим

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dk_1} = -\frac{1}{n_1 L} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n_1 L} \right)^2 \right]^{-1/2} - \sum_{v=1}^m \frac{1}{r_v} \frac{dk_v}{dk_1} \left\{ \frac{1}{n_{v+1}} \left[1 - \left(\frac{k_v}{n_{v+1} r_v} \right)^2 \right]^{-1/2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{n_v} \left[1 - \left(\frac{k_v}{n_v r_v} \right)^2 \right]^{-1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\xi}{dk_1^2} = \frac{-k_1}{(n_1 L)^3} \left[1 - \left(\frac{k_1}{n_1 L} \right)^2 \right]^{-3/2} - \sum_{v=1}^m \left\{ \frac{1}{r_v} \frac{d^2 k_v}{dk_1^2} \left[\frac{1}{n_{v+1} \sqrt{1 - \left(\frac{k_v}{n_{v+1} r_v} \right)^2}} - \right. \right. \\ \left. - \frac{1}{n_v \sqrt{1 - \left(\frac{k_v}{n_v r_v} \right)^2}} \right] + \left(\frac{dk_v}{n k_1} \right)^2 \left[\frac{k_v}{(n_{v+1} r_v)^3} \left[1 - \left(\frac{k_v}{n_{v+1} r_v} \right)^2 \right]^{-3/2} - \right. \\ \left. - \frac{k_v}{(n_v r_v)^3} \left[1 - \left(\frac{k_v}{n_v r_v} \right)^2 \right]^{-3/2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (37)$$

где dk_v/dk_1 определяется формулой (20), $d^2 k_v/dk_1^2$ — формулой (26). Приравняв (37) нулю, находим значения k_1 , при которых существуют точки перегиба. Тем самым определяются окрестности k_1 , для которых кома исправлена. Как показывает опыт, наличие не одной, а большего числа точек перегиба у $\xi(k_1)$ свидетельствует о достаточно совершенном исправлении полевой aberrации в системе. Если точек перегиба нет, варьируют

конструктивные элементы системы до тех пор, пока они не появятся (по крайней мере одна). Разумеется, возможен случай, когда точек перегиба нет для любых приемлемых значений конструктивных элементов, — при этом кома в системе не может быть исправлена.

Этот метод нахождения систем с исправленной комой не требует расчета хода нескольких лучей через систему, выполненного с большим числом значащих цифр (как это принято делать); решение уравнения $d^2\xi/dk_1^2 = 0$ может производиться с 3—4 значащими цифрами.

О поведении кривой $\xi(k_1)$ можно судить, оценивая кривизну ρ кривой по известной формуле дифференциальной геометрии:

$$\rho = \frac{d^2\xi}{dk_1^2} \left[1 + \left(\frac{d\xi}{dk_1} \right)^2 \right]^{-3/2}.$$

Для систем с большим полем зрения кривую $\xi(k_1)$ следует изучить для нескольких значений W (и ω).

Этот метод может быть использован для расчета систем с большой светосилой и полем зрения, когда формулы Зейделя и Штебле — Лигоцкого непригодны. Изложенные формулы и методику целесообразно использовать и при расчетах на ЭВМ.

17 мая 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Попов. ОМП, 1972, № 8, 23.
2. М. Русинов. Техническая оптика, Машгиз, 1961.
3. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969.
4. М. Герцбергер. Современная геометрическая оптика. М., ИЛ, 1962.

АНАСТИГМАТЫ ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ

Г. М. Попов

Изучаются системы из двух зеркал, точно исправленные на сферическую aberrацию и кому; астигматизм исправлен в области aberrаций третьего порядка. Получены точные формулы для поверхностей системы. Конструктивные элементы многих систем даны в таблице. Системы могут быть использованы в приборах, устанавливаемых на ракетах и ИСЗ для космических исследований.

TWO-MIRROR ANASTIGMATS, by G. M. Popov. — Two-mirror systems, which have no spherical aberration and coma free are investigated, astigmatism is corrected to the 3-order term. Exact formula for surfaces of a system are shown. Data for numerous systems are tabulated. The systems may be used in space devices installed on rockets and satellites for space exploration.

В настоящее время существует острая необходимость разработки светосильных чисто зеркальных систем, обладающих значительным полем зрения — порядка нескольких градусов. Этим требованиям могут удовлетворять только апланатические системы с исправленным астигматизмом, т. е. анастигматы. Подобные системы нужны для изучения ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра, где линзовые и зеркально-линзовые системы непригодны; особый интерес зеркальные системы представляют для космической астрономии [1].

Вопрос о двухзеркальных анастигматах мало изучен, известны только исследования Винна [2] и Куде [3], где рассматриваются двухзеркальные анастигматы на основе теории aberrаций третьего порядка, т. е. в первом приближении. Мы выведем точные формулы, позволяющие рассчитать анастигматы любой светосилы; будут также рассчитаны новые интересные для практики системы. Ограничимся рассмотрением случая, когда предмет расположен в бесконечности.

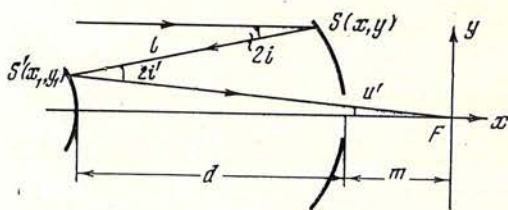


Рис. 1. Схема системы из двух зеркал

Рассмотрим систему (рис. 1). Поместим начало декартовой системы координат в точку F — фокус системы — и совместим оптическую ось с осью x . Обозначим: d — расстояние между зеркалами, m — расстояние фокуса от вершины первого (главного) зеркала. Предполагается, что $d > 0$ всегда, $m > 0$, если фокус F находится справа от вершины главного зеркала. Будем использовать также и полярную систему координат, поместив полюс в точку F и приняв $S'F = \rho$ за радиус-вектор; последний

угол u' системы служит полярным углом, а оптическая ось — полярной осью. Обозначим через i и i' углы падения (и отражения) для главного и вторичного зеркал соответственно, $SS' = l$ — расстояние между точками пересечения луча с зеркалами (рис. 1). Фокусное расстояние f' системы примем равным единице, т. е. $f' = 1$.

