

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА — 1954

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук *А. Б. Северный* (ответственный редактор), академик *Г. А. Шайн*, кандидаты физ.-мат. наук *В. Ф. Газе* (заместитель ответственного редактора) и *П. П. Доброправин*

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК
НА СОЛНЦЕ*А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова*

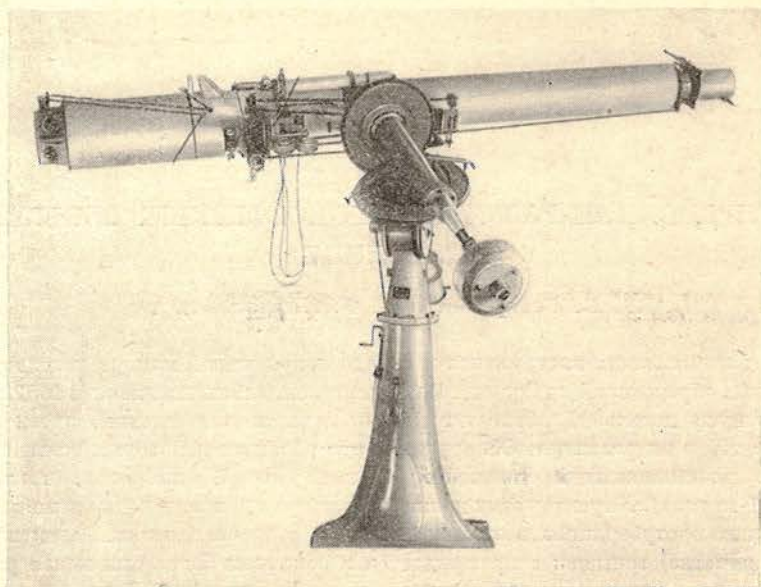
Приведено описание инструмента и метода непрерывной кинорегистрации развития активных образований на Солнце. Из 55 вспышек, наблюдавшихся в 1952 г., 18 были подвергнуты детальной обработке для исследования движений, интенсивностей и особенностей в их развитии. Обнаружено, что развитие некоторых вспышек сопровождается возникновением движений в виде струй, выбросов, вытягиваний (вспышки 1-го типа). Характер этих движений вполне аналогичен движениям в «электромагнитных» протуберанцах, возникающих возле солнечных пятен. Развитие остальных (большинства) вспышек сопровождается в основном более или менее равномерным расширением и сжатием вспышки (вспышка 2-го типа). Найдено, что вспышки расширяются при возгорании и сжимаются при погасании, причем интенсивность в максимуме вспышки тем больше, чем больше скорость ее расширения. Между интенсивностью вспышки в максимуме и максимальной площадью вспышки соответствия не наблюдается, что заставляет пересмотреть обычную оценку балла (важности) вспышки по ее площади в максимуме. Обнаружена зависимость между площадью вспышки и временем ее жизни. Эта зависимость аналогична полученной для протуберанцев и свидетельствует о процессах, вызывающих интенсивное рассеяние энергии.

Рассмотрены возможные истолкования полученных соотношений.

§ 1. ИНСТРУМЕНТ И МЕТОД НАБЛЮДЕНИЙ

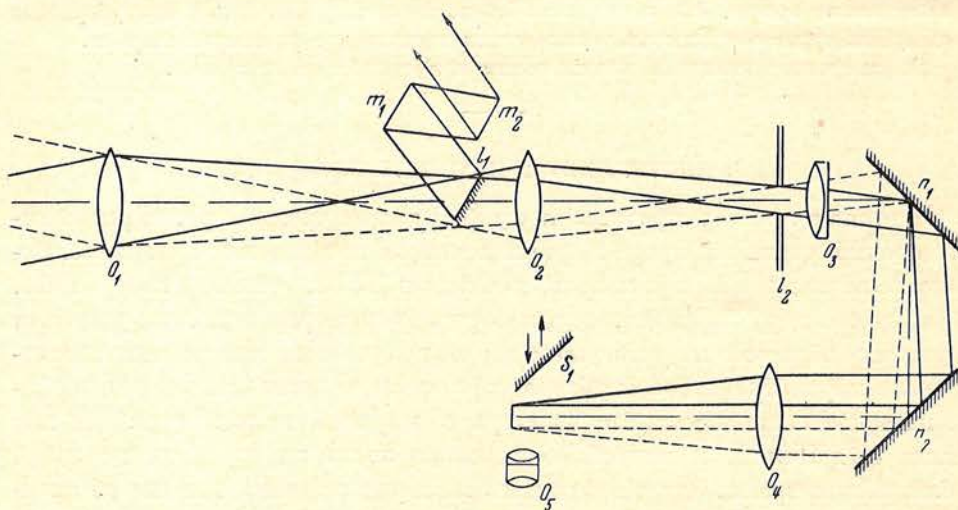
Настоящая работа представляет собой продолжение и расширение исследований развития хромосферных вспышек при помощи интерференционно-поляризационных фильтров, начатых в 1951 г. одним из авторов [1]. В отличие от [1] эта работа основывается на кинорегистрациях развития активных областей на солнечном диске, полученных при помощи внезатменного коронографа новой обсерватории возле Партизанского и интерференционно-поляризационного фильтра с шириной полосы $\sim 0.4 \text{ \AA}$ для линии H_{α} . Полное и подробное описание этого инструмента появится в ближайшее время. Здесь приводим некоторые основные данные об оптической схеме и о тех особенностях инструмента и метода наблюдений, которые существенны для данной работы. Общий вид внезатменного коронографа приведен на фиг. 1, а оптическая схема его — на фиг. 2. В принципе оптическая схема нашего коронографа совпадает с известной схемой Лео, однако в эту схему внесены некоторые существенные изменения для

уменьшения влияния рассеянного света и более правильного использования интерференционно-поляризационного фильтра с целью исследований диска Солнца в монохроматических лучах. Однолинзовый объектив



Фиг. 1. Вид внезатменного коронографа

коронографа O_1 с диаметром свободного отверстия 120 мм и фокусным расстоянием около 3500 мм строит изображение Солнца на искусственной



Фиг. 2. Оптическая схема коронографа

«луне» l_1 , представляющей собой наклоненное под углом 45° к оптической оси эллиптическое зеркало, отбрасывающее свет от солнечной фотосферы в сторону на зеркала m_1 и m_2 , которые полностью выводят свет

фотосферы из трубы наружу. На расстоянии около 40 мм от фокальной плоскости объектива O_1 находится линза поля O_2 с фокусным расстоянием около 85 мм, строящая изображение входного зрачка в плоскости диафрагмы l_2 , предназначенной для устранения света, дифрагированного и рассеянного у краев входного зрачка. Ахроматическая линза O_3 с фокусным расстоянием около 1300 мм помещается позади диафрагмы l_2 (на расстоянии около 40 мм) таким образом, что ее фокальная плоскость совпадает с фокальной плоскостью объектива O_1 . Таким образом, пучок, выходящий из линзы O_3 , является параллельным (на схеме показаны в утрированном виде два параллельных пучка от верхнего и нижнего краев Солнца). В этом параллельном пучке находятся зеркала n_1 и n_2 , изменяющие на 180° направление луча. Введение этих зеркал позволяет уменьшить габариты системы и изменять положение наблюдаемого объекта в поле зрения окуляра путем вращения зеркала n_1 вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Вторая оборачивающая линза O_4 с фокусным расстоянием 1300 мм строит изображение Солнца на пленке кинокамеры, а при введении подвижного диагонального зеркала S_1 направляет лучи в окуляр O_5 или на фотопластинку (размером 6×9 см). Эквивалентное фокусное расстояние системы — около 5 м, а средний диаметр изображения Солнца — около 42 мм, так что угловое поле зрения около $36'$ (а при фотографировании на стандартную 35-мм киноплёнку 18×24 мм — около $12'$). При помощи вращения зеркала n_1 в центре кадра можно поставить любую точку, находящуюся от центра Солнца на расстоянии в $\sim 1^\circ.5$. Интерференционно-поляризационный фильтр помещается в параллельном пучке между зеркалами n_1 и n_2 в оправе, которую можно наклонять около оси, перпендикулярной к оси системы, в пределах $\pm 2^\circ$. В конструкции предусмотрены удобные перемещения вдоль оптической оси: 1) объектива O_1 ; 2) диафрагмы l_2 ; 3) линзы O_3 , а также юстировка в плоскости, перпендикулярной к оси: 1) объектива O_1 , 2) линзы поля O_2 ; 3) диафрагмы l_2 . Предусмотрена также возможность изменения наклонов осей вращения фильтра и зеркала n_2 .

Наиболее серьезным требованием, предъявляемым к внезатменному коронографу, является предельно малое рассеяние в линзах O_1 и O_2 , обусловленное неоднородностями, натяжениями и включениями в стекле, а также царапинами и дефектами обработки поверхностей этих линз. Линзы были исследованы в обыкновенном и поляризованном свете. Рассмотрение в поляризованном свете не показало никаких признаков сколько-нибудь заметных внутренних натяжений. Для исследования неоднородностей и прочих источников рассеянного света можно рассматривать просто глазом или фотографировать построенное какой-либо вспомогательной линзой изображение исследуемой линзы, освещенной источником света; при этом изображение источника закрывается экраном. Смещая несколько исследуемую линзу, можно даже получить стереоскопические снимки, которые позволяют выяснить, где (на поверхности или внутри) залегает источник рассеяния. На таких снимках все неоднородности, пузырьки и царапины выступают как светлые яркие образования

на темном фоне. Такие снимки можно фотометрировать и оценить долю света, рассеянного линзой. Она оказалась (если не принимать во внимание доли, вносимой пылинками и загрязненностью) порядка нескольких десятитысячных от падающего потока для обеих линз O_1 и O_2 .

Вторым важным источником рассеяния является конструкция искусственной «луны». Наш опыт показал, что наиболее удачной является наклонное эллиптическое зеркало, отбрасывающее свет в сторону, противоположную рассматриваемой, и надевающееся на штифт, укрепленный в центре линзы поля. «Луна» в форме конуса вносит гораздо больше рассеянного света, особенно при наличии тубуса, не выпускающего полностью отраженный свет фотосферы наружу.

Очень существенна также центровка диафрагмы l_2 , так как объектив коронографа должен сравнительно часто выниматься для чистки; с этой точки зрения неудачными являются внезатменные коронографы Цейсса (по проекту Вальдмайера), имеющие диафрагму l_2 , заключенную между двумя линзами (выполняющими роль линзы O_3); здесь юстировка диафрагмы l_2 наблюдателем невозможна, а передняя линза [обращенная к] линзе поля) может внести значительное дополнительное рассеяние, так как ее поверхности недоступны для чистки. Наш коронограф свободен от этого недостатка: здесь имеется специальное окно, позволяющее наблюдателю без труда проверять и исправлять центровку диафрагм l_2 .

Применение фильтра в описываемом коронографе в параллельном пучке позволяет эффективно использовать полезное поле интерференционно-поляризационного фильтра, которое убывает с уменьшением его полосы пропускания и достигает $\sim 1^\circ$ при полосе пропускания около $0.5 \text{ \AA}$. Однако использование фильтра в параллельном пучке имеет тот недостаток, что оно предъявляет очень высокие требования к оптическим качествам фильтра, в особенности к плоско-параллельности всех его элементов (в частности тех, которые имеют несколько различные показатели преломления, как, например, кварцевые или шпатовые пластины и поляризаторы и защитные стекла), а также требует исключения всех источников напряжений, вызываемых оправой фильтра. Малейший пережим фильтра в оправе может вызвать заметный астигматизм, поэтому много внимания было уделено конструкции оправы фильтра. Наиболее существенным здесь является качество плоскостей, поджимающих фильтр с торцов, и сам способ поджима. Последний должен исключать появление всяких неравномерностей давления на торцовых плоскостях. Полезно также наиболее тонкие пластины фильтра, особо чувствительные к гнутиям, помещать в середине между более толстыми кварцевыми пластинками.

Описание интерференционно-поляризационных фильтров, использованных в обсерватории с 1948 г., дано в [2]. Ширина полосы пропускания для линии H_α фильтра, использованного в настоящем коронографе, может быть выбираема в зависимости от объекта съёмки. Для протуберанцев, как мы обнаружили еще в [3], наиболее эффективной является ширина полосы пропускания около $1.5 \text{ \AA}$, а для деталей на диске Солнца — полоса $\sim 0.5 \text{ \AA}$. Переход от полосы пропускания в $1.5 \text{ \AA}$ к полосе $0.5 \text{ \AA}$ про-

изводится довольно быстро путем присоединения к фильтру, описанному в [2], добавка из двух шпатовых пластин и поляризаторов, заключенных в оправе, термостатируемой независимо от основного кварцевого фильтра [2]. Независимость термостатирования основного фильтра и шпатового добавка позволяет устранить небольшое различие в сдвигах полос пропускания кварца и шпата при изменениях температуры и сохранять тем самым правильную центровку полос кварцевого и шпатового блоков при необходимости выйти на крыло линии H_{α} , например, для объектов с большой лучевой скоростью или для исследований хромосферной сетки возле активной области. Однако более быстрым способом исследования хромосферных образований на различных глубинах (хотя и связанным с некоторой потерей полезного, контрастного поля) является наклон фильтра в целом. Для компенсации различия сдвигов полос кварцевого фильтра и шпатового добавка при наклонах осуществлено устройство, позволяющее в небольших пределах изменять наклон шпатового добавка относительно основного кварцевого фильтра. Этот последний наклон дает также возможность (хотя и за счет потери величины контрастного поля) просмотреть структуру хромосферы в пределах полуширины полосы пропускания основного фильтра ($1.5 \text{ \AA}$). Этим наклоном также можно пользоваться для устранения небольших несоответствий в температурах термостатирования. Для сохранения необходимого режима термостатирования мы ставили перед основным фильтром теплозащитный фильтр, так как в противном случае прогрев солнечными лучами довольно быстро нарушает центровку полосы пропускания. В качестве теплозащитных фильтров применялись как обычные теплозащитные стекла, так и жидкий фильтр с 15%-ным раствором хлористой меди (последний особенно эффективен, хотя и требует отличного качества стенок кюветы).

Кинематографирование в лучах линии H_{α} велось на стандартных 35-миллиметровых перфорированных пленках Т-10-400 (в 1951 г.) и Т-10-600 (в 1952—1953 гг.). Эти пленки обладают высокой чувствительностью и хорошим контрастом. Для каждой из указанных пленок была составлена средняя характеристическая кривая за все время их использования, полученная путем впечатывания платинового, ступенчатого ослабителя, помещаемого в плоскости диафрагмы l_2 . При кинематографировании протуберанцев систематически впечатывался (на место положения протуберанца на фильме) в качестве стандарта центр солнечного диска, ослабленный при помощи вспомогательной диафрагмы.

Обычное время экспозиций для деталей на диске Солнца составляло $0^{\circ}1 - 0^{\circ}3$, а для протуберанцев от $0^{\circ}3$ до $0^{\circ}5 - 0^{\circ}7$ (в зависимости от сорта пленки, высоты Солнца, прозрачности атмосферы и положения полосы пропускания фильтра). Частота съемки устанавливалась в зависимости от скорости развития активной области на диске, а сама съемка осуществлялась автоматически от датчика экспозиций, работающего на валу часового механизма. Обычно съемка ведется с частотой от одного до четырех кадров в минуту, однако развитие хромосферных вспышек, как правило, снималось со скоростью 8 кадров в минуту. Гидирование при киносъемке

осуществляется путем поддержания интересующей нас детали в центре креста нитей окуляра при введенном в пучок диагональным зеркале S_1 (фиг. 2).