Согласно Шварцшильду [4], радиус кривизны поля R_l , образованный меридиональными бесконечно тонкими пучками лучей в апланатической системе из двух зеркал, приближенно определяется формулой

$$\frac{1}{R_l} = 2(D + 2C), \quad (1)$$

где

$$D = \frac{d}{1 - \frac{2d}{r_1}} \left(\frac{2}{r_1^2} - \frac{1}{4} \right), \quad C = \frac{2-d}{4 \left(1 + \frac{2d}{r_1} \right)},$$

где r_1 — радиус при вершине первого зеркала.

Аналогично радиус кривизны поля R_s , образованный сагиттальными бесконечно тонкими пучками, выражается формулой

$$\frac{1}{R_s} = 2D. \quad (2)$$

Условие исправления астигматизма $R_l = R_s$ дает

$$2C = 0$$

или

$$d = 2. \quad (3)$$

Условие исправления сферической aberrации в двухзеркальной системе можно получить из принципа Ферма (рис. 1):

$$\rho + l + x = 2d. \quad (4)$$

Закон синусов, выражающий требование исправления комы в системе, имеет вид

$$\frac{y}{\sin u'} = 1. \quad (5)$$

В дифференциальной геометрии известна формула

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du'} = \operatorname{tg} i'. \quad (6)$$

Из геометрических изображений (рис. 1) находим

$$2i' = 2i + u', \quad (7)$$

$$x = -\rho \cos u' + l \cos 2i, \quad (8)$$

$$y = \rho \sin u' + l \sin 2i. \quad (9)$$

Формулы (3) — (9) определяют меридиональное сечение зеркал анастигмата; эту систему можно преобразовать к системе трех уравнений:

$$(1 - \rho) \sin u' = l \sin (2i' - u'), \quad (1 - \cos u') \rho + l [1 + \cos (2i' - u')] = 4, \\ \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du'} = \operatorname{tg} i'. \quad (10)$$

Исключая l и i' , находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du'} = \operatorname{tg} \frac{u'}{2} \frac{3 - \sin^2 \frac{u'}{2} - \rho}{3 - \sin^2 \frac{u'}{2}}.$$

Подстановкой $\xi = \sin^2 (u'/2)$ можно преобразовать это уравнение к уравнению Бернулли (полагаем $z = \frac{1}{\rho}$), которое переходит в линейное

уравнение

$$\frac{dz}{d\xi} + P(\xi)z = Q(\xi), \quad (11)$$

где

$$P = \frac{3-\xi}{(2-\xi)(1-\xi)}, \quad Q = \frac{1}{(2-\xi)(1-\xi)}.$$

Легко убедиться, что $z_1 = \xi/2$ является частным решением этого дифференциального уравнения, а потому общее решение его можно записать в виде

$$z = z_1 + a \exp \left[- \int P d\xi \right], \quad (12)$$

где a — постоянная.

Выполняя интегрирование, находим

$$- \int P d\xi = - \ln(2-\xi) + 2 \ln(1-\xi) + C, \quad (13)$$

где C — постоянная.

В явном виде решение уравнения примет вид

$$z = \frac{\xi}{2} + a \frac{(1-\xi)^2}{2-\xi} = \frac{1}{\rho}. \quad (14)$$

Постоянная a определяется из условия, что $\rho(0) = d + m = s'$,

$$a = 2/(d+m).$$

Подставив найденное значение a в (14), после преобразований получим

$$\rho = \frac{2(d+m)(2-\xi)}{4+\xi(2-\xi)(d+m-4)}. \quad (15)$$

В нашем случае $d = 2$. Это выражение определяет меридиональное сечение вторичного зеркала анастигмата. Легко найти и полярное уравнение вторичного зеркала, подставив в (15) значение $\xi = \sin^2(u'/2)$, но практичнее выразить сечение вторичного зеркала в декартовых координатах x_1, y_1 . Воспользуемся известными формулами (рис. 1):

$$x_1 = -\rho \cos u', \quad y_1 = \rho \sin u'. \quad (16)$$

Подставив в (16) значение ρ при $d = 2$, переходя к переменной ξ , получим параметрические выражения для координат x_1, y_1 вторичного зеркала:

$$x_1 = \frac{2(2\xi-1)(2+m)(2-\xi)}{4-\xi(2-\xi)(2-m)}, \quad y_1 = \frac{4(2+m)(2-\xi)\sqrt{\xi(1-\xi)}}{4-\xi(2-\xi)(2-m)}. \quad (17)$$

Найдем теперь форму главного зеркала. Из двух первых уравнений (10) исключаем i' , находим l и подставляем его в (4); введя параметр ξ , получим

$$x = 2 + (\xi - 1) \frac{2\rho(1-\xi) + \xi}{2 - \rho\xi}. \quad (18)$$

Подставляя в (18) значение ρ из (15), получим

$$x = 2 + \frac{\xi(\xi-1)}{2} + \frac{(2+m)(2-\xi)^2}{8(\xi-1)}. \quad (19)$$

Условие апланатизма (5) после введения переменной ξ имеет вид

$$y = 2\sqrt{\xi(1-\xi)}. \quad (20)$$

Формулы (19) и (20) определяют параметрически (через параметр ξ) координаты x, y главного зеркала анастигмата.

Мы получили систему, строго исправленную в отношении сферической aberrации и комы, астигматизм исправлен в области Зейделя (так как

выражения (1) и (2) получены из теории aberrаций третьего порядка), поэтому для светосильных систем с большим полем зрения следует дополнительно исследовать качество изображения по полю с целью определения влияния полевых aberrаций высших порядков. Если эти aberrации значительны, то можно попытаться их уменьшить, введя небольшое отступление от условия синусов и изменив расстояние между зеркалами. Методика определения меридионального сечения зеркал в системе с заданным отступлением от условия синусов описана нами в [5].