Фотометрическое исследование полученных фильмов велось на визуальном микрофотометре МФ-2, а исследование движений и изменений вида и площади активных образований—при помощи специального кинопроектора, позволяющего просматривать фильмы как с обычной скоростью кинопроекций (при ускорении от 700 до 1000 раз по сравнению со скоростью съемки), так и кадр за кадром с целью подробной зарисовки положения исследуемой детали.

§ 2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ ОБРАБОТКИ. ДВА ТИПА ВСПЫШЕК

Уже первый опыт непрерывных (изо дня в день) наблюдений и кинематографирования поверхности Солнца в линии H_α , осуществленный нами еще в 1951 г., показал исключительную важность таких наблюдений даже в условиях сравнительно «спокойного» Солнца и спада его активности, которыми характеризовались 1951—1952 гг. В основу настоящей работы положены программные кинорегистрации солнечного диска за 1952 г. Как это ни казалось на первый взгляд неожиданным, при достаточно аккуратном и непрерывном наблюдении за развитием активных областей обнаруживается, что хромосферные вспышки не являются таким уж исключительным, редким явлением; напротив, они скорее представляют собой типичное, характерное явление, сопутствующее возникновению и развитию даже небольших групп пятен. Табл. 1, в которой дан далеко не полный (из-за условий погоды) список вспышек с июня по ноябрь 1952 г., лучше всего свидетельствует о справедливости этого замечания. Следует, конечно, иметь в виду, что в эту таблицу включены все быстрые (с длительностью до часа) яркие образования в линии H_α , возникавшие в окрестностях групп пятен; образования, яркость которых увеличивалась не более чем в 1.3 раза по сравнению с окружающим фоном, вовсе не включены в эту таблицу (это приблизительно соответствует увеличению центральной интенсивности H_α до 35—40 %).

Данные таблицы показывают, что за полное время наблюдений летом 1952 г., составляющее около 380 часов, наблюдались 55 вспышек, т. е. в среднем отмечена одна вспышка за каждые 7 часов жизни группы пятен.

Процесс образования и развития хромосферных вспышек при визуальных наблюдениях при помощи спектроскопа хорошо известен и описан в ряде работ. Однако визуальные наблюдения, помимо того, что они обременены субъективными ошибками (особенно если речь идет об оценках яркости и площади вспышки), обладают большим недостатком: они слишком длительны и редки по времени для такого быстрого явления, как вспышка, где существенные изменения порой протекают за 10—30 сек. Даже в лучших случаях наблюдатель тратит около 1 мин. на регистрацию площади, ширины линии H_α и оценки других характеристик вспышки,

Т а б л и ц а 1

№	Дата 1952 г.	Продолжительность (время 3-го пояса)		Приближенные координаты		Примечания
		начало	конец	φ	L	
1	Июнь 21	7 ^h 25 ^m	8 ^h 16 ^m	—18°	165°	Несколько ярких деталей. Максимум интенсивности около 7 ^h 29 ^m .
2	23	6 31	8 04	+15	105	Наблюдения через Сі Несколько ярких деталей.
3	23	9 36	11 35	+17	105	Наблюдения часто прерывались облаками
4	23	10 56	11 20	— 8	62	Несколько ярких деталей. Наблюдения часто прерывались облаками
5*	23	11 42.5	12 23	+13	108	Яркая деталь. Максимум интенсивности около 11 ^h 49 ^m
6	24	9 52	10 14	+13	111	Яркая деталь
7*	26	9 24	10 25	+15	102	Несколько ярких деталей
8	27	16 31	17 02	—10	67	Две яркие детали
9	Июль 11	10 58	11 46	— 3	218	Несколько ярких деталей
10	14	8 18	8 44	+11	215	» » » Наблюдения прерваны облачностью
11	14	8 18	8 44	— 3	220	Несколько ярких деталей. Наблюдения прерваны облачностью
12*	28	14 39	14 57	—10	340	Яркая деталь. Максимум интенсивности около 14 ^h 41 ^m .5
13	28	14 55.5	15 11	—12	344	Несколько ярких деталей
14	28	15 08	16 23	—10	347	» » »
15*	28	16 57.5	17 15	— 8	342	Яркая деталь
16*	28	18 18	18 44	— 6	345	Цепь ярких деталей
17*	28	19 32	19 51	— 8	342	Яркая деталь. Максимум интенсивности около 19 ^h 35 ^m .5
18	29	6 30	6 37	— 6	345	Две яркие детали. Повидимому, отмечен конец более мощной вспышки
19	29	11 58	12 20	— 8	342	Яркая деталь
20*	29	13 44.5	13 54	—10	346	Яркая деталь. Повидимому, конец более мощной вспышки
21	29	15 16	16 22	—10	342	Яркая деталь. Наблюдениям сильно мешала облачность
22	29	18 27	19 38	— 8	344	Яркая деталь между пятнами. Наблюдениям сильно мешала облачность
23	30	10 03	10 21	— 6	340	Две яркие детали
24*	30	10 54.5	11 00	— 7	342	Несколько ярких деталей

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

№	Дата 1952 г.	Продолжительность (время 3-го пояса)		Приближенные координаты		Примечания
		начало	конец	φ	L	
25	Июль 30	13 ^h 00 ^m	13 ^h 05 ^m	— 6°	346°	Яркая деталь. Повидимому, конец более мощной вспышки
26	30	15 31	15 41	— 8	343	Яркая деталь. Наблюдения прерваны облачностью
27*	31	6 57	7 07	— 8	343	Несколько ярких точек
28*	31	7 14	7 33	— 7	341	То же
29	31	7 37	8 06	—10	345	» »
30*	31	8 35	9 00	—10	342	Несколько ярких деталей
31	31	9 18	9 24	—10	346	Несколько ярких деталей. Наблюдения прерваны облачностью
32	31	12 14	12 24	— 9	342	Яркая деталь. Повидимому, конец более мощной вспышки
33	Август 2	14 15	14 42	— 6	340	Несколько ярких деталей. Наблюдениям сильно мешала облачность
34*	3	6 33	6 59:	— 8	342	Несколько ярких деталей. Повидимому, конец более мощной вспышки
35	3	8 38	8 50	+ 5	292	Несколько ярких деталей
36	3	8 51	9 02	— 8	345	Яркая деталь
37	4	7 13	8 16	+10	18	» »
38	9	17 42	18 00	+11	185	Несколько ярких деталей
39	10	7 31	8 11	— 5	218	То же
40	10	7 31	8 16	+13	185	» »
41	12	9 52	10 10	— 5	210	» »
42	13	7 55	9 32	— 7	125	» »
						Наблюдения часто прерывались облаками
43	14	14 22	14 40	+11	187	Две яркие детали.
						Наблюдения через C _i
44	15	6 49	7 00	— 6	215	Несколько ярких деталей. Повидимому, конец более мощной вспышки
45	16	8 06	9 32	—15	75	Несколько ярких деталей вблизи лимба
						В 8 ^h 13 ^m появился вблизи вспышки эруптивный протуберанец (—18°, 68°)
46	21	10 07	11 09	+10	25	Две яркие детали.
						Наблюдения через облака
47*	29	13 10	13 38	— 5	295	Несколько ярких деталей
48*	31	7 11	7 34	— 7	292	Две яркие детали
49*	31	11 24	11 40:	— 7	292	Несколько ярких деталей
50	31	15 00	15 08	+10	25	Несколько ярких деталей. Повидимому, конец более мощной вспышки



$11^h 43^m$



$11^h 43^m \cdot 5$



$11^h 45^m$



$11^h 45^m \cdot 5$



$11^h 46^m$

Фиг. 3. Вепьшка 23 июня

Т а б л и ц а 1 (окончание)

№	Дата 1952 г.	Продолжительность (время 3-го пояса)		Приближенные координаты		Примечания
		начало	конец	φ	L	
51*	Август 31	15 ^h 11 ^m	15 ^h 23 ^m	—7	292	Несколько ярких деталей. Колеб- лющаяся интенсивность. Пови- димому, конец более мощной вспышки
52	Сентябрь 22	15 02	15 12	+4	320	Несколько ярких деталей. На- блюдения прерваны облачностью
53*	26	7 31	8 06	+5	317	Несколько ярких деталей
54*	Ноябрь 16	9 50	10 38	+4	315	То же
55	18	13 22	14 51	+5	315	» »

так что в среднем регистрация состояния вспышки занимает около 1,5 мин. С несколько большей, но недостаточной скоростью зарегистрировано развитие вспышек на наиболее совершенном спектрогелиографе обсерватории Мак Мэс (см. работу Додсон [4]). С этой точки зрения примененный нами метод кинорегистрации вспышек с интерференционно-поляризационным фильтром обладает несравненными преимуществами и позволяет фиксировать такие изменения, которые недоступны обычным методам. Поэтому представляет интерес дать более подробное описание материала, полученного нами при изучении кинофильмов. Мы ограничились исследованием развития вспышек в некоторых наиболее характерных и интересных случаях, отмеченных звездочкой при номере вспышки в табл. 1. Уже предварительное рассмотрение имеющегося материала при помощи кинопроектора показывает, что с точки зрения характера изменений вспышки разделяются на: а) вспышки, в которых наблюдаются движения светящегося вещества в виде выброса струй или вытягивания всей вспышки в одном, преимущественном направлении, и б) вспышки «статические», в которых нельзя заметить каких-либо движений, кроме равномерного расширения и затем сжатия вспышки. Вспышки с движениями — явление сравнительно редкое: среди более чем 20 вспышек, подвергнутых наиболее детальной обработке, только у 6 обнаружено заметно выраженное движение (является ли это движение реальным движением плазмы или это есть распространение возбуждения — вопрос, который мы рассматриваем ниже). Поскольку, однако, наличие движений во вспышках до сих пор не было установлено, мы более подробно рассматриваем именно вспышки с движением.

а) Вспышки, в которых выражено движение

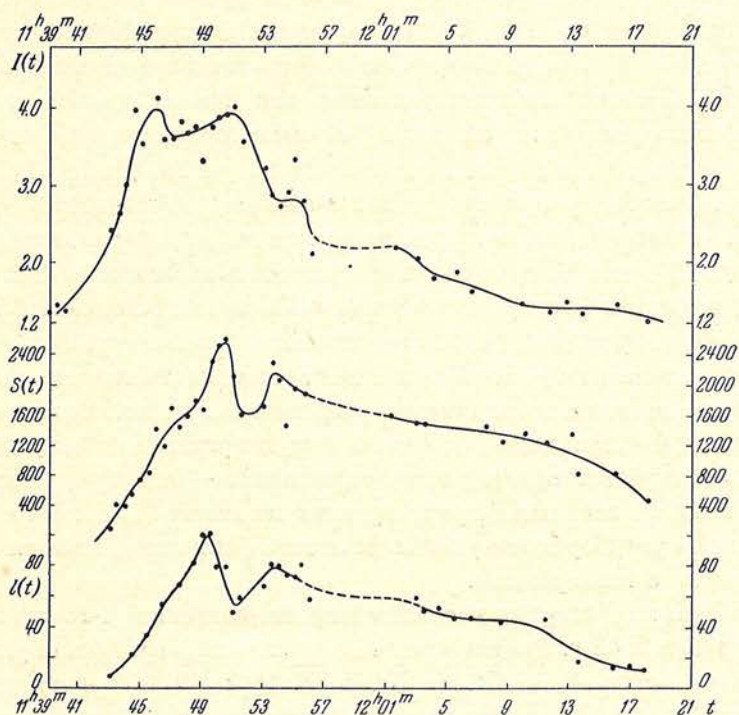
Характерные вспышки этого первого типа наблюдались 23 июня, 28 июля, 29 августа и 16 ноября 1952 г.

Развитие вспышки 23 июня, типичной для первой группы вспышек с движением, представлено на фиг. 3 для некоторых характерных стадий. За 2^m.5 до появления вспышки в 11^h 42^m.5 отмечалось некоторое усиление

яркости во флоккуле около главного пятна группы. Затем началось быстрое развитие вспышки: увеличилась яркость и площадь, а в момент максимума яркости (11^h45^m) у самого ядра пятна во вспышке начался *интенсивный выброс*, который можно отчетливо видеть уже на снимке в 11^h45^m5 ; движение струи, выброшенной из вспышки, было направлено в сторону от пятна и происходило со средней скоростью около 300 км/сек. Биполярная группа пятен, в которой возникла вспышка (координаты лидера $\varphi = +13^\circ$, $L = 108^\circ$), была весьма активной, так как несмотря на неблагоприятную погоду в этой группе зарегистрировано 6 вспышек за время прохождения группы по диску Солнца. Особого внимания в этой вспышке заслуживает появление движущегося яркого выброса или струи. Рассматриваемая вспышка является в этом отношении наиболее характерным представителем вспышек, у которых наблюдаются движения. Насколько нам известно, движения в хромосферных вспышках до сих пор никем не наблюдались (если, конечно, не считать возвратных выбросов-протуберанцев, возникающих в поздней стадии развития вспышки). Исключение представляют два случая вспышек-протуберанцев на лимбе, описанные недавно в работах А. Б. Северного [1] и Додсон и Мак Мэс [5]. На фиг. 4 представлены результаты измерений в различные моменты развития яркости $I(t)$ вспышки (в единицах окружающего фона, верхний график), ее площади $S(t)$ (в миллионных долях площади диска, средний график) и длины вспышки в $l(t)$ (в 10^3 км, нижний график), т. е. длины дуги траектории, описанной передним фронтом струи. На фиг. 5 представлены зарисовки вспышки в различные моменты. Прежде всего обращает на себя внимание подобие кривых изменения яркости, площади и движения, хотя последние две как бы сдвинуты по фазе на $\sim 4^m.5$ относительно кривой яркости. Обстановка выглядит так, как если бы импульс, вытолкнувший струю, запоздал на $\sim 4^m$ по отношению к вспышке свечения. Подобие кривых $S(t)$ и $l(t)$ в рассматриваемом случае вполне естественно, так как область, занятая вспышкой, увеличивалась в основном за счет увеличения длины $l(t)$ вспышки (при почти неизменной ее ширине). Зависимость $l(t)$ на восходящей ветви является практически прямолинейной и дает скорость (почти равномерного движения) около 300 км/сек и наибольшую длину дуги выброса в 120 тыс. км; вид этой зависимости, скорость 300 км/сек, равномерность движения, длина дуги выброса и его изогнутая траектория являются настолько характерными для «электромагнитных» протуберанцев 2-го типа, возникающих в зоне солнечных пятен (по классификации А. Б. Северного [6]), что вызывают заключение о единой природе наблюдаемого процесса движения во вспышке и в электромагнитных протуберанцах.