Заметим, что выражения (17) можно разложить в степенные ряды по степеням малой величины ξ , затем, исключив ξ , представить y^2 в виде ряда по степеням x . Первые два члена этого ряда являются аппроксимацией меридионального сечения вторичного зеркала коническим сечением. При этом коэффициент первого члена этого ряда есть удвоенный радиус r_2 кривизны зеркала при вершине, второй коэффициент равен $e_2^2 - 1$, где e_2 — эксцентриситет конического сечения. В явном виде получим

$$r_2 = \frac{4(m+2)}{3+m}, \quad (21)$$

$$e_2^2 - 1 = \frac{-8}{(3+m)^2} \left[\frac{1}{3+m} + (1+m) \right]. \quad (22)$$

Аналогично для главного зеркала находим

$$r_1 = \frac{4}{1+m}, \quad (23)$$

$$e_1^2 - 1 = \frac{-8(m+2)}{(1+m)^3}. \quad (24)$$

Составим таблицу, иллюстрирующую зависимость r_1 , r_2 , e_1^2 , e_2^2 от m ; $f' = 1$, $d = 2$.

Т а б л и ц а 1

m	e_1^2	r_1	e_2^2	r_2	Примечания
5	0,74	0,667	0,234	3,5	Системы с внешним фокусом
4	0,616	0,8	0,161	3,43	
3	0,375	1,0	0,073	3,34	
2	-0,185	1,333	-0,025	3,2	
1	-2,0	2,0	-0,125	3,0	
0,414	-5,85	2,83	-0,178	2,83	Система Винна
+0,0	-15,0	4,0	-0,187	2,67	
-0,1	-19,85	4,444	-0,184	2,621	Системы с внутренним фокусом
-0,2	-27,125	5,0	-0,181	2,571	
-0,3	-38,65	5,714	-0,176	2,518	
-0,4	-58,26	6,667	-0,165	2,461	
-0,5	-95,0	8,0	-0,152	2,400	
-0,7	-3851	13,333	-0,111	2,261	
-1	∞	∞	0	2,0	Система Шмидта
-1,5	33	-8,0	+0,407	1,333	Система Куде
-2	1	-4,0	+1,0	0	
-3	0	-2,0	∞	∞	«Зеркальный Шмидт» с мнимым фокусом

Из таблицы следует, что при больших значениях m ($\sim 2 \div 5$) получают анастигматы — типа системы Боуэна [4] (рис. 2, а), имеющие внешний фокус; их недостаток — большой размер вторичного зеркала, превосходящий диаметр входного зрачка в 3—5 раз. При m в интервале $\sim (0; 1)$ получаем систему типа системы Винна [2] (рис. 2, б); среди них имеется си-

стема с плоским полем, найденная впервые Шварцшильдом [4]. Системы типа Винна имеют меньший диаметр вторичного зеркала по сравнению с системами Боуэна, но больший по модулю эксцентриситет главного зеркала, что затрудняет их изготовление. При $0 > m > -1$ имеем системы с внутренним фокусом и возросшей асферичностью главного зеркала (фиг. 2, а) ($|e_1^2|$ велико). Система типа «зеркальный Шмидт» получается при $m = -1$ (рис. 2, в) (эта система может использоваться только в наклонных пучках). При $-1 > m > -2$ имеем систему Куде (рис. 2, д);

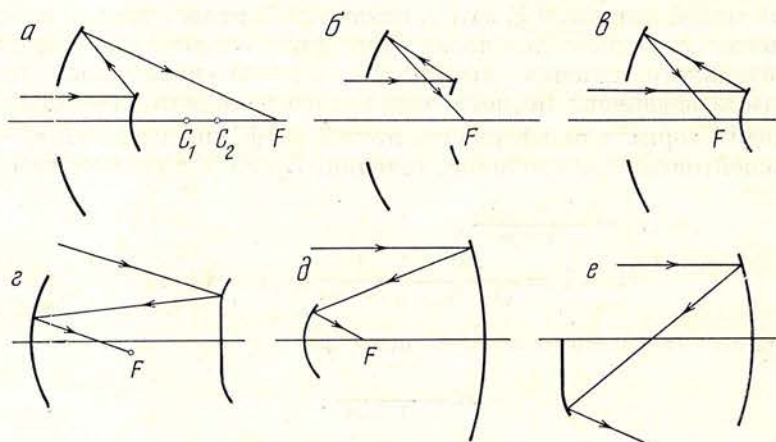


Рис. 2. Основные типы двухзеркальных анастигматов

наконец, при $m = -3$ получаем «зеркальный Шмидт» с мнимым фокусом (рис. 2, е).

Особый интерес представляют системы, имеющие сферические зеркала, так как их изготовление и контроль могут быть осуществлены просто и дешево. Найдем сначала систему со сферическим главным зеркалом; полагая $e_1^2 = 0$ в (24), получим кубическое уравнение относительно m , корни которого

$$m_1 = \sqrt{5}, \quad m_2 = -\sqrt{5}, \quad m_3 = -3.$$

Первый корень дает систему Боуэна [4], второй и третий — малоинтересные системы с мнимым фокусом.

Аналогично находим системы с вторичным сферическим зеркалом, полагая в (22) $e_2^2 = 0$:

$$m'_1 = \sqrt{5}, \quad m'_2 = -1, \quad m'_3 = -\sqrt{5}.$$

Первый корень соответствует системе Боуэна, второй — системе «зеркальный Шмидт», третий — системе с мнимым фокусом, представляющей собой концентрическую систему Боуэна, повернутую на 180° относительно центра кривизны (см. m_2). Таким образом, в системе Боуэна оба зеркала имеют сферическую форму.

В некоторых случаях предпочтительнее иметь уравнения зеркал в форме рядов по степеням y ; для главного зеркала находим

$$x = -m - \frac{1-s'}{8} y^2 + \frac{s'}{64} y^4 + \frac{3s'}{512} y^6 + \frac{3s'}{1024} y^8 + \dots \quad (25)$$

Для вторичного зеркала

$$x_1 = -s' + \frac{1}{8} \left(\frac{1}{s'} + 1 \right) y_1^2 + \frac{y_1^4}{64s'} + \dots, \quad (26)$$

где $s' = 2 + m$. Заметим, что при больших s' сходимость ряда для x ухуд-

шается, в то время как ряд (26) сходится лучше; при малых s' — наоборот. Ошибку, возникающую при замене точных выражений (17), (19) и (20) рядами, можно оценить, сравнивая абсциссы x на краю зеркал, вычисленные по точным формулам и посредством рядов (25) и (26). Если ошибка не превышает $\lambda/16$ (допуск Релея для поверхностей двухзеркальной системы), то системы, вычисленные как по точным формулам, так и посредством рядов, практически равноценны.