Однако если наличие лучевых скоростей в протуберанцах свидетельствует о фактическом движении масс светящегося водорода, то в данном случае мы не имеем прямого свидетельства в пользу этого, так как наблюдаемое движение в картинной плоскости может быть так же истолковано, как распространение возбуждения в определенном направлении. Кроме того, известно мало случаев, когда при визуальных наблюдениях вспышек отмечалось наличие значительных лучевых скоростей. На этих

возражениях следует остановиться подробнее. Во-первых, указанные выше наблюдения вспышек протуберанцев на лимбе [1,5] свидетельствуют о наличии фактических движений во вспышках с такой же достоверностью, как и в случае протуберанцев; таким образом, возможность движений во вспышках, и, в частности, во вспышке 23 июня 1952 г., не может быть исключена. Во-вторых, обычные измерения лучевых скоростей на спектрогелиоскопе весьма ненадежны по следующим причинам: а) ширина линии



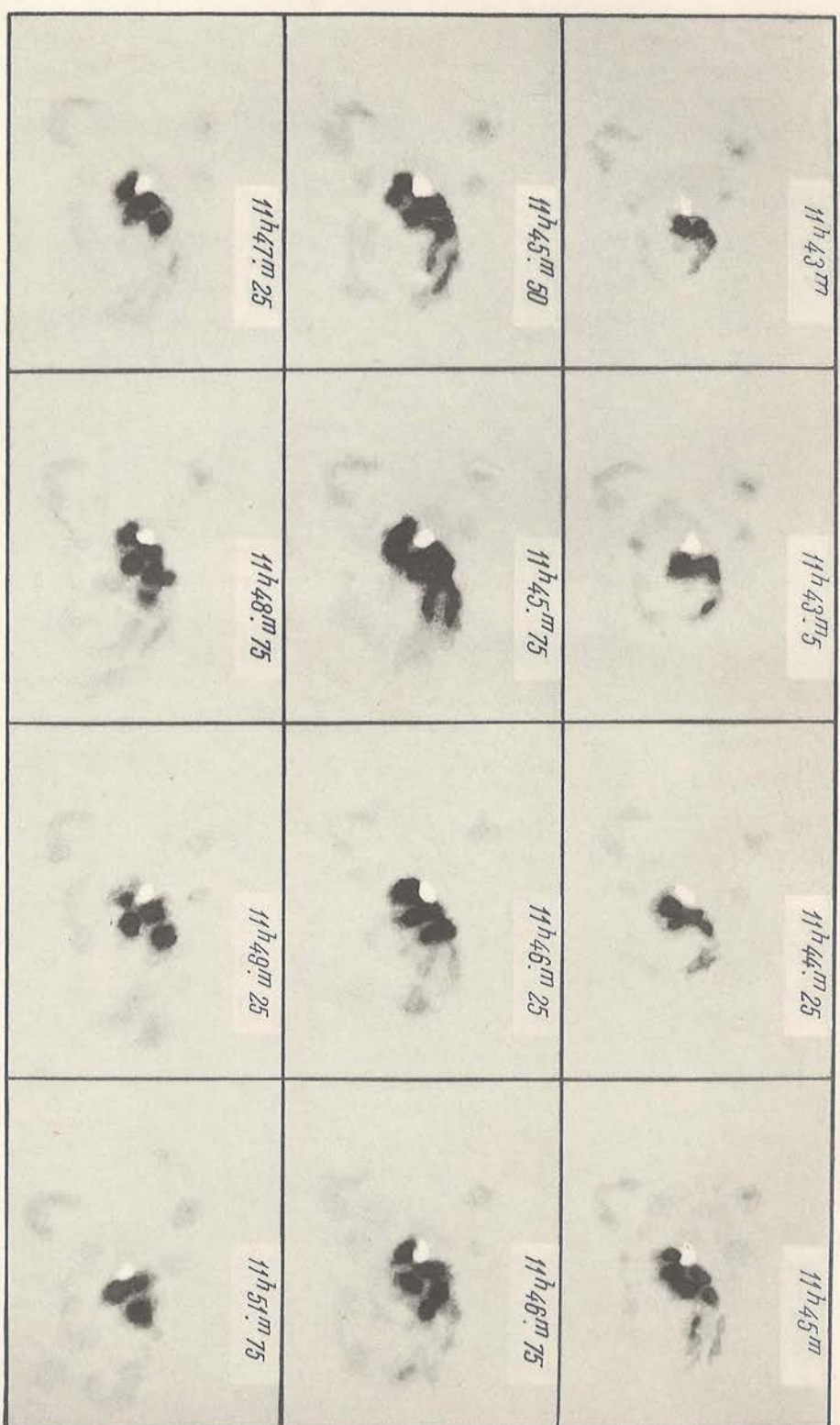
Фиг. 4. Ход $I(t)$, $S(t)$, $l(t)$ для вспышки 23 июня 11^h42^m.5

H_{α} во вспышках может достигать 10 Å, поэтому асимметрию контура, соответствующую скоростям порядка 100 км/сек, не так легко заметить; б) наблюдатель на спектрогелиоскопе фиксирует обычно свое внимание (т. е. ставит на щель спектрографа) на наиболее яркой части вспышки, тогда как тонкие и более слабые детали, такие, как выбросы, остаются вне поля зрения. Следует, однако, заметить, что авторам работы неоднократно приходилось наблюдать на спектрогелиоскопе вспышки, отдельные части которых погасали на неодинаковых расстояниях от центра линии H_{α} при вращении лямбда-шифтера*. Вопрос о лучевых скоростях движений во вспышках явился недавно предметом оживленного обсуждения между Эллисоном и Эверсхедом [7]. Эллисон указывал, что по его спектрограммам заметные лучевые скорости наблюдаются только в случае возвратных выбросов-протуберанцев, возникающих над вспышками после максимума

* Асимметрия отсчетов в ряде случаев соответствовала скоростям 40—50 км/сек.

их яркости. Однако Эвершед приводит ряд спектрограмм и зарисовок линии H_{α} , убедительно показывающих большие сдвиги эмиссионной линии H_{α} как в синюю, так и в красную часть у ряда вспышек, что свидетельствует о возникновении больших лучевых скоростей у некоторых вспышек. В наших спектральных наблюдениях вспышек [8] мы не наблюдали случаев таких сдвигов, за исключением эффекта асимметрии контура H_{α} (депрессия в синем крыле), отмеченной впервые Эллисоном [9], который, с нашей точки зрения, резонно истолковал ее как эффект поглощения выброшенного из вспышки облака корпускул. Этот эффект, вопреки мнению Вальдмайера [10], не может быть обусловлен совместным действием расширения вспышки и самопоглощения, так как он не зависит от положения вспышки на диске (см. ниже). Однако движения во вспышках — явление сравнительно редкое, и при обычных наблюдениях на спектрогелиоскопе, особенно при получении спектра, наблюдатель стремится поставить на щель наиболее яркую часть вспышки, которая, как правило, неподвижна. Таким образом, нельзя игнорировать наблюдения Юнга и Эвершеда, как нельзя не считаться с фактом наблюдаемых движений вспышек на лимбе. Поэтому мы все же считаем возможным рассматривать выброс во вспышке 23 июня как реальное движение плазмы вспышки; возможно, что это было явление вспышки-протуберанца на диске. В пользу этого говорит и то, что, как видно из фиг. 4, струя сравнительно медленно погасала и ее наиболее яркая часть сокращалась — явление, аналогичное наблюдаемому во вспышках-протуберанцах на лимбе [1, 5]. На аналогию со вспышкой-протуберанцем указывает также факт запаздывания выброса по сравнению с возгоранием.

Следующая характерная вспышка (вернее, вспышки) 1-го типа наблюдалась 28 июля 1952 г. Эта вспышка появлялась на месте флоккула 4 раза последовательно: в $14^h 36^m 5$; $16^h 57^m 5$; $18^h 18^m$; $19^h 29^m$ и представляла в сущности большое усиление яркости флоккула или области в непосредственной близости от флоккула. Некоторые стадии развития этих вспышек см. на фиг. 6. Рассматриваемые вспышки являются характерной иллюстрацией известного факта повторяемости появления вспышек в одной и той же области. На фиг. 7 представлены зависимости $I(t)$, $S(t)$ и $l(t)$ для указанных четырех вспышек. Во всех четырех случаях наряду с изменением яркости и площади наблюдалось также равномерное распространение области вспышки в одном преимущественном направлении по дуге, охватывающей биполярную группу. Скорость этого распространения была для вспышки в $14^h 36^m 5$ — 170 км/сек, а для вспышки в $16^h 37^m 5$ — около 300 км/сек. На фиг. 7 представлены также зарисовки этого расширения вспышек (стрелка указывает направление движения). Однако возможно, что в этом случае трудно уверенно говорить о выбросе яркой струи из вспышки (как в случае 23 июня 1952 г.); вследствие действия проекции равномерное увеличение площади может быть воспринято как вытягивание в преимущественном направлении. Во всех четырех случаях кривые $I(t)$ и $S(t)$ показывают одни и те же особенности, включая появление вторичных максимумов, причем никакого заметного запаздывания хода $S(t)$ по



Фиг. 5. Зарисовка величины 23 июня в различные моменты времени



14^h 41^m



16^h 58^m



17^h 03^m



18^h 19^m



18^h 21^m



18^h 21^m 5



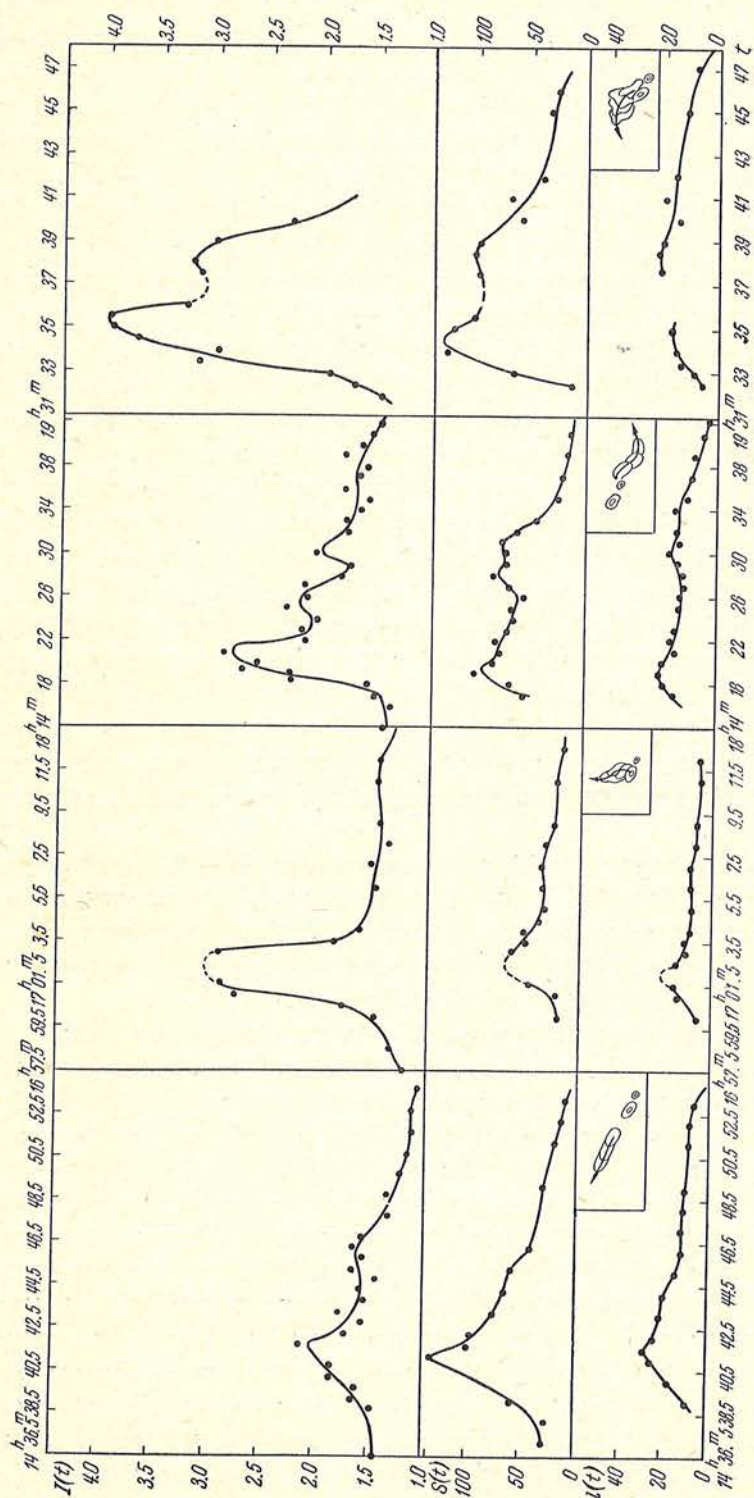
18^h 22^m 5



19^h 29^m



19^h 35^m



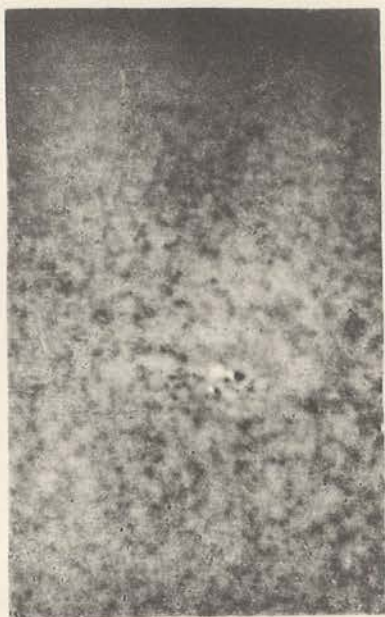
Фиг. 7. Ход $I(t)$, $S(t)$, $l(t)$ для вспышек 28 июля

отношению к ходу $I(t)$ в этих случаях не наблюдается, за исключением, возможно, вспышки в 18^h18^m . Продолжительность этих вспышек — от 7 до 15 мин. Аналогичные, но слабые и сопровождавшиеся заметными движениями вспышки наблюдались в районе той же биполярной группы 29, 30 и 31 июля в месте очень слабого флоккула. Максимальная яркость вспышки 29 июля была 1.8, вспышки 30 июля — 2.4, а 31 июля наблюдались 3 вспышки, яркость которых не превышает 1.7. Характерно, что во всех случаях вспышек 28—31 июля яркость соседних флоккулов, по нашим измерениям, сохранялась практически неизменной в течение процесса вспышки.

Результаты измерения пяти вспышек 29 и 31 июля не приводятся, так как они не прибавляют ничего нового к тому, что уже сказано о вспышках 28 июля: здесь также во всех случаях, как и в случае 28 июля, наблюдается хорошее соответствие кривых яркости и площади. На фиг. 8 приведены фотографии характерных стадий трех вспышек 31 июля. Все эти вспышки имели вид яркого и очень небольшого кружка, который быстро появлялся и столь же быстро исчезал. Длительность этих вспышек была не более 5 мин. Вспышки (особенно в 7^h11^m и 8^h35^m) сопровождались интенсивным образованием протуберанцев типа возвратных выбросов (*surges*), которые возникали после максимума яркости вспышек и затем вскоре (через несколько минут после появления) исчезали. На фиг. 8 в 7^h11^m видны три таких протуберанца в виде маленьких волокон, одно из которых направлено к пятну, а два других — к месту вспышки, причем верхнее волокно закрывает вспышку настолько, что ее яркость почти не отличается от яркости фона.

Слабые вспышки, подобные рассмотренным (29—31 июля), повидимому, представляют собой обыкновенное явление, сопутствующее прохождению пятен через видимый диск Солнца, и обнаруживаются только при непрерывной (из минуты в минуту) кинорегистрации, которая, к сожалению, часто прерывается из-за облачности.