Заметим, что кривизна поля в двухзеркальных анастигматах может быть вычислена по формуле Петцваля

$$\frac{1}{R} = -\frac{2}{r_1} + \frac{2}{r_2},$$

где R — радиус кривизны поля, r_1 и r_2 — радиусы кривизны при вершине главного и вторичного зеркал соответственно. Очевидно, кривизна поля исправлена при $r_1 = r_2$, что имеет место в системе Шварцшильда — Винна [4].

Расчеты конкретных систем

Приведем несколько вариантов анастигматов, рассчитанных на ЭВМ при разных значениях s' .

№ 1. Система типа рис. 2, a ; $s' = 5$, $d = 2$:

$$x = -4 + \frac{y^2}{2} + 0,078125y^4 + 0,0292967y^6 + 0,0146484y^8 + \dots$$

$$x_1 = -5 + \frac{y_1^2}{6,66667} + 0,003125y_1^4 + 0,00015y_1^6 + \dots$$

В частном случае при $s' = \sqrt{5} + 2$ оба зеркала сферические (система Боуэна).

№ 2. $s' = 3$, $d = 2$:

$$x = -1 + \frac{y^2}{4} + 0,046875y^4 + 0,0175781y^6 + 0,008789y^8 + \dots$$

$$x_1 = -3 + \frac{y_1^2}{6} + 0,00501542y_1^4 + 0,000525y_1^6 + \dots$$

№ 3. Система типа рис. 2, e ; $s' = 1,8$, $d = 2$:

$$x = 0,2 + \frac{y^2}{8} + 0,028125y^4 + 0,010547y^6 + 0,0052735y^8 + \dots$$

$$x_1 = -1,8 + \frac{y_1^2}{5,14286} + 0,0086787y_1^4 + 0,000875y_1^6 + \dots$$

№ 4. «Зеркальный Шмидт» (рис. 2, e); $s' = 1$, $d = 2$.

В этом случае, как показывает расчет хода лучей и остаточных aberrаций, выгодно заменить вторичное зеркало сферой; главное зеркало имеет нулевую кривизну при вершине (планоид), и его форма с высокой точностью определяется выражением (25), причем членами, содержащими y^{10} (и более высокие степени y), можно пренебречь. При этом относительное отверстие системы достигает $A = 1 : 1$ при фокусном расстоянии порядка 1 м:

$$x = +1 + 0,015625y^4 + 0,00585937y^6 + 0,00292968y^8 + \dots$$

$$y_1^2 = 4x_1 - x_1^2.$$

№ 5. Система Куде (рис. 2, d):

$$x = 1,5 - \frac{y^2}{16} + 0,0078125y^4 + 0,00292968y^6 + 0,00146484y^8 + \dots$$

$$x_1 = -0,5 + \frac{3}{8}y_1^2 + 0,03125y_1^4 - 0,0145y_1^6 - \dots$$

s' , δm	r_1 , δm	r_2 , δm	d , δm	E	$2\delta g$, мм	δg_ω , мм	A	R , δm	Примечания
5	1,00	3,33333	2,00	0,000150	20,0	46,0	1:2,5	-0,715	Система Винна Системы с внутренним фокусом Вторичное зеркало, сфера (Шмидт) Система Куде
3	2	3	2,0	0,000525	15	50	1:2	-3,333	
2,414	2,82	2,82	2,0	0,000625	20	25	1:2	∞	
2	4	2,66667	2,0	0,000712	6	5	1:1,4	+4	
1,8	5	2,57143	2,0	0,000875	6,8	7	1:1,25	2,66	
1,6	6,66667	2,46154	2,0	0,0010625	4	4	1:1,25	1,95	
1,3	13,3333	2,26087	2,0	0,001375	1,5	4	1:1,4	1,36	
1	∞	2,0	2,0	—	2,7	3	1:1,1	1,0	
0,5	-8	1,33333	2,0	-0,0145	0,3	7	1:1	0,57	

Системы № 1—5 (за исключением № 4) рассчитывались следующим образом: для заданных значений m и s' вычислялись коэффициенты рядов (25) и (26), причем для x учитывались члены до восьмого порядка включительно; для x_1 по формуле (26) были найдены первые три члена ряда, в то время как коэффициент E при y_1^6 выбирался таким образом, чтобы остаточная сферическая aberrация была минимальной в заданных пределах входного отверстия D . Этот прием удобно использовать при расчетах на ЭВМ, так как существуют программы, позволяющие рассчитывать ход лучей (и aberrации) для поверхностей, заданных в виде ряда по степеням y .

Точные формулы для поверхностей системы имеет смысл использовать только в случае весьма светосильных систем (с относительным отверстием порядка 1 : 1 и более). Aberrации систем № 1—5 и ряда других приведены в табл. 2.

В табл. 2 все системы имеют фокусное расстояние, равное 1 δm (100 мм). Используются следующие обозначения: E — коэффициент при y_1^6 (см. (26)); $2\delta g$ — минимальный диаметр пятна рассеивания на оси системы, обусловленный остаточной сферической aberrацией; δg_ω — минимальный размер пятна вне оси, обусловленный полевыми aberrациями (как в меридиональной, так и в сагиттальной плоскостях), причем во всех случаях рассчитывался пучок лучей с наклоном $\omega = 0,03$ к оси системы, т. е. изученное поле зрения всех систем из табл. 2 не менее 4° . Входной зрачок во всех случаях совмещен с вершиной главного зеркала. В табл. 2 приведены также относительное отверстие A системы и радиус R кривизны поля.

Изучение данных табл. 2 позволяет сделать следующие выводы: 1) системы вида рис. 2, *a*, *b* имеют большие остаточные aberrации, обусловленные плохой сходимостью ряда для x (следовало бы взять большее число членов ряда); эти системы следует рассчитывать по точным формулам (17), (19) и (20); 2) остальные системы в табл. 2 имеют хорошее исправление как осевых, так и полевых aberrаций вплоть до относительного отверстия порядка 1 : 1, причем кривизна поля в системах вида рис. 2, *в* невелика, а размеры вторичного зеркала меньше, чем для систем вида рис. 2, *a*, *b*. По-видимому, системы вида рис. 2, *в* следует предпочесть распространенным системам типа «зеркальный Шмидт», которые можно использовать только в наклонных пучках. Система Куде (рис. 2, *д*) имеет большую кривизну поля, что ограничивает ее применение. Изучение данных таблицы позволяет сделать вывод о наличии интересной области (при $+1,0 < s' < 2$), которую занимают системы вида рис. 2, *в*, — эти системы имеют весьма хорошее исправление aberrаций и малые потери света на экранирование (при умеренных размерах вторичного зеркала), причем кривизна

поля мала или практически отсутствует (это имеет место у системы № 3). Система Винна, как оказалось, в чистом виде [4] обладает значительными остаточными aberrациями и потерями света на экранирование. Система Куде (№ 5) имеет также весьма хорошее исправление и осевых и полевых aberrаций, но большую кривизну R -поля (табл. 2) и неудобное положение фокальной поверхности.

Системы Боуэна были нами изучены в [6]; их недостаток — большие размеры вторичного зеркала (оно в 4—5 раз больше главного), а также значительная кривизна поля. Пользуясь табл. 2, можно получить данные для систем с другими значениями s' , интерполируя коэффициент при y_1^6 (остальные коэффициенты легко вычислить по формулам (25) и (26)).

Автор благодарен проф. В. К. Прокофьеву за просмотр рукописи и ценные указания, а также оператору-программисту ЭВМ Г. А. Козловой за расчеты лучей для систем.

17 мая 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Le Programme Faust (Fusée astronomiques pour d'étude de l'ultraviolet Stellare), Centre National d'Etudes Spaciales, May 1972.
2. C. G. Wynne. J. Opt. Soc. America, 1969, 59, 572.
3. Danjon, Couder. Lunettes et telescopes, 1936.
4. K. Schwarzschild. Untersuch. Geomagn. Optik, 1905, II.
5. Г. М. Понов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 20.
6. Г. М. Понов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 318.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ И ВВОД ИХ В ЭЦВМ

В. А. Ефанов

Приводится описание 20-канальной системы автоматической регистрации результатов радиоастрономических наблюдений для непосредственного ввода в ЭЦВМ. Регистрация информации осуществляется на перфоленте в пятиэлементной кодовой комбинации, а также в цифровом виде.

На перфоленте (и в цифровом виде) регистрируются результаты измерения в четырех десятичных разрядах, порядок и знак числа, номер канала, время (в часах, минутах и секундах), а также данные, относящиеся к аппаратуре и объекту наблюдений.

THE SYSTEM OF AUTOMATIC REGISTRATION OF RADIOASTRONOMICAL OBSERVATIONS RESULTS AND INPUT OF THEM IN A COMPUTER, by V. A. Efanov. — The description of 20-canals system of automatic registration of radioastronomical observations results for direct input in a computer is reported. The registration of the information is carried out on the perforated slip in five-element code combination and in a digital form.

The result of the measurement in four decimal register, order and sign of the number, the canals number, time (in hours, minutes and seconds) and data, concerned to the apparatus and the object of the observation are registred on the perforated slip

Обработка результатов наблюдений на радиотелескопах требует проведения больших вычислений. Использование современных средств вычислительной техники позволяет во много раз ускорить процесс обработки и существенно повысить ее качество. При этом необходимо регистрировать информацию на таком носителе, при помощи которого результаты наблюдений можно было бы вводить в ЭЦВМ непосредственно. Для этой цели данные результатов наблюдений обычно фиксируют на бумажной или на магнитной ленте [1—3]. Кроме результатов наблюдений, на носителе информации необходимо фиксировать время, основные параметры приемно-регистрирующей аппаратуры, применяемой для наблюдений (длина волны, усиление, калибровочные тесты и т. п.), режим наблюдений (скорости «сканирования» источника телескопом и т. д.), а также сведения об объекте наблюдений (название источника, его координаты и др.).

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработана и изготовлена 20-канальная система автоматической регистрации результатов радиоастрономических наблюдений для непосредственного вывода их в ЭЦВМ с целью последующей обработки. В качестве носителя информации выбрана стандартная пятидорожная перфолента шириной 17,5 мм. Система создана на основе промышленного образца электронного регистрирующего устройства типа ЭЦР-1 [4].

На рис. 1 изображена структурная схема системы автоматической регистрации, состоящая из следующих устройств.

1. Блок согласования выходов синхронных детекторов радиометров со входом преобразователя аналог — код [5].

2. Электронный 20-канальный коммутатор.
3. Командный блок, который обеспечивает выдачу синхронизирующих командных импульсов и сигналов времени.
4. Преобразователь аналог — код (в качестве преобразователя используется электронный цифровой вольтметр типа ЭЦВ-3 с автоматическим выбором предела измерения).
5. Цифропечатающая машина (ЦПМ) с печатью на бумажной ленте результатов наблюдений, времени в часах, минутах и секундах и номера измеряемого канала.
6. Преобразователь параллельного двоичного кода в параллельно-последовательный (блок свертки).
7. Схема управления перфораторным регистратором.
8. Пульта ввода информации (дата наблюдений, объект наблюдений, основные параметры аппаратуры и т. д.).
9. Перфораторный регистратор типа ПЛ-20.

Командный блок системы совместно с электронным цифровым вольтметром выдает информацию в 45 двоичных разрядах. Характер информации и соответствующее ей количество двоичных разрядов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Вид информации	Число двоичных разрядов	Вид информации	Число двоичных разрядов
Результат измерения	16	Время в минутах, секундах, часах	21
Знак «+» или «-»	1	Номер измеряемого канала	
Порядок числа	2		

Вся информация, представленная в табл. 1, выдается в прямом параллельном коде вида 1, 2, 4, 8. Для ее регистрации на перфоленте необходимо преобразовать (свернуть) этот код в параллельно-последовательный для возможности ввода в ЭЦВМ вычислительного центра КАО АН СССР. Исходя из максимальной разрядности чисел при вводе информации в ЭЦВМ, например типа «Минск-14» (5 разрядов), была выбрана следующая разбивка информации для одного цикла измерения (табл. 2).