Две вспышки, наблюдавшиеся 3 августа, вполне аналогичны наблюдавшимся 28—31 июля: во вспышке в 6^h33^m яркость быстро достигла значения 1.7 и затем упала до 1.0, так что вся длительность вспышки составила около 5 мин. Для этой вспышки было предпринято особо тщательное измерение яркости окружающих ее флоккулов в 9 точках — с целью полного контроля состояния флоккулов во время вспышки. На фиг. 9 приведены результаты измерений яркости и площади для вспышки в 6^h35^m , которые показывают, что яркость флоккула оставалась практически строго неизменной в процессе развития вспышки (в правом верхнем углу — эскиз флоккулов и вспышки с указанием мест, где измерялась яркость). На фиг. 10 дана фотография этой вспышки. Вторая вспышка в 8^h38^m5 не представляет особого интереса: ее яркость едва достигала 1.4, длительность 5 мин., а ход $S(t)$ повторяет изменение яркости. Все вспышки 29—31 июля и 3 августа, строго говоря, следовало бы отнести ко второй группе — «статических» вспышек, однако, ввиду большой аналогии в поведении яркости, внешнего вида и связи с той же группой пятен



$6^h 57^m \cdot 5$



$7^h 11^m$

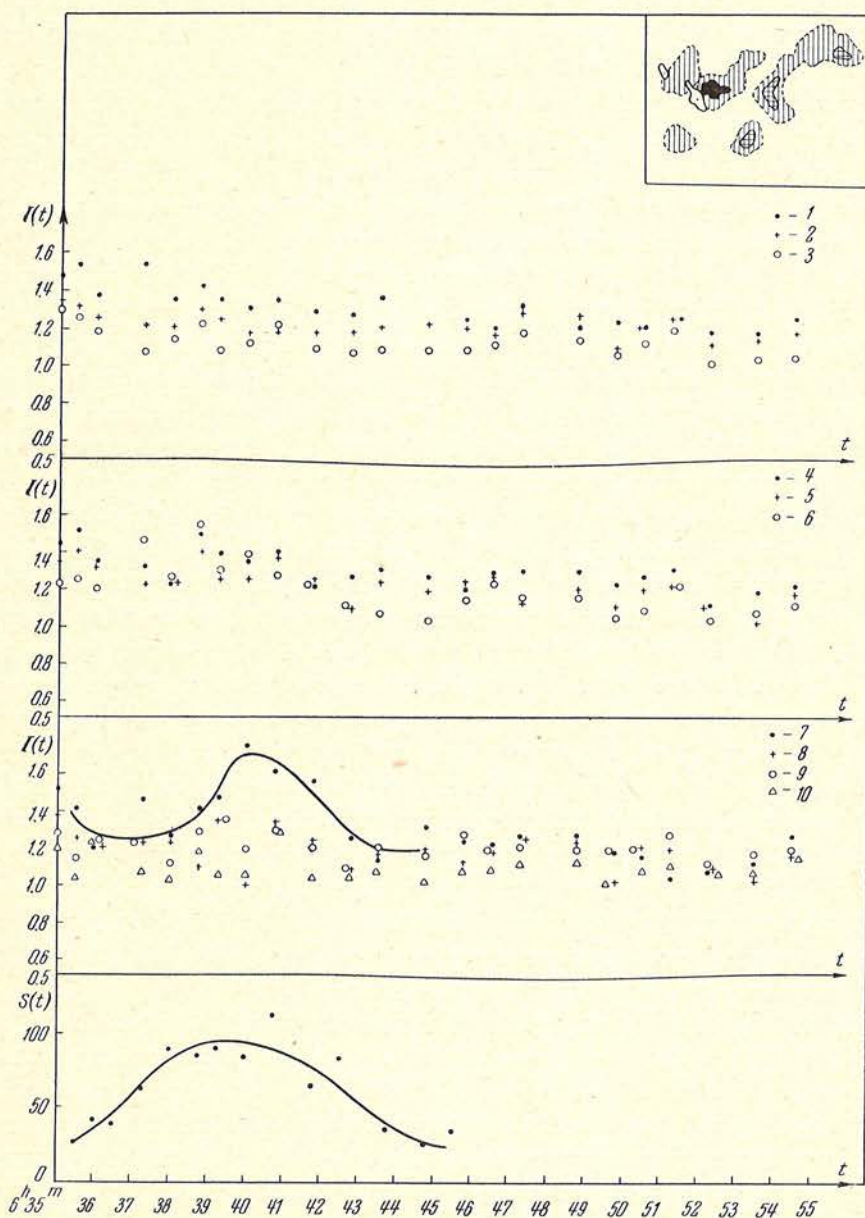


$8^h 35^m$



$8^h 40^m$

мы их не выделяем. Более того, имеется подозрение, что движения во вспышках есть признак, характерный для ранней или поздней стадии развития группы пятен, что следует из рассмотрения развития активности



Фиг. 9. Ход $I(t)$ и $S(t)$ для вспышки 3 августа и в соседних флоккулах

группы пятен, появившейся в данный оборот Солнца: активность группы шла на убыль, пятна уменьшались в размерах, флоккулы постепенно исчезали и 3 августа пропали совсем.

Третий яркий пример движений показывает вспышка 29 августа 1952 г. в $13^h 10^m$, возникшая в области мощной биполярной группы. Развитие

явлений показано на фиг. 10 (эти фотографии получены в условиях сильного атмосферного волнения). Развитие вспышки здесь протекало очень быстро: она разгорелась за 2 минуты, достигнув яркости 3.0, и погасла примерно за 6 мин., причем яркость ее до и после возгорания была даже ниже яркости обычного флоккула. В момент, очень близкий к максимуму яркости в 13^h15^m , у вспышки образовался выступ, направленный к лидеру биполярной группы; этот выступ затем очень быстро вытянулся и достиг лидера (см. кадр 13^h15^m5) через ~ 3 мин. Начальная скорость движения струи была около 300 км/сек. Вскоре после окончания вспышки, когда ее яркость упала даже ниже яркости обычного флоккула, в 13^h24^m на месте вспышки образовалось темное компактное волокно (см. кадр 13^h29^m), которое затем стало двигаться в направлении лидера по тому же пути, что и струя из вспышки, но с заметно меньшей скоростью. То, что вспышки и эруптивные волокна располагаются в одних и тех же «каналах», отмечено также Додсон [4]. На фиг. 11 представлены зависимости $I(t)$, $S(t)$ для вспышки и $l(t)$ для выброса из вспышки и эруптивного волокна, двигавшегося по пути выброса, а также ход интенсивности для соседнего флоккула и слабой вспышки (эта вспышка видна на фиг. 10 как сравнительно слабое пятно, расположенное ближе к осибиполярной группы, чем основная вспышка). В углу фиг. 11 приведен эскиз рассматриваемых образований и указаны измеренные места. Если во вспышке 23 июня яркость струи была сравнима с яркостью вспышки, то в рассматриваемом случае яркость струи была заметно меньше яркости вспышки (такая же, как у обычного флоккула). Возможно, что в этом следует видеть лишнее подтверждение того, что мы имеем здесь дело с реальным движением вещества вспышки, а не с поочередным возбуждением свечения водорода каким-то невидимым агентом. Действительно, в отличие от вспышки 23 июня, находившейся близ центра, эта вспышка находилась возле края диска; поэтому всякое движение от вспышки к лидеру должно было протекать под заметным наклоном к картинной плоскости и скорость движения струи в пространстве должна быть больше 300 км/сек. При такой скорости излучение струи должно выйти из полосы пропускания нашего фильтра, и яркость струи существенно уменьшается*.

Последняя характерная вспышка с движениями наблюдалась 16 ноября в 9^h50^m . Она длилась около 50 мин. и представляла первоначально короткое светлое волокно (см. фиг. 12, кадр 9^h56^m5), которое вытянулось в течение первых 6 мин., а затем только увеличивало свою толщину при практически неизменной длине (кадры 10^h8^m — 10^h12^m). Площадь вспышки неуклонно росла и достигла наибольшего значения перед окончанием; в это же время яркость достигла второго максимума. Ход $I(t)$, $S(t)$ и длины дуги $l(t)$, образованной вспышкой, представлен на фиг. 13. Скорость вытягивания вспышки—около 120 км/сек. Ввиду того, что это были вспышки

* Этот эффект должен иметь место также при обычных наблюдениях на спектрогелиоскопе и является еще одной причиной трудности обнаружения движения во вспышках при обычных наблюдениях.



13^h 14^m



13^h 14^m . 5



13^h 15^m



13^h 15^m . 5



13^h 20^m



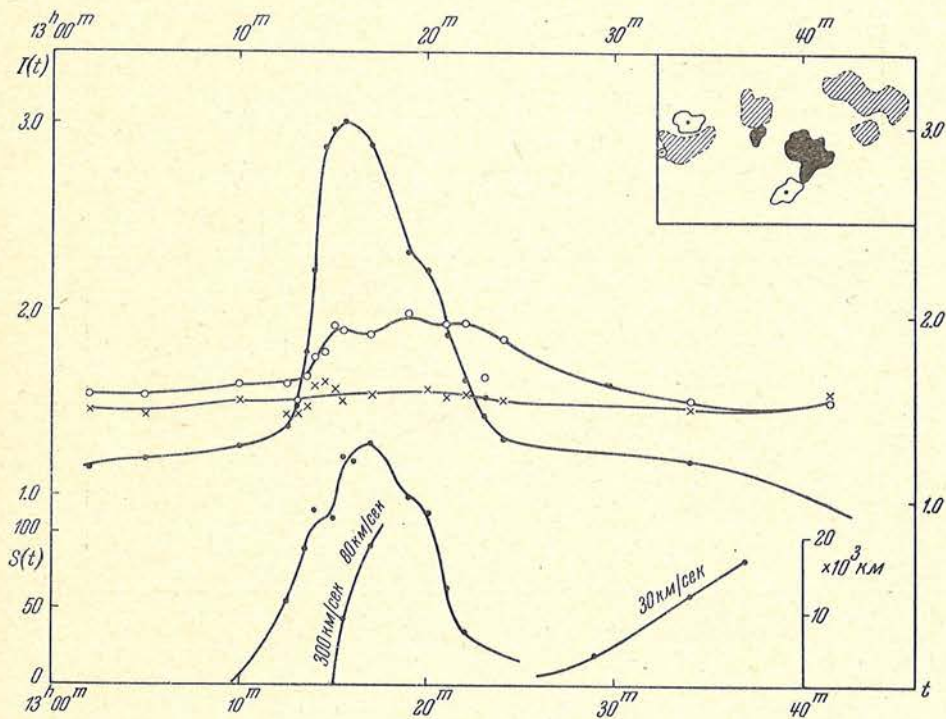
13^h 29^m

Фиг. 10. Вспышка 29 августа в 13^h 14^m

близ лимба, ход площади и длины дуги $l(t)$ могли быть искажены эффектом проекции, хотя направление движения таково, что наши оценки дуги и скорости являются скорее преуменьшенными. Ход яркости несколько неуверенный (из-за облачности), но все же и здесь расширение вспышки сопровождалось ростом ее яркости.

б) «Статические» вспышки

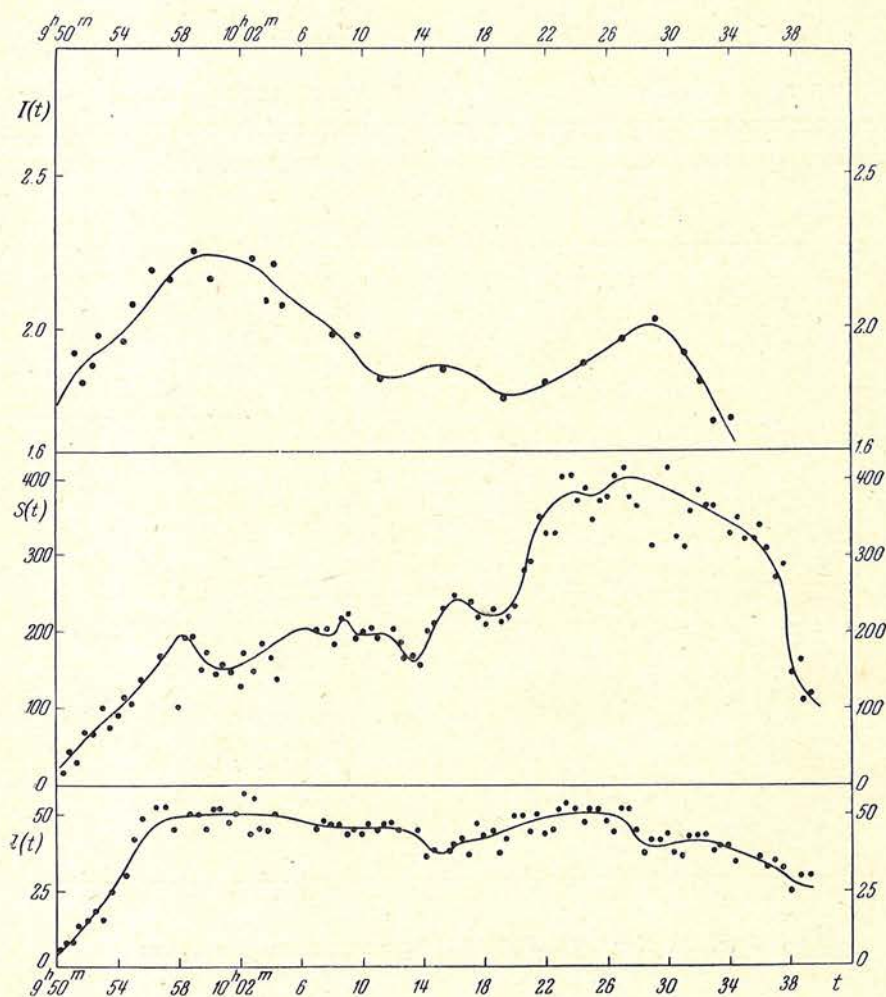
Яркая вспышка 26 июня 1952 г. (см. фотографии на фиг. 14) — типичный представитель второй группы «статических» вспышек, где нет никаких признаков, указывающих на направленное движение. Развитие явлений



Фиг. 11. Ход $I(t)$, $S(t)$, $l(t)$ для вспышки 29 августа

в таких вспышках можно отчетливо проследить на примере данной вспышки. Так же как и в случае вспышек первой группы, за несколько минут до появления вспышки один из флоккулов, окружающих пятна, внезапно увеличивает свою яркость, как бы начинает выделяться из окружающих. Затем одновременно вспыхивает несколько (реже одна) областей, яркость которых в течение нескольких минут достигает максимального значения. Дальнейшее развитие явления хорошо показывают фотографии фиг. 14. Отдельные волокна, погасая, равномерно сокращаются в размерах, другие, усиливая яркость, увеличиваются более или менее равномерно в размерах, наподобие чернильного пятна на промокательной бумаге. Некоторые волокна и узлы при этом сливаются, а затем вновь разделяются,

принимая несколько отличную форму [например, маленький узел возле пятна в момент $9^h31^m.5$ выделяется из светлого волокна, видимого вначале, а затем вновь сливается с более мощным центральным волокном в момент 9^h41^m (см. фиг. 14)]. Погасание узлов и волокон в конце вспышки происходит неравномерно — к концу сохраняются отдельные узлы, соединенные



Фиг. 13. Ход $I(t)$, $S(t)$, $l(t)$ для вспышки 16 ноября

светлыми нитями (фиг. 14, момент 9^h58^m). Эти узлы, медленно погасая, порою переходят во флоккулы, порою исчезают совсем. На фиг. 15 представлена зависимость яркости вспышки $I(t)$ и ее площади $S(t)$ (суммарной для всех узлов и волокон). Характерно аналогичное отставание фазы изменения площади (примерно на 4 мин.) от фазы изменения яркости, видимое на этой фигуре, хотя вид кривых яркости и площади в общем сходный.