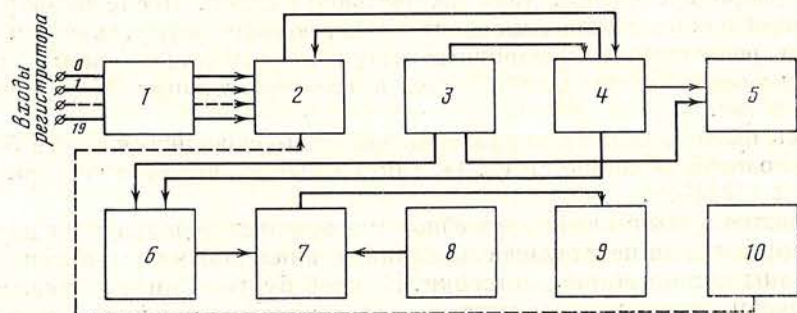


Рис. 1. Структурная схема системы автоматической регистрации

1 — блок согласования выхода радиометра с преобразователем аналог — код; 2 — электронный переключатель каналов; 3 — блок управления; 4 — преобразователь аналог — код; 5 — цифровая печатающая машина (ЦПМ); 6 — преобразователь параллельного кода в последовательный; 7 — схемы управления перфоратором; 8 — пульт ввода служебной информации; 9 — перфоратор ПЛ-20; 10 — блок считывания информации с диаграммной ленты

Таблица 2

Номер строки на перфоленте	Информация	Число двоичных разрядов	Десятичная цифра	Номер строки на перфоленте	Информация	Число двоичных разрядов	Десятичная цифра
1	Номер канала (единицы)	4	0—9	8	Номер канала (десятки)	1	0—1
2	} Мантисса числа	2	0—3	9	Часы (десятки)	3	0—5
3		1		10	Часы (единицы)	4	0—9
4		4	0—9	11	Минуты (десятки)	3	0—5
5		4	0—9	12	Минуты (единицы)	4	0—5
6		4	0—9	13	Секунды (десятки)	3	0—5
7		4	0—9	14	Секунды (единицы)	4	0—9

Как видно из табл. 2, полный цикл одного измерения соответствует 14 строкам на перфоленте.

Функциональная схема свертки изображена на рис. 2. Она содержит электронный переключатель входных кодовых шин, выполненный по логической схеме «И» [6], распределитель (счетчик) типа пересчетного кольца [7]. Электронный переключатель играет роль клапана. Всего в схеме, представленной на рис. 2, используется 45 клапанов (по числу двоичных разрядов).

Пересчетное кольцо, исполненное на тиратронах тлеющего разряда, имеет 15 ячеек (0, 1, 2 и т. д. на рис. 2) последовательного действия и управляет генератором тактовых импульсов (ГТИ), который вырабатывает тактовые импульсы с периодом следования ~ 50 мсек и длительностью ~ 20 мсек. Запуск ГТИ осуществляется импульсом «конец замера», поступающим от ЭЦВ, и прекращается при срабатывании «нулевой» ячейки (0 на рис. 2). Таким образом, максимальный цикл измерения продолжается ~ 750 мсек. В зависимости от программ наблюдений на перфоленте можно регистрировать часть информации (например, исключить время, регистрируя его лишь в начале и конце наблюдательного массива). Для этой цели часть пересчетного кольца блокируется для исключения избыточной информации, т. е. предусмотрена регистрация либо первых семи строк (7-разрядное число), либо полностью 14 строк. После перфорации информации одного цикла измерения на перфоленте осуществляется пробел. При регистрации 7-разрядных чисел максимальное время одного цикла измерения составляет 0,5 сек, а при регистрации 14-разрядных чисел — 1 сек.

Запись информации на перфоленте может производиться как в 5-элементной кодовой комбинации «М-1», так и в международном телеграфном коде № 2 (МТК-2).

В качестве пульта ввода служебной информации используется переделанная портативная печатающая машинка, с клавишными рычагами которой связаны комбинаторные линейки. Каждой букве и цифре буквенного или цифрового регистров соответствует своя кодовая линейка. При нажатии той или иной клавиши замыкаются соответствующие контакты, в результате чего формируются токовые и бестоковые посылки в заданной комбинации. Синхронность выдачи кода обеспечивается диодным клапаном с шестью входами (шестой вход используется для подачи разрешающего импульса). С этого пульта на перфоратор подаются также и функциональные команды — возврат каретки, перевод строки, пробел и регистровые импульсы. Кодировка функциональных команд осуществляется при помощи диодных шифраторов. Все кодовые комбинации, поступающие с

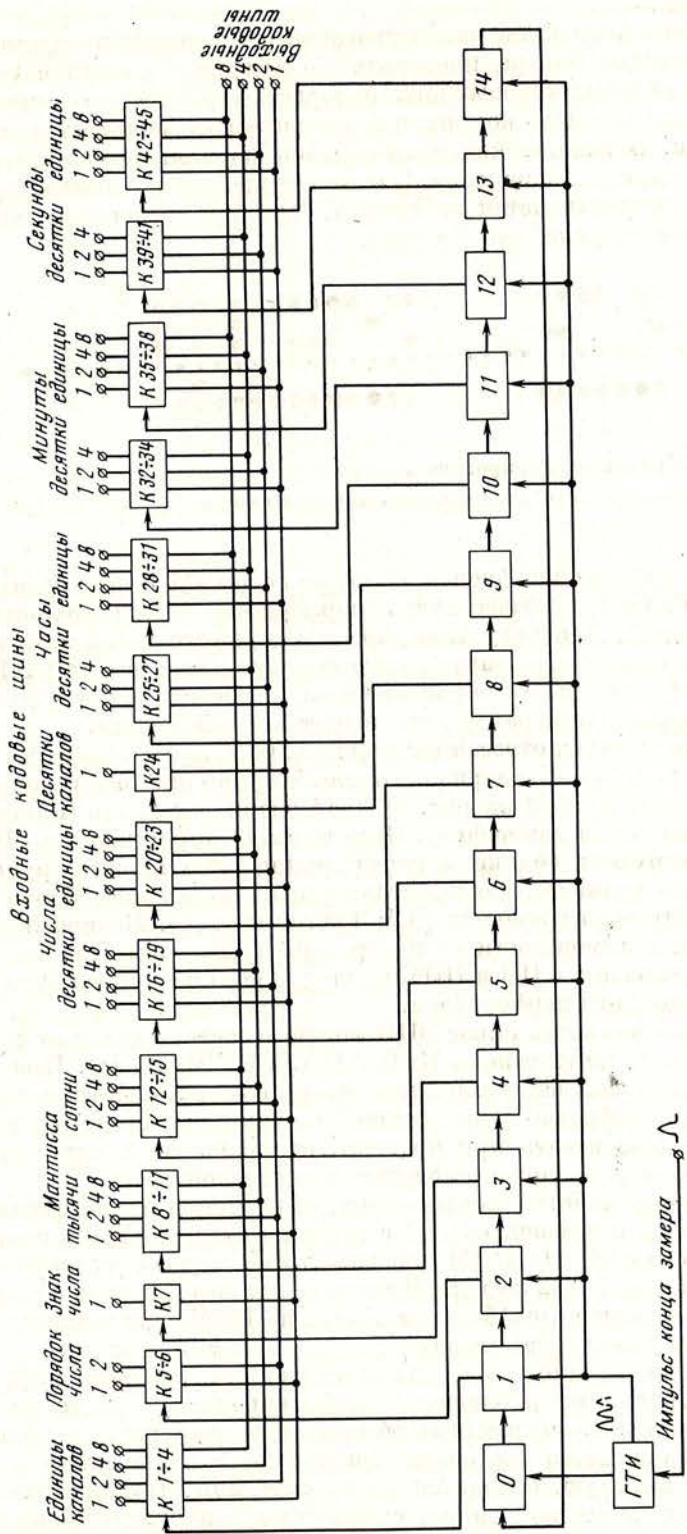


Рис. 2. Функциональная схема преобразователя параллельного кода в последовательный
 К (1 ÷ 45) — диодный электронный коммутатор; 0—14 — ячейки пересчета кольца; ГТИ — генератор тактовых импульсов

пишущей машинки, подаются на перфоратор в международном телеграфном коде МТК-2.

В описываемом устройстве автоматической регистрации предусмотрены схемы, позволяющие быстро проверять прохождение сигналов по всем 45 разрядам от входных кодовых шин до перфоратора (система «самоконтроля») без подачи кодовых комбинаций от цифрового вольтметра или командного блока. В режиме контроля системы на кольцевой распределитель подаются управляющие импульсы от ждущего мультивибратора, запуск которого осуществляется от кнопки. При этом генератор тактовых импульсов автоматически блокируется.

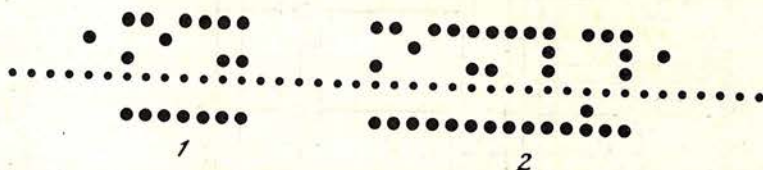


Рис. 3. Образец перфорированной ленты

1 — семиразрядное число; 2 — четырнадцатиразрядное число

При работе прибора в цифровом регистре кодом «М-1» при десятичном счислении необходимо осуществлять перфорацию пятой дорожки для всех цифр от 0 до 9. Пробивка этой дорожки осуществляется импульсами от автономного генератора, запуск которого производится от ГТИ. При регистрации информации, отличной от чисел, представляемых в двоично-десятичном коде, этот генератор автоматически отключается.

На рис. 3 представлен отрезок перфорированной ленты. Первая группа пробивок (1 на рис. 3) — 7-разрядное число (информация без регистрации времени), вторая группа (2 на рис. 3) — 14-разрядное число (полная информация одного цикла измерения). Начало ввода информации в ЭЦВ и его конец маркируются (маркеры перед группой 1 и в конце группы 2). Опрос цифрового вольтметра осуществляется от командного блока через определенные интервалы времени (0,5; 1,0 сек и т. д.). Интервал опроса устанавливается в зависимости от программы наблюдений, но, как было уже сказано, при работе с ПЛ и ЦПМ период опроса не должен быть менее 0,5 сек при данном типе перфоратора.

В случае необходимости опрос ЭЦВ можно осуществлять и от системы управления 22-м радиотелескопа КАО АН СССР (РТ-22) [8]. При таком режиме работы запускающие импульсы можно снимать с буферного регистра электронной цифровой управляющей машины как по α , так и по δ . Этот режим предпочтителен при программах наблюдений, связанных со «сканированием» определенных площадок на небесной сфере.

Одновременно с работой перфоратора регистрация информации осуществляется также с помощью ЦПМ с записью всех тех же параметров, что и при помощи ПЛ. На ЦПМ предусмотрена подача угловых меток с пульта управления РТ-22 по мере сканирования по той или иной координате. В момент подачи угловой метки печать на ЦПМ производится красным цветом, а в промежутках между метками — черным цветом.

Описанная система автоматической регистрации позволяет также обрабатывать регистрограммы наблюдений, зафиксированные ранее на самописце. Для этого лента, подлежащая обработке, заправляется в самописец типа ЭПП-09, включается соответствующая скорость протяжки и с помощью копира, вручную, обводятся регистрограммы. Напряжение, пропорциональное отклонению копира, снимается с реохорда и подается на вход ЭЦВ и далее регистрируется на перфоленте (поз. 10 на рис. 1).