Особенно интенсивное образование и развитие вспышек в районе би-полярной группы близ центра диска наблюдалось 31 августа (фиг. 16, 17). Все три вспышки 31 августа — второго рода, «статические» и представляли собой возгорание в области, занятой флоккулами. Вспышка в 7^h11^m



$9^h 50^m$



$9^h 56^m . 5$



$10^h 01^m . 5$



$10^h 08^m . 25$



$10^h 12^m . 25$



$10^h 15^m . 75$

Фиг. 42. Вспышка 16 ноября в $9^h 50^m$



$9^h 28^m$



$9^h 31^m.5$



$9^h 35^m.5$



$9^h 47^m$



$9^h 58^m$

Фиг. 14. Вспышка 26 июня в $9^h 28^m$



7^h 11^m. 5



11^h 24^m. 25



11^h 26^m



11^h 35^m. 25



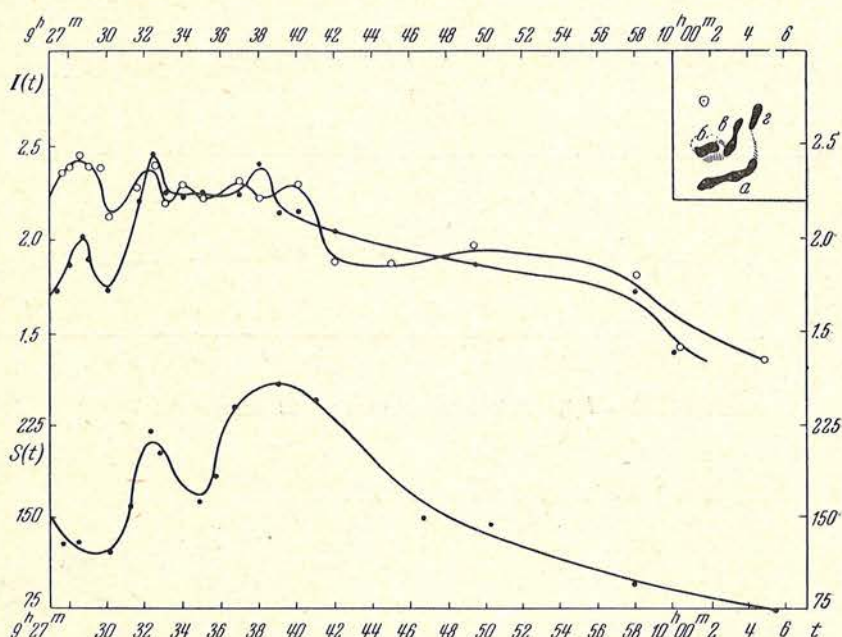
11^h 41^m. 50



11^h 51^m. 25

Фиг. 16. Вспышка 31 августа в 7^h 19^m и 11^h 24^m

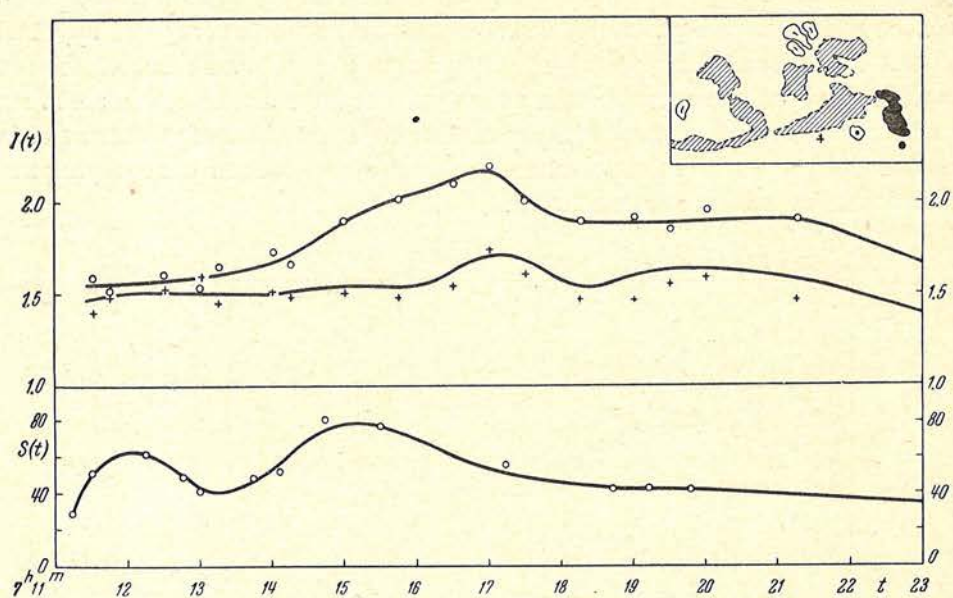
представляла скорее поярчание флоккула, хотя форма наиболее яркого волокна (видимого на фиг. 16, возле меньшего пятна биполярной группы) менялась слишком быстро (за время меньше 5 мин.) для того, чтобы его можно было рассматривать как флоккул. Все же возможно, что здесь мы имеем дело скорее с усилением яркости флоккула, так как обращает на себя внимание (фиг. 18) слишком плавное изменение яркости и нерегулярное и небольшое изменение площади.



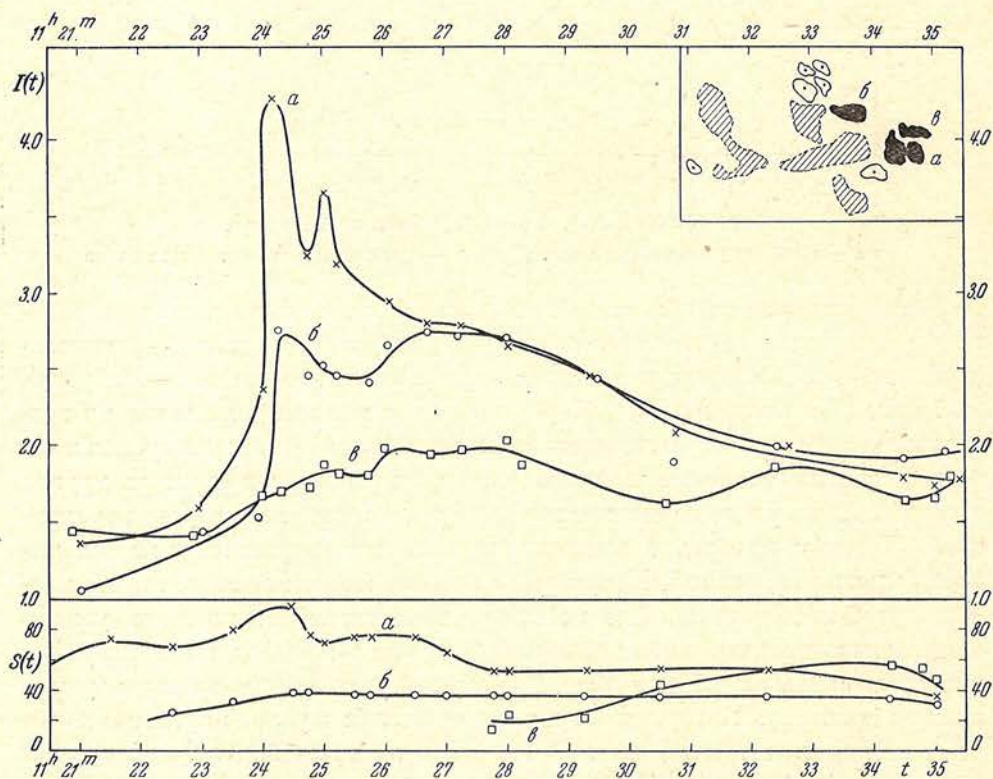
Фиг. 15. Ход $I(t)$, $S(t)$ для вспышки 26 июня.

Точки — наибольшая яркость узла a , кружки — средняя яркость остальных узлов

Вспышка в той же области в $11^h 24^m$ (см. фиг. 16) была очень интенсивной (в максимуме 4.3) и состояла из трех узлов a , b , c (узел a — раздвоенный), яркость которых изменялась приблизительно подобным образом (см. фиг. 19 и эскиз в углу). Характерно, что все три узла вспышки возникли на месте ранее существовавших флоккулов и контуры узлов в начале развития точно совпадали с контурами флоккулов (яркость других соседних флоккулов, по нашим измерениям, сохранялась строго неизменной). Поэтому измерение площади не является уверенным и не показывает больших изменений. Несмотря на это, все же можно сказать, что площадь этой вспышки вообще менялась незначительно: площадь узла b сохранялась практически неизменной, а в узле a площадь вспышки упала только в самом конце процесса. Несколько увеличилась площадь узла c в конце процесса. Интересный процесс отмечался в узле b : временами этот узел соединялся тонкой светлой струей с лидером биполярной группы (см. кадры $11^h 26^m$ и $11^h 41^m 5$). Однако заметить здесь движения струи не удавалось, возможно, ввиду неуверенности ее очертаний и очень малой яркости. Около $11^h 30^m$ заметны также две слабые струи, исходящие из



Фиг. 18. Ход $I(t)$, $S(t)$ для вспышки 31 августа в 7^{h11m}



Фиг. 19. Ход $I(t)$, $S_i(t)$ для вспышки 31 августа в 11^{h24m}



15^h 11^m. 5



15^h 14^m. 25



15^h 15^m. 75



15^h 16^m. 25



15^h 17^m. 25

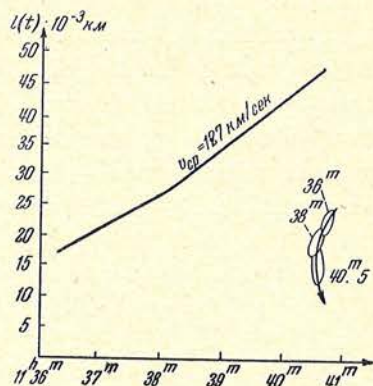


15^h. 19^m

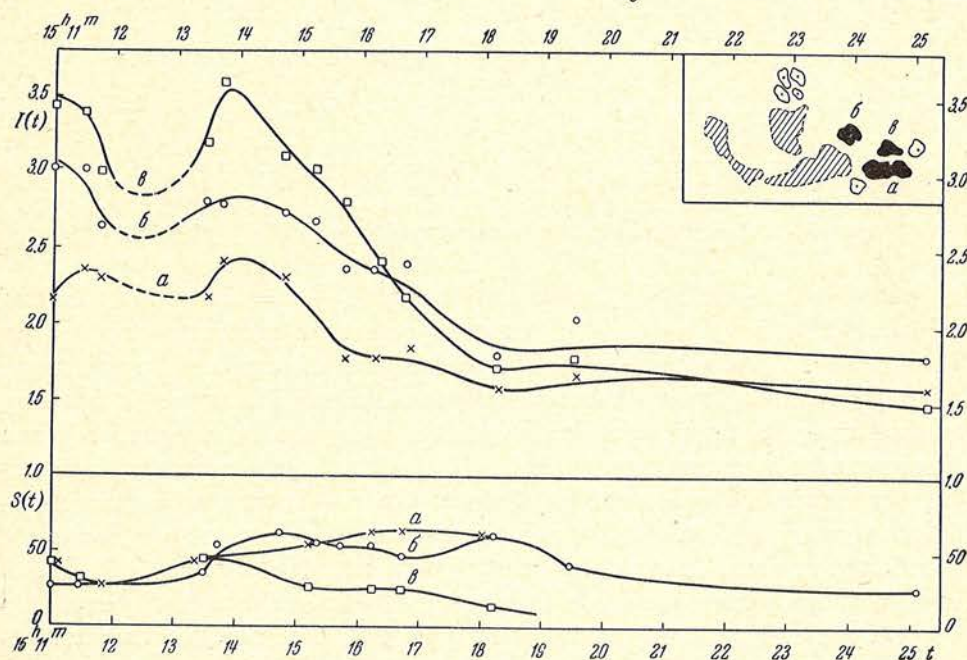
Фиг. 17. Вспышка 31 августа 15^h 11^m

узлов *a* и *в*. Для струи из узла *в* удалось проследить движение; зависимость $l(t)$ — на фиг. 20; скорость переднего фронта около 130 км/сек.

Описанные явления во вспышке в $11^h 24^m$ почти полностью повторились во вспышке $15^h 11^m$ (фиг. 17), которая была, к сожалению, обнаружена только в момент максимума яркости. Однако в этом случае, наоборот, узел *a* был самым слабым, а узел *б* — наиболее ярким. Изменения яркости для трех узлов даны на фиг. 21, где обозначения те же, что и на фиг. 19. В момент $15^h 15^m$ над самым ярким узлом *в* во вспышке появилось массивное, темное эруптивное волокно (surge), которое начало быстро закрывать узел *в* вспышки (оно хорошо видно на кадрах, начиная с $15^h 15^m 75$ и похоже на третье, вновь возникшее пятно с хвостом). Этим объясняется резкое падение яркости и размера площади узла *в* после $15^h 15^m$. Вообще изменение площади незначительное, такое же, как и для предыдущей вспышки; это связано с тем, что в обоих случаях вспышки возникли



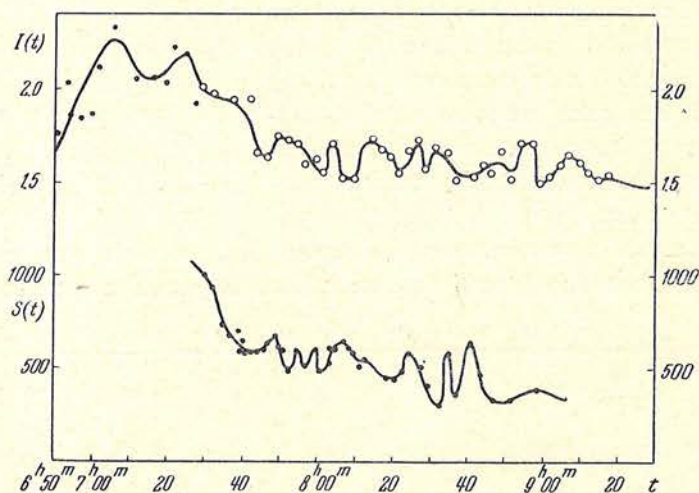
Фиг. 20. Зависимость $l(t)$ для вспышки 31 августа в $11^h 24^m$



Фиг. 21. Ход $I(t)$, $S(t)$ для вспышки 31 августа в $15^h 11^m$

на месте ранее существовавших флоккулов и перешли в яркие флоккулы. Например, узел *a* после $15^h 17^m$ превратился практически в яркий флоккул, совпадавший по площади со вспышкой. Изменение площади здесь было также невелико.

Очень сильную и длительную вспышку 26 сентября из-за плохой погоды удалось наблюдать только вскоре после ее максимума, начиная с 7^h20^m , т. е. через полчаса после ее начала. Одновременно, начиная с момента 6^h50^m , эта вспышка наблюдалась Ю. М. Слоним в Ташкенте *. На фиг. 22 приведены фотографии вспышки (получены в условиях плохой атмосферной видимости) для некоторых характерных стадий ее развития после максимума. Яркость вспышки в максимуме, повидимому, была значительно больше 3.0. Для составления кривой яркости мы нашли коэффициент перевода значений ширин $\Delta\lambda$ линии H_α , измеренных в Ташкенте, в интенсивности $I - 1$, измеренные нами, используя с этой целью промежуток $7^h20^m - 8^h30^m$ совместных наблюдений этой вспышки в обоих



Фиг. 23. Ход $I(t)$, $S(t)$ для вспышки 26 сентября в 6^h40^m (7^h20^m)

местах. Соотношение между этими величинами $I - 1 = 0.38 \Delta\lambda$ позволило восстановить кривую яркости (в наших единицах интенсивности). При этом, конечно, приходится считать, что ширины $\Delta\lambda$ линии H_α во вспышке пропорциональны центральным интенсивностям. Благодаря большому самопоглощению в центральных частях H_α это условие выполняется для вспышек только статистически (ср. [9]). На фиг. 23 приведена кривая яркости вспышки $I(t)$ и площади $S(t)$ (последняя — только по нашим измерениям, позднее 7^h30^m). Характерным для данной вспышки являются колебания яркости, которым сопутствовали колебания площади, однако ввиду плохих атмосферных условий это заключение не является достаточно уверенным. Все же такие колебания яркости, наличие двойных максимумов вполне возможны, поскольку они нередки в других случаях (см., например, вспышки в [1], а также случаи вспышек 31 августа и др.). Аналогичные колебания ширин $\Delta\lambda$ наблюдал Ригини [11]. Следует также

* Мы признательны Ю. М. Слоним за предоставление некоторых данных, полученных на спектрогелиоскопе Ташкентской астрономической обсерватории.



$7^h 31^m.75$



$7^h 37^m$



$7^h 47^m.5$



$8^h 04^m$

Фиг. 22. Вспышка 26 сентября

отметить характерное сокращение выступа (заметен на наших фотографиях в 7^h31^m и 7^h37^m) со скоростью около 100 км/сек. С такой же приблизительно скоростью происходило более или менее равномерное уменьшение площади в промежутке от 7^h30^m до 7^h45^m и с такой же скоростью двигалось эруптивное волокно, возникшее около 7^h50^m над вспышкой (по данным Ташкентской обсерватории).

§ 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим основные выводы, вытекающие из результатов § 2.

1. Во-первых, как отмечено в связи с табл. 1, непрерывная кинорегистрация диска в лучах H_{α} показывает, что вспышки отнюдь не редкое явление: даже в годы невысокой солнечной активности появляется в среднем одна вспышка за 7 часов наблюдений при прохождении групп пятен по диску. Появлению вспышки часто предшествует усиление яркости одного из флоккулов в области группы пятен. Вспышки появляются чаще всего в период роста и затухания активности группы пятен, когда в группе много мелких и средних пятен неправильной, неустойчивой формы. В случае одиночного устойчивого пятна (хотя и больших размеров) вспышки почти не появляются. Подъем яркости вспышки происходит в среднем в 3 раза быстрее, чем падение ($Z/A = 0.28$), а длительность полного изменения яркости вспышки составляет от нескольких минут до часа.

2. Внимательное исследование кинорегистраций показывает, что развитие некоторых вспышек может сопровождаться почти равномерным движением в виде струй, выбросов, растяжений в одном направлении светящегося вещества вспышки (вспышки первого типа — с движением), однако у большинства вспышек обнаруживается только *более или менее равномерное* расхождение, а затем сжатие светящейся массы (вспышки второго типа — статические). Характер движения [траектория, скорости, равномерность, зависимость $l(t)$, длина дуги и др.] во вспышках 1-го типа вполне] аналогичен характеру движений в «электромагнитных» протуберанцах или в эруптивных волокнах, возникающих в зоне солнечных пятен. Недавно обнаруженное на лимбе появление «вспышек-протуберанцев», возникновение сильных сдвигов эмиссии линии H_{α} в наблюдениях Эвершеда, наши многолетние наблюдения на спектрогелиоскопе, а также ряд косвенных данных (см. § 2) свидетельствуют о наличии у отдельных вспышек больших лучевых скоростей (сотни километров в секунду). Все это позволяет сделать вывод о *наличии реального движения* (а не распространения возбуждения) светящейся плазмы у *отдельных вспышек*, подобного движениям в протуберанцах.

3. Как показывают приведенные в § 2 графики зависимостей $I(t)$ и $S(t)$, изменение площади вспышки идет *параллельно* изменению ее яркости: при возгорании вспышка увеличивается в объеме и при погасании сжимается. Для вспышек первого типа относительные изменения площади больше и выражены резче, чем для вспышек второго типа. Насколько нам известно, это свойство хотя и отмечено вскользь (Вальдмайером [10]), но

количественно исследовано не было*. В связи с этим следует рассмотреть предложение Эллисона и других авторов [12] классифицировать вспышки по баллу их важности (1, 2, 3) в соответствии с их площадью в момент максимума яркости. Здесь следует иметь в виду, что максимум площади может быть несколько сдвинут по фазе относительно максимума яркости (см. § 2). Однако решение вопроса о важности вспышки зависит от величины полной энергии, излученной вспышкой за время ее жизни

$$\int S(t) \int r_{\lambda}(t) d\lambda dt, \quad (3.1)$$

где $S(t)$ — ее площадь, а $r_{\lambda}(t)$ — интенсивность избыточной эмиссии в пределах контура H_{α} . Если бы величины r_{λ} были тем больше, чем больше S , то важность вспышки можно было бы характеризовать одной лишь площадью. Для нашего узкополосного фильтра величина

$$\int r_{\lambda}(t) d\lambda \approx [I(t) - 1] \Delta\lambda_0, \quad (3.2)$$

где $\Delta\lambda_0$ — полуширина полосы пропускания. Поэтому для исследования пригодности предложения Эллисона можно исследовать связь между $I_{\max}$ и $S_{\max}$.

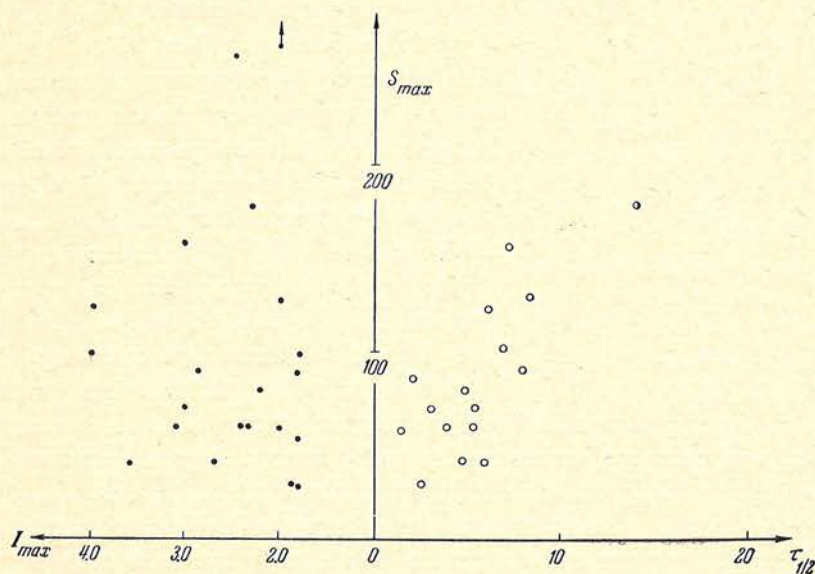
Таблица 2

№	Дата 1952 г.		Время начала вспышки	$I_{\max}$	$S_{\max}$ $10^{-6} S_d$	$I_{\max}$ 10^3 км	v км/сек	$\tau_{1/2}$
1	Июнь	23	11 42 ^m 5	4	230	120	300	12 ^m 0
2		26	9 24	2.5	260	20	—	22.0
3	Июль	28	14 39	2.0	130	28	150	8.0
4		28	16 57.5	≥ 3.0	≥ 70	≥ 20	190	3.5
5		28	18 18	2.8	90	25	(80)	8.0
6		28	19 32	4.0	125	30	160	6.0
7		29	13 44.5	1.8	100	—	(20)	7.0
8		30	10 54.5	2.4	60	—	—	1.5
9		31	6 57	1.8:	25	—	—	2.5
10		31	7 14	1.7	~ 25	—	—	~ 4.0
11		31	8 35	1.7:	55:	—	—	20:
12	Август	3	6 33	1.7	90	—	(20)	2.0
13		29	13 10	3.0	160	25	~ 200	7.0
14		31	7 11	2.2	80	—	(30)	5.0
15		31	11 24	4.2	100	—	—	2.5
		31	11 24	2.7	40	—	—	6.0
		31	11 24	2.0	60	—	—	5.5
16		31	15 11	3.6	40	—	—	> 5.0
		31	15 11	3.1	60	—	—	> 5.5
		31	15 11	2.4	60	—	—	> 4.0
17	Сентябрь	26	7 31	> 2.5	> 1000	—	~ 100	> 35.0
18	Ноябрь	16	9 50	2.3	180	50	120	14.0

* При обычных визуальных наблюдениях на спектрогелиоскопе отсчет площади производится обычно один раз — в момент наибольшей яркости; поэтому замечание Вальдмайера основано скорее на зрительном впечатлении.

В табл. 2 приведены результаты определений $I_{\max}$, $S_{\max}$ и других величин (см. ниже) по графикам § 2 для всех изученных вспышек.

На фиг. 24 (слева) приведены значения $I_{\max}$, соответствующие $S_{\max}$ в табл. 2. Мы видим, что никакой сколько-нибудь выраженной зависимости между этими двумя величинами нет, т. е. приходим к заключению, что между яркостью вспышки в максимуме и ее площадью в этой стадии зависимости не обнаруживается, а потому предложение Вальдмайера и Эллисона едва ли может служить основой для классификации вспышек по баллу их важности*.



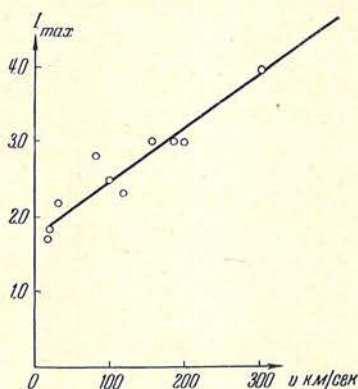
Фиг. 24. Зависимость $S_{\max}$ от $I_{\max}$ и $\tau_{1/2}$

Следует отметить, что перевод значений S_d в S_p (т. е. исправление за эффект проекции) не изменяет этого вывода: распределение точек на плоскости $S_{\max}$, $I_{\max}$ остается практически тем же.

4. Длительность вспышек меняется в довольно широких пределах, однако часто вспышки переходят во флоккулы и возникают из них, поэтому измерения кинофильмов позволяют более уверенно определять длительность вспышек, чем обычные визуальные измерения ширины линии H_α . Даже и в этом случае длительность определяется не вполне уверенно из-за медленного спада яркости в конце процесса и особенно в тех случаях, когда возникают колебания яркости. Поэтому вместо длительности вспышки вводим «время жизни» вспышки, т. е. промежуток времени между последовательными значениями интенсивности $1/2 I_{\max}$ вспышки до и после максимума ее яркости. Эти величины приведены в последней графе табл. 2. На фиг. 24 (справа) приведена зависимость

* См. сноску на стр. 26. Соотношение между S и $I_{\max}$, полученное статистически Джованелли [13], основано также на глазомерных оценках $I_{\max}$.

между площадью вспышки $S_{\max}$ и величиной $\tau_{1/2}$ по данным табл. 2. Мы видим наличие определенно выраженной связи между этими величинами: *чем больше площадь вспышки, тем больше время ее жизни*. Эта зависимость до сих пор не была обнаружена в такой форме, хотя была указана статистическая связь балла вспышки и ее длительности [14] (см. также [12, 13]). Дело в том, что интенсивность вспышки $I_{\max}$, согласно данным табл. 2, не показывает зависимости от $\tau_{1/2}$, поэтому между баллом вспышки



Фиг. 25. Зависимость $I_{\max}$ от v

[который по существу должен определяться интегралом (3.1)] и длительностью — связь неуверенная.

5. Наконец, в графах 6 и 7 приведены данные о движении и расширении во вспышках: максимальная длина дуги выброса или одностороннего растяжения вспышки $l_{\max}$ (для вспышек 1-го типа) и скорости v фактически измеренных движений выбросов или растяжений, а также скорости равномерного расширения вспышек (последние взяты в скобки и определены по скорости изменения площади). Как указано выше в п. 2, все вспышки показывают в общем параллельный ход площади и интенсивности. Это позволяет ожидать, что изменение интенсивности от начальной фазы вспышки до ее максимума, или величина относительного изменения I , скажем, $I_{\max}$, будет пропорциональна скорости (более или менее равномерной) изменения площади, или скорости вытягивания вспышки. На фиг. 25 приведено сопоставление $I_{\max}$ и v , откуда следует, что в среднем $I_{\max}$ пропорционально скорости v . Так как $v = \frac{dl}{dt}$, а $l \sim V^{1/3}$, где V — объем вспышки, то видим, что эмиссия вспышки со всей ее площади

$$E = l^2 I_{\max} \propto \frac{dV}{dt}, \quad (3.3)$$

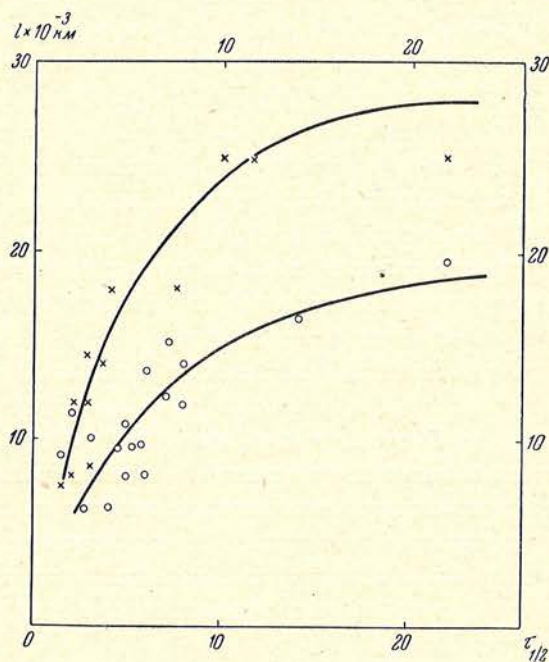
т. е. пропорциональна скорости увеличения объема. Таким образом, наши измерения приводят к заключению, что *полная энергия, излучаемая всей вспышкой, тем больше, чем больше скорость ее расширения* (или наоборот).

Очевидно, что между скоростью v и $\tau_{1/2}$ зависимости нет, поскольку нет зависимости между $I_{\max}$ и $S_{\max}$.

Рассмотрим несколько подробнее полученные результаты. Наиболее естественной представляется зависимость между длительностью вспышки и ее площадью или ее размером (если определять последний по площади). На фиг. 26 представлена зависимость между $l_0 \propto V S_{\max}$ и $\tau_{1/2}$ для вспышек по данным табл. 2 (точки) и найденная А. Б. Северным в 1951 г. [15] для протуберанцев аналогичная зависимость между размером узла и временем затухания его свечения (крестики). И в том и в другом случае наблюдаемая зависимость неплохо представляется формулой

$$\frac{l^2}{\tau_{1/2}} = \chi, \quad (3.4)$$

где для протуберанцев величина χ согласно [15] порядка $8 \cdot 10^{15}$, тогда как для вспышек эта величина $\approx 3.4 \cdot 10^{15}$, т. е. процесс во вспышке затухает примерно в два-три раза быстрее, чем в протуберанцах, если по аналогии с протуберанцами считать, что здесь имеется некоторый процесс рассеяния избыточной энергии, потраченной на возбуждение свечения. В протуберанцах таким процессом высвечивания узла, как отмечено в [15], может являться усиление ионизации водорода в результате прогрева короной. В случае вспышек нет оснований для подобного заключения, так как они локализируются преимущественно в хромосфере. Возможно, однако, что в основе обоих явлений лежит один и тот же диссипативный процесс, отличный от теплообмена, например, переход джоулева тепла в излучение благодаря электрическому разряду, как это отмечено одним из авторов в [1]. Пока еще трудно здесь сказать что-либо определенное, так как неясны причина и механизм, вызывающие вспышку. Найденные нами движения в хромосферных вспышках, так же как и в случае протуберанцев, определенно указывают на решающую роль электромагнетизма в формировании этих движений [16]. Действительно, невозможно себе представить, чтобы, скажем, жесткие фотоны (например, излучение за границей серии Ляймана), действию которых приписывают часто возникновение свечения вспышки (см. например, [8]), распространялись равномерно вдоль причудливо изогнутого пути, похожего на силовую линию магнитного поля, вызывая поочередное свечение покоящейся плазмы. Трудно также вообще считать, что наблюдаемые движения являются распространением возбуждения от некоторого невидимого агента, как мы на это неоднократно указывали выше. Повидимому, эти движения представляют действительно движение или расширение первоначально возбужденной плазмы в магнитном поле пятна. На возможность таких движений, в частности вдоль силовых линий магнитного поля, указано недавно одним из авторов [16]. Однако связанное с расширением плазмы увеличение ее свечения, на что указывает полученная нами зависимость между эмиссией вспышки и скоростью ее расширения,—факт, сам по себе слишком удивительный с точки



Фиг. 26. Зависимость l от $\tau_{1/2}$

зависимости между эмиссией вспышки и скоростью ее расширения, — факт, сам по себе слишком удивительный с точки

зрения обычных термодинамических представлений,— свидетельствует о том, что усиление возбуждения продолжается и в процессе движения или вытягивания вспышки. Правда, выброшенные из вспышки струи движутся очень быстро и их яркость меньше яркости вспышки, так что трудно уверенно говорить об усилении возбуждения в струе при ее движении. Но в случае вспышки протуберанца 10 мая 1951 г., описанного А. Б. Северным [1], действительно имел место такой процесс усиления яркости струи при усилении яркости вспышки; кроме того, вытягивание и расширение вспышек, как мы видели, связано с усилением свечения. В связи с этим, возможно, не следует также упускать из вида наблюдаемый процесс одновременного усиления свечения узлов при скачках скорости в эруптивных протуберанцах* (см. [15]). Но явление вспышки самым тесным образом связано с пятнами и магнитным полем пятен, тогда как эруптивные протуберанцы возникают и вдали от пятен, поэтому аналогия здесь может быть поверхностной.

Далее, если давление излучения в протуберанцах недостаточно для формирования их движений, то во вспышках давление, скажем, L_{α} -излучения может оказаться достаточным для выброса атомов водорода (см. [17]). Однако едва ли с этим фактором связано расширение вспышки, которое бывает асимметричным; совсем непонятным в этом случае делается вытягивание как бы вдоль узкого канала вещества вспышки. Сильные возмущения E - и D -слоев ионосферы свидетельствуют в пользу наличия L_{α} -излучения и возможно жесткого рентгеновского излучения во вспышках. Поэтому возможно, что жесткое излучение является источником свечения и расширения вспышки, а ее последующее движение определяется поведением плазмы вспышки в магнитном поле пятен. Однако остается непонятной связь между усилением свечения и магнитным полем, определяющим движение.

Если все же признать, что наблюдаемые нами движения свидетельствуют не о реальном движении, а о распространении возбуждения свечения, то можно было бы объяснить процесс расширения вспышек диффузией жестких L_{α} и других квантов из некоторой области, где они первоначально возникли. В пользу процесса диффузии свидетельствует обнаруженное Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным постепенное поднятие крыльев линий во вспышках [8]. Однако, как было указано выше, трудно представить себе односторонне направленный процесс диффузии фотонов и возбуждения свечения. Нельзя также приписать рост яркости со скоростью расширения возможному уменьшению самопоглощения при расширении, как полагает Вальдмайер. Действительно, интенсивность эмиссии в центре линии H_{α} во вспышке с учетом самопоглощения будет [17]

$$I_{(\lambda_0)} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{N_3 g_2}{N_2 g_3} (1 - e^{-k_0 N_2}) \quad (3.5)$$

* Отмечено также, что в самом начале взрыва эруптивного протуберанца его яркость растет.

(в центре расширение H_α — доплеровское). Так как вообще во вспышках самопоглощение большое и оптическая толща в центре линии $k_0 N_2 \gg 1$, то

$$I(\lambda_0) \approx \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{N_3 g_2}{N_2 g_3} \quad (3.6)$$

и очевидно, что нет никаких оснований считать, что само по себе расширение ведет к тому, что число атомов во втором квантовом состоянии N_2 убывает быстрее, чем число атомов N_3 . Из (3.6), между прочим, видно, что с расширением вспышки растет $\frac{N_3}{N_2}$, т. е. возбуждение атомов водорода.

Это свидетельствует о крайнем уклонении процесса во вспышке от равновесного (теплого) процесса (рост «температуры» при расширении!). На диссипативный неравновесный характер процесса указывает также зависимость между площадью и временем жизни вспышки. Повидимому, большая роль самопоглощения выражается в том, что между $I_{\max}$ и S нет сколько-нибудь удовлетворительной зависимости (см. фиг. 24). Нетрудно понять, что благодаря большому самопоглощению величина $I(\lambda_0)_{\max}$ может сильно уменьшиться безотносительно к той площади, которая охвачена свечением.

Является ли движение причиной роста возбуждения и свечения или, напротив, расширение есть следствие возрастания энергии свечения — этот трудный вопрос требует дальнейшего пристального изучения. На трудности, возникающие при втором возможном объяснении, мы уже указывали (асимметрия расширения, вытягивание, движение вдоль каналов и т. д.). Трудно, с другой стороны, представить себе как движение плазмы в магнитном поле пятна может стимулировать прогрессивное усиление свечения. На одну из таких возможностей кажется целесообразным обратить внимание. При всяком движении плазмы в магнитном поле возникает электрическое поле [18]

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H}, \quad (3.7)$$

которое тем больше, чем больше скорость движения. Движение плазмы в случае сильных полей $\mathbf{H}$, как показано одним из авторов [16], может проходить почти точно вдоль силовых линий поля $\mathbf{H}$ (под углом $\sim 10^{-4}$).

Это приводит к полю $\mathbf{E}$, соответствующему разности потенциалов до 10^7 вольт на отрезке, сравнимом с размером вспышки. Чем больше поле, тем больше, очевидно, ток $\mathbf{j}$ и выделение джоулева тепла (пропорционального $\mathbf{j}^2$), следовательно, тем больше кинетическая температура T_{kin} * и сильнее ионизация. Энергия, выделяемая при рекомбинационном свечении, с другой стороны, резко зависит от T_{kin} , как $e^{-\chi/kT}$, где χ — потенциал ионизации (для водорода 13 вольт). Таким образом, выход энергии во

* Ср. статью А. Б. Северного в этом же томе, где рассматривается вопрос об источнике высокой кинетической температуры протуберанцев.

вспышке будет тем больше, чем больше скорость ее расширения или вытягивания. В пользу такой возможности говорит также соответствие между зависимостями времени диссипации от размеров во вспышках и протуберанцах (фиг. 26), где представление о рекомбинационном высвечивании неплохо согласуется с наблюдениями [6]. Однако для окончательного суждения о справедливости этого объяснения необходимо более глубокое и внимательное рассмотрение такого механизма, что является предметом отдельной работы.

В заключение выражаем благодарность А. Е. Балковому за помощь в оформлении рукописи.

Ноябрь 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 3, 1952.
 2. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 3, 1949.
 3. А. Б. Гильварг и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 45, 1951.
 4. H. Dodson. Ap. J. 110, 382, 1949.
 5. H. Dodson a. R. Mc Math. Ap. J. 115, 78, 1952.
 6. А. Б. Северный. Докл. АН СССР, 82, 25, 1952; А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 9, 1953.
 7. I. Evershed. Observatory 68, 67, 1948; M. A. Ellison, *ibid.*, 69.
 8. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
 9. M. A. Ellison. M. N. 109, 1, 1949.
 10. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца, ИЛ, 1950, § 62.
 11. G. Righini. Atti Acad. Naz. Lincei 8, 336, 1950.
 12. M. A. Ellison. 7-me Rapport de la Comiss. des Relat. entre les Phenom. Sol. et Terrestres, Paris, II, 1951.
 13. R. Giovanelli. Ap. J. 91, 334, 1940.
 14. M. Waldmeier. Zs. f. Ap., 16, 276, 1938; см. также 12 и 13.
 15. А. Б. Северный. Докл. АН СССР, 53, 475, 1950; см. также 6.
 16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 11, 129, 1953.
 17. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
 18. Х. Альфвен. Космическая электродинамика, ИЛ, 1952.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ ПО ЭМИССИОННЫМ ЛИНИЯМ С САМОПОГЛОЩЕНИЕМ

А. Б. Северный

В статье рассмотрен вопрос об определении физических условий в протуберанцах на основе изучения внеатомных спектрограмм эмиссионных линий, обремененных самопоглощением (например, линии H_{α} , H и K и др.). Применение предложенного метода к типичному яркому протуберанцу 19 июля 1952 г. позволило найти числа ионов Ca^{+} в основном состоянии, атомов водорода во втором квантовом состоянии, атомов ортогелия в основном $2s$ состоянии, электронную плотность, а также оценить состояние ионизации. Кинетическая температура протуберанца, найденная по контурам линий H_{α} и H и K , оказалась $\sim 1400^{\circ}$. Рассмотрена возможность образования большой электронной температуры при движениях протуберанцев.

Систематические наблюдения спектров протуберанцев вне затмения, ведущиеся на симеизском спектрогелиоскопе — спектрографе [1], позволяют обычно получать спектрограммы эмиссионных линий бальмеровской серии (от H_{α} до H_{ζ} включительно), линий гелия D_3 и $\lambda 10\,830$, линий H и K ионизованного кальция. В редких случаях (при очень слабом ореоле) удается получить линии $\lambda\lambda 4472, 7065$ ($He\ I$), 5183 [Mg]. Отдельные результаты спектрофотометрических исследований некоторых линий, выполненных в Симеизе, уже приведены в [2].

Цель настоящей работы — выяснить возможность наиболее полного определения физических условий, в которых находятся водород и гелий в протуберанцах (число атомов, ионов, кинетическая температура, электронная плотность и др.), по массовому материалу, который мы имеем на наших спектрограммах. Следует сказать, что наиболее полное исследование подобного рода, проведенное В. П. Вязаницыным [3], основано исключительно на линиях бальмеровской серии $H_{\beta} - H_{\zeta}$ и линиях H и K ионизованного кальция. Самая интенсивная линия серии Бальмера H_{α} водорода, а также линии гелия в этой работе не рассматривались. В работах Унзоляда [4], Паннекука [5] и В. Н. Зуйкова [6] исследование линии H_{α} ведется в предположении отсутствия самопоглощения, что может сказаться на определении числа атомов водорода во втором квантовом состоянии; в этих работах, а также в работе В. А. Крата [7] исследуется линия D_3 гелия (свободная от самопоглощения), но нет данных о линии

основного перехода ортогелия λ 10830, обремененной, возможно, самопоглощением.

В настоящей работе, напротив, основное внимание уделено линиям с самопоглощением и приводится новый способ их анализа.

§ 1. ЛИНИИ ВОДОРОДА И ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ

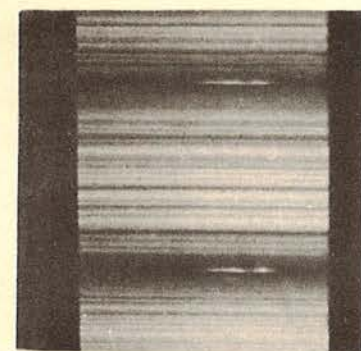
Предлагаемый ниже метод мы применяем в целях количественной иллюстрации к типичному, достаточно яркому протуберанцу 19 июля 1952 г., для которого имелся достаточно полный материал*. На фиг. 1 приведен вид исследованных спектральных линий для наиболее яркого узла. Спектрограммы были обработаны на шнельфотометре со всеми необходимыми предосторожностями. Окончательные контуры эмиссии, полученные после исключения ореола для двух типичных узлов протуберанца 19 июля 1952 г., представлены на фиг. 2 (значение наблюдаемой центральной интенсивности выражено в единицах интенсивности непрерывного спектра центра солнечного диска для каждой линии и указано на фиг. 2 для каждого контура). Для каждого контура было произведено исключение инструментального контура методом, предложенным нами в [8], т. е. при помощи представления всех контуров контурами Фойгта.

При этом выяснилось, что для большинства исследованных линий можно пренебречь дисперсионными крыльями этого контура Фойгта и с большей степенью точности представлять контуры доплеровскими. Истинные контуры представлены на той же фиг. 2 (пунктир). Результаты измерений эквивалентных ширин W , полуширин $\Delta\lambda_0$ и центральных интенсивностей I_c для этих контуров представлены в табл. 1.

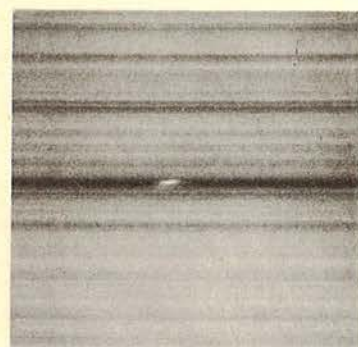
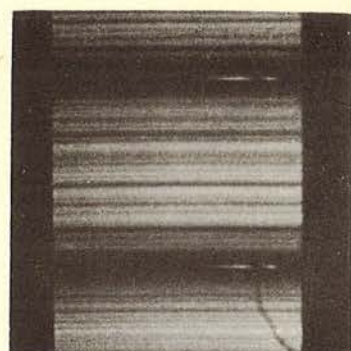
Вообще, как правило, освобожденные от влияния инструментальных искажений контуры эмиссионных линий в протуберанцах хорошо представляются доплеровскими контурами (за исключением отдельных случаев сильных линий, обремененных самопоглощением). Это связано с тем, что оптическая толща в центре даже таких сильных линий, как H и K в протуберанцах, повидимому, не превосходит нескольких десятков (см. ниже). Поэтому в области линии, где начинает сказываться дисперсионное затухание, оптическая толща значительно меньше единицы. Сказанное позволяет считать главной причиной уширения эмиссионных линий протуберанцев эффект Доплера, связанный как с тепловыми, так и с турбулентными движениями в протуберанце. Поэтому для линий, свободных от самопоглощения, наблюдаемая полная полуширина линии $\Delta\lambda_0$ позволяет сразу определить доплеровскую полуширину $\Delta\lambda_D$ согласно формуле

$$2\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda_0}{\sqrt{\ln 2}}, \quad \sqrt{\ln 2} = 0.832. \quad (1.1)$$

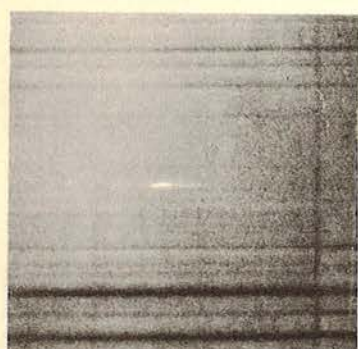
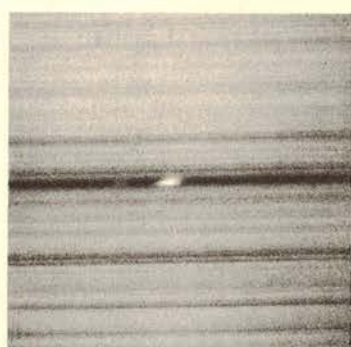
* Спектрограммы с дисперсией 8 Å/мм получены Г. С. Ивановым. О получении спектрограмм в инфракрасной части см. [2] и [9].



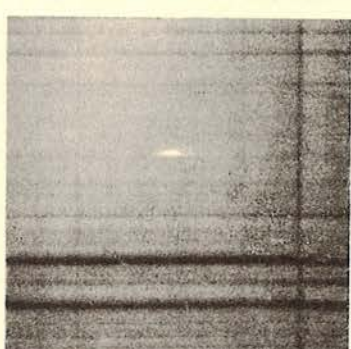
H K



$H\beta$



D_3



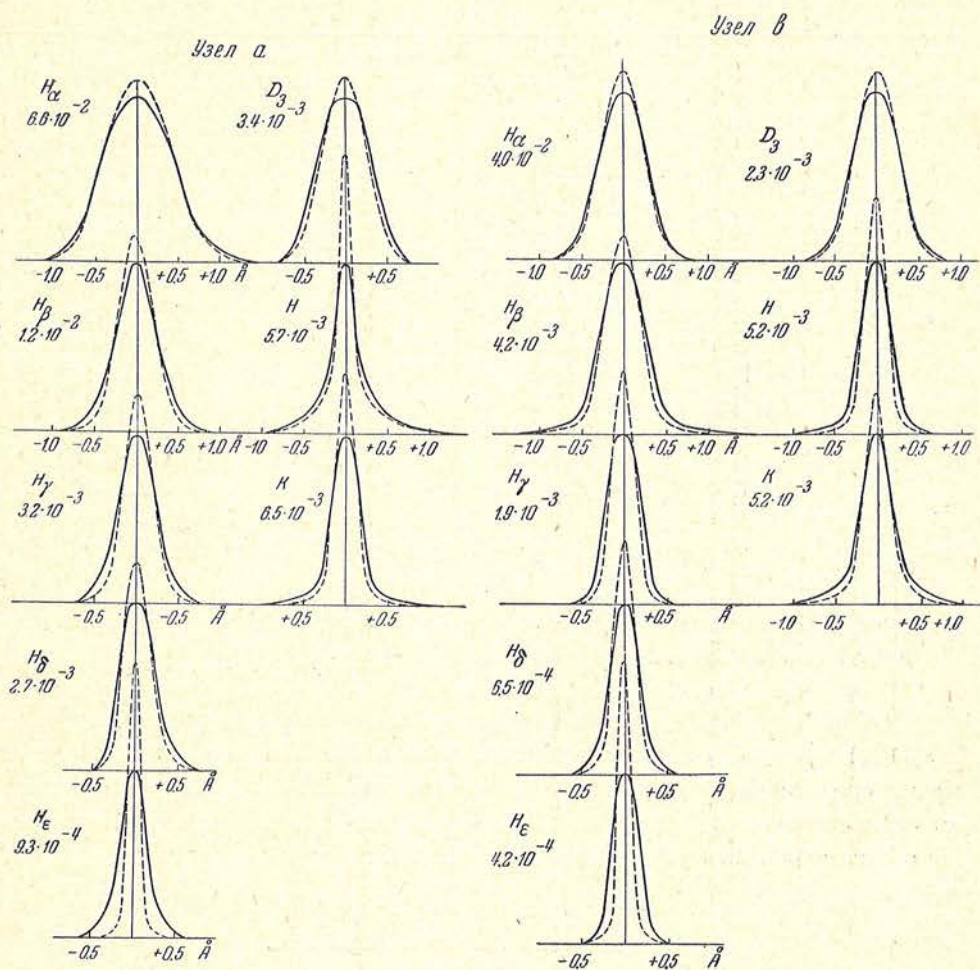
$H\alpha$



a

b

Фиг. 1. Спектр протуберанца 19 июля 1952 г.



Фиг. 2. Контуры наблюдаемые (сплошная линия) и истинные (пунктир) линий в протуберанце 19 июля 1952 г.

Доплеровская ширина линии H_{α} , обремененной самопоглощением, очевидно, может быть определена по наблюдаемым ширинам $\Delta\lambda_0$ других балмеровских линий, свободных от самопоглощения, из соотношения

$$2\Delta\lambda_D(H_{\alpha}) = \frac{\lambda_{H_{\alpha}}}{\lambda_{H_{\beta}}} \frac{\Delta\lambda_0(H_{\beta})}{V \ln 2} = \frac{\lambda_{H_{\alpha}}}{\lambda_{H_{\gamma}}} \frac{\Delta\lambda_0(H_{\gamma})}{V \ln 2} = \dots \quad (1.2)$$

Аналогичным образом определяется $\Delta\lambda_D$ для линии λ 10830 по известной, наблюдаемой ширине линии D_3 .

Таблица 1

Узел	Линия	$W(\text{\AA})$	$\Delta\lambda_0(\text{\AA})$	I_c
a	H_α	$7.05 \cdot 10^{-2}$	0.94	$7.20 \cdot 10^{-2}$
	H_β	$7.40 \cdot 10^{-3}$	0.50	$1.36 \cdot 10^{-2}$
	H_γ	$1.81 \cdot 10^{-3}$	0.41	$3.70 \cdot 10^{-2}$
	H_δ	$1.47 \cdot 10^{-4}$	0.42	$3.12 \cdot 10^{-3}$
	H_ϵ	$3.87 \cdot 10^{-4}$	0.20	$1.52 \cdot 10^{-3}$
	H	$2.32 \cdot 10^{-3}$	0.18	$9.65 \cdot 10^{-3}$
	K	$2.88 \cdot 10^{-3}$	0.32	$9.05 \cdot 10^{-3}$
	D_3	$2.55 \cdot 10^{-3}$	0.80**	$3.66 \cdot 10^{-3}$
	$\lambda 10830^*$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	1.27	$2.80 \cdot 10^{-2}$
b	H_α	$2.80 \cdot 10^{-2}$	0.62	$4.40 \cdot 10^{-2}$
	H_β	$2.83 \cdot 10^{-3}$	0.54	$4.79 \cdot 10^{-3}$
	H_γ	$9.35 \cdot 10^{-4}$	0.34	$2.60 \cdot 10^{-3}$
	H_δ	$2.97 \cdot 10^{-4}$	0.30	$1.06 \cdot 10^{-3}$
	H_ϵ	$1.68 \cdot 10^{-4}$	0.20	$7.85 \cdot 10^{-4}$
	H	$2.40 \cdot 10^{-3}$	0.30	$7.20 \cdot 10^{-3}$
	K	$2.76 \cdot 10^{-3}$	0.32	$6.65 \cdot 10^{-3}$
	D_3	$1.65 \cdot 10^{-3}$	0.80**	$2.66 \cdot 10^{-3}$

Примечания. * Для инфракрасной линии $\lambda 10830$ приведено среднее значение для обоих узлов a и b.

** Среднее из определений для трех узлов.

При помощи (1.1) и данных табл. 1 получаем следующие значения $\Delta\lambda_D(H_\alpha)$ и $\Delta\lambda_D(10830)$, приведенные в табл. 2, при этом для линии H_α берем среднее из определений $\Delta\lambda_D$ по трем линиям H_β , H_γ , H_δ — свободным от самопоглощения; линия H_ϵ была исключена в этих определениях из-за наличия близости бленды $\lambda\lambda 3970.5$; 3971.3 :

Таблица 2

Узел	$\Delta\lambda_D(H_\alpha)$	$\Delta\lambda_D(10830)$
a	0.39	0.90 (среднее для a и b)
b	0.35	

Определенные таким образом доплеровские полуширины и следует использовать при построении кривой роста. Очевидно, что для линий H и K мы не имеем возможности найти аналогичным образом ширины $\Delta\lambda_D$. Поэтому следует обратиться к вопросу о самопоглощении и кривой роста для линий H и K иона Ca^+ и к вопросу определения $\Delta\lambda_D(\text{Ca}^+)$ и заполнения уровней 4^2p и 4^2s иона Ca^+ .

Решение уравнения переноса для протуберанца при условии постоянства отношения $p_\lambda = j_\lambda / N_1 k_\lambda$ внутри протуберанца есть

$$I_\lambda = p_\lambda (1 - e^{-N_1 k_\lambda}), \quad k_\lambda = k_0 e^{-v^2}, \quad (1.3)$$

где N_1 — число атомов в нижнем состоянии 4^2S над 1 см^2 , если рассматривать излучение, возникающее при переходе $2 \rightarrow 1$ (ср. [10]), а j_λ и k_λ — коэффициенты излучения и поглощения. Здесь

$$v = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta\lambda_D}, \quad k_0 = \frac{V\pi e^2}{mc^2} f \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D}. \quad (1.4)$$

Полное излучение в линии есть

$$E_\lambda = 2\Delta\lambda_D p_\lambda \int_0^\infty (1 - e^{-Ce^{-v^2}}) dv, \quad C \equiv N_1 k_0, \quad (1.5)$$

а величина p_λ (см. [10]) есть

$$p_\lambda = \frac{j_\lambda}{N_1 k_\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda_0^5} \frac{g_1}{g_2} \frac{N_2}{N_1}, \quad (1.6)$$

где g — статистические веса состояний 1 и 2. Выражение (1.6) в случае постоянства p_λ относительно λ является вполне общим и не зависит от конкретного механизма излучения. Зависимость величины интеграла в правой части (1.5) от C , т. е. от kN_1 , является универсальной кривой роста. Известно, что величина C для линий Н и К может достигать нескольких десятков ($C \gg 1$). Поэтому в первом приближении можно пользоваться известным (см. [11]) асимптотическим выражением для интеграла

$$\int_0^\infty (1 - e^{-Ce^{-v^2}}) dv \cong \sqrt{\ln C}, \quad (1.7)$$

так что для отношения эквивалентных ширин Н и К-линий будем иметь

$$\frac{W_H}{W_K} \simeq \frac{p_\lambda(H)}{p_\lambda(K)} \sqrt{\frac{\ln C_H}{\ln C_K}} \quad (1.8)$$

Далее, так как для этих линий $N_2/N_1 \propto g_2/g_1$, то

$$p_\lambda(H)/p_\lambda(K) = (\lambda_K/\lambda_H)^5, \quad (1.9)$$

а так как линии Н и К отстоят друг от друга на 35 Å , то практически можно пренебречь различием в величинах λ_K и λ_H в выражениях C для обеих линий и писать

$$C_H = C_0 f_H, \quad C_K = C_0 f_K, \quad C_0 = N_1 \frac{V\pi e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D}, \quad (1.10)$$

где λ_0 — средняя длина волны (3950 Å), а f_H и f_K — силы осцилляторов для Н и К-линий ($1/3$ и $2/3$ соответственно). Обозначая

$$B = \left(\frac{\lambda_H}{\lambda_K}\right)^{10} \left(\frac{W_H}{W_K}\right)^2, \quad (1.11)$$

из (1.9) найдем

$$C_0 = \left(\frac{f_H}{f_K} \right)^{1/B-1}. \quad (1.12)$$

На фиг. 3 (нижняя половина) показана зависимость W_H/W_K от $\lg C_0$ согласно (1.12). При $C_0 > 10^3$ величина $W_H/W_K \rightarrow 1$ (наступает насыщение); при $C_0 \ll 1$ мы имеем дело с оптически тонким слоем и $W_H/W_K \rightarrow f_H/f_K = 1/2$.

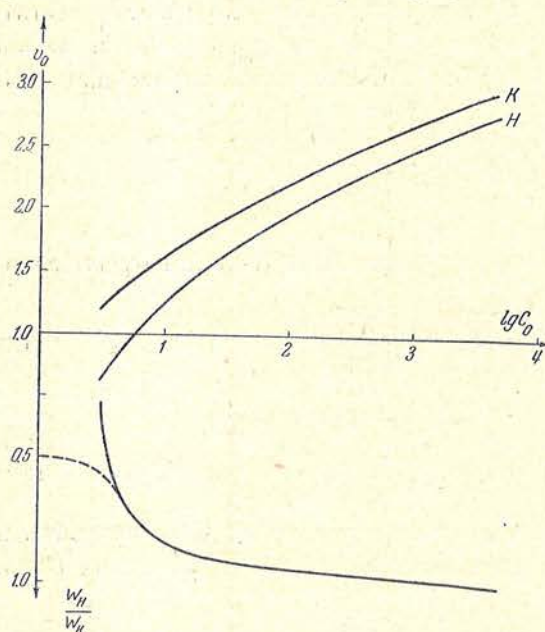
Запишем теперь выражение (1.3) для двух точек контура — для центра линии и для $\lambda_0 - \lambda = \Delta\lambda_0$, т. е. для интенсивности, в два раза меньшей центральной. Разделив полученные для этих точек выражения, будем иметь

$$\frac{1}{2} = 1 - e^{-C} e^{-v_0^2/4} - e^{-C}; \quad v_0 = \frac{\Delta\lambda_0}{2\Delta\lambda_D}. \quad (1.13)$$

Отсюда легко видеть, что

$$v_0^2 = \ln \left\{ \frac{1}{C} \ln \left[1 - \frac{1}{2}(1 - e^{-C}) \right]^{-1} \right\}^{-1} \approx \ln \frac{C}{\ln 2} \quad (1.14)$$

при $C \gg 1$. Зависимость v_0 от $\lg C_0$ для Н и К-линий представлена на



Фиг. 3. Основной график для определения числа N_1 ионов Ca^+ и $\Delta\lambda_D$

найденных $\Delta\lambda_D$ для Н и К значений, находим N_1 (при известном C_0) по формуле (1.10), которую удобно записать в виде

$$\lg N_1 = 13.1095 + \lg \Delta\lambda_D + \lg C_0, \quad (1.15)$$

где $\Delta\lambda_D$ выражена в ангстремах. Результаты вычислений для узлов a и b табл. 1 представлены в табл. 3.

Таблица 3

Узел	W_H/W_K	$\lg C_0$	$v_0(H)$	$v_0(K)$	$2\Delta\lambda_D(H)$	$2\Delta\lambda_D(K)$	$2\Delta\lambda_D$	$\lg N_1$
a	0.81	0.92	1.18	1.56	0.15	0.20	0.17	12.96
b	0.87	1.14	1.38	1.72	0.22	0.19	0.20	13.25

Отсюда мы видим, что для рассматриваемого протуберанца $N_1 \approx 1.4 \cdot 10^{13}$, откуда, полагая среднюю линейную толщину протуберанца 10^9 см, получим

$$n_1(Ca^+) = 1.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}.$$

Эта оценка находится в хорошем согласии с определениями В. П. Вязицына [3] ($n_1(Ca^+) = 2.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$). Следует указать, что использование более точного выражения для интеграла (1.9) хотя и вносит заметные вычислительные трудности, но, как показывает расчет, не вызывает серьезных изменений в определениях $\Delta\lambda_D$ и N_1 .

Значения $\Delta\lambda_D$ в табл. 2 позволяют найти скорости движения ионов Ca^+ по формуле

$$\xi_0 = \frac{c}{\lambda} \Delta\lambda_D. \quad (1.16)$$

Для узла a мы находим $\xi_0 = 7.45$ км/сек, а для узла b — $\xi_0 = 7.60$ км/сек, или в среднем

$$\xi_0(Ca^+) = 7.5 \text{ км/сек.} \quad (1.17)$$

С другой стороны, из данных $\Delta\lambda_D$ в табл. 2 можно найти по (1.16) полную скорость атомов водорода

$$\xi_0(H) = 16.9 \text{ км/сек.} \quad (1.18)$$

Далее

$$\xi_0^2 = \frac{2RT_{\text{kin}}}{\mu} + \xi_t^2, \quad (1.19)$$

где T_{kin} — кинетическая температура, ξ_t — турбулентная скорость.

Считая турбулентные скорости ξ_t водорода и кальция одинаковыми, можно оценить T_{kin} по формуле

$$2RT_{\text{kin}} \left(\frac{1}{\mu_H} - \frac{1}{\mu_{Ca}} \right) = \xi_0^2(H) - \xi_0^2(Ca^+), \quad (1.20)$$

где $\mu_H = 1.008$, $\mu_{Ca} = 40.07$. Используя значения (1.17) и (1.18), найдем

$$T_{\text{kin}} \approx 14000 \text{ }^\circ\text{K}, \quad (1.21)$$

а из формулы (1.19) найдем

$$\xi_t = 7.5 \text{ км/сек.} \quad (1.22)$$

Это значение несколько ниже того (10 км/сек), которое обычно получается при $T_{\text{kin}} = 5-8$ тыс. градусов, что вполне естественно. Полученное нами значение T_{kin} резко расходится с обычно принимаемыми значениями

для протуберанцев (5—8 тыс. градусов) и вычисляемыми на основании теории рекомбинационного излучения (например, [3]). Однако это значение находится в отличном согласии с недавними детальными исследованиями Конвэй (Брюк) [11], которая обнаружила, что с учетом самопоглощения контуры линии H_α в протуберанцах наилучшим образом представляются максвелловским распределением скоростей при температуре 14 000°. Характерно, что в большинстве случаев вид линии H_α в протуберанцах таков, что на краях протуберанца линия H_α значительно уже, чем в центральных частях. Это, вероятно, связано с тем, что основная масса (ядро) протуберанца имеет значительно более высокую температуру, чем края, которые дают «низкотемпературные» контуры.

Обратимся к вопросу о самопоглощении в линии H_α и об определении числа атомов водорода в различных квантовых состояниях. Для эквивалентной ширины W линии водорода H_α согласно (1.5), учитывая симметричный характер профиля, имеем ($E_\lambda = W I_\lambda(\odot)$), где $I_\lambda(\odot)$ — интенсивность непрерывного спектра Солнца для длины волны λ_0):

$$W = \frac{2\Delta\lambda_D p_\lambda}{I_\lambda