С помощью данной системы была проведена статистическая обработка ряда наблюдательных массивов (автокорреляционный, спектральный ана-

лиз, усреднение и т. п.) на ЭЦВМ «Минск-14». Эксплуатация аппаратуры показала ее высокую надежность и простоту в обращении. Подобный комплекс может быть использован не только для автоматизации регистрации и обработки наблюдений в области радиоастрономии, но и любого физического эксперимента, при проведении которого регистрируемой величиной является электрический сигнал.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую признательность П. П. Добронравину и И. Г. Моисееву за полезное обсуждение проектного задания на прибор и интерес к работе, Д. Н. Рачковскому и Т. Г. Буславской за составление программ обработки на ЭЦВМ результатов наблюдений и И. Д. Стрепко за активное участие в изготовлении прибора.

Апрель 1973 г.

Литература

1. Э. Л. Афраймович. Геомagnetизм и астрономия, 1966, 6 вып. 4, 767.
2. Ю. Б. Павлов, И. А. Хозлов. Приборы и системы управления, 1967, 5, 27.
3. М. Г. Ларионов, А. А. Капусткин, И. Г. Моисеев и др. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 206.
4. Электронное цифровое регистрирующее устройство ЭЦР-1. Техническое описание. Рязань, 1967.
5. В. А. Ефанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 50, 183.
6. Л. Н. Копничев. Принципы построения аппаратуры для передачи дискретной информации. М., «Связь», 1972, стр. 46.
7. В. Т. Фролкин. Импульсная техника. М., 1960, стр. 259.
8. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 41.

Всплеск γ -излучения сверхвысокой энергии от рентгеновского источника Суг X-3. В л а д и м и р е к и й В. М., С т е п а н я н А. А., Ф о м и н В. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 3.

С 5.IX по 1.XI 1972 г. проводились наземные γ -астрономические наблюдения рентгеновского и радиоисточника Суг X-3 на регистраторе черенковских вспышек широких атмосферных ливней КАО АН СССР. Анализ полученного материала показал, что 8—9.IX в направлении Суг X-3 наблюдался всплеск γ -излучения. Величина эффекта составляет пять стандартных отклонений. Абсолютная величина потока для энергии квантов $\geq 10^{12}$ эв составляет $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-10}$ квант·см⁻²·сек⁻¹, показатель интегрального энергетического спектра — не менее 3,2.

Илл. 1, табл. 1, библи. 12 назв.

Количественные определения яркости флоккулов в линиях H_{α} и К как критерий при прогнозах развития активной области. С т е п а н я н Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 8.

Показано, что по наблюдениям флоккулов в линиях H_{α} водорода и К пониженного кальция в 80% случаев можно с вероятностью $\geq 85\%$ судить о вспышечной активности флоккула за время его прохождения по диску. И только для флоккулов с некоторым соотношением яркости в H_{α} и К (наблюдающимся у 20% всех флоккулов) наличие или отсутствие вспышек за время прохождения по диску равновероятно.

Илл. 4, табл. 2, библи. 3 назв.

Зависимость вспышечной активности групп пятен от направления линии раздела полярностей. К о в а л ь А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 13.

Использовались визуальные измерения магнитных полей и данные о вспышках, наблюдавшихся в 1968 г.

Показано, что направление линии раздела полярностей может быть принято в качестве одного из параметров, определяющих вспышечную активность группы. Появление в группе пятен хотя бы небольшого участка нулевой линии, направленного перпендикулярно меридиану, с вероятностью около 80% говорит о том, что в группе произойдет хотя бы одна вспышка балла ≥ 1 .

Илл. 3, табл. 1, библи. 13 назв.

О некоторых условиях возникновения двухленточных хромосферных вспышек. О г и р ь М. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 19.

Изучалась хромосферная активность в областях двухленточных вспышек перед их появлением, а также конфигурация магнитного поля в этих же областях. Было замечено, что в рассмотренных случаях двухленточные вспышки возникали при наличии такой конфигурации магнитного поля, когда друг к другу примыкали три (а иногда и четыре) ряда холмов магнитного поля разной полярности. Два ряда холмов между которыми происходила вспышка, всегда были достаточно протяженными — порядка 10^6 км. Ширина внутренней области, расположенной между полями другого знака, порядка 10^4 км. Перед появлением вспышек наблюдалось повышение хромосферной активности в одной из внешних областей холмов магнитного поля.

Илл. 8, табл. 1, библи. 18 назв.

Сравнение свечения в линиях H_{α} и К Ca II в солнечных вспышках. Ц а п Т. Т., К р а м ы н и н А. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 32.

На основании спектрогелиограмм, полученных на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории, изучается связь между распределением свечения в центральных частях линий H_{α} и К Ca II во вспышках.

Найдено, что по положению узлы вспышек в линиях H_{α} и К Ca II хорошо совпадают. Колебания яркостей в линиях H_{α} и К Ca II в процессе развития вспышки происходят синхронно. При переходе от флоккулов к вспышкам амплитуда колебания яркости в линиях К Ca II возрастает значительно быстрее, чем в H_{α} . Наблюдаемые особенности свечения в линиях H_{α} и К Ca II во вспышках, вероятно, можно объяснить, если принять, что оно обусловлено электронным ударом.

Илл. 4, табл. 1, библи. 26 назв.

Исследование поперечного магнитного поля в солнечных пятнах. К о т о в В. А., Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 39.

На основе фотозлектронных измерений в спектральных линиях $\lambda 4808$ Fe I, $\lambda 5250$ Fe I, $\lambda 6103$ Ca I и H_{α} рассмотрен эффект вращения поперечного магнитного поля H_{\perp} с глубиной. Подтверждены результаты, полученные ранее А. Северным, о значительном (45—90°) изменении ориентации H_{\perp} в некоторых участках пятен. Наиболее сильный эффект имеет место в ядрах пятен, но доказательство его реальности требует более детальных измерений. Вращение H_{\perp} , как правило, максимально при переходе от глубокой линии $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ и далее к H_{α} ; линия $\lambda 5250$, по-видимому, образуется в самых верхних слоях пятна.

Наблюдения для пятен N- и S-полярностей не противоречат зависимости знака вращения H_{\perp} с глубиной от полярности поля, которая следует из теории, учитывающей магнитооптический эффект.

Илл. 11, табл. 3, библи. 28 назв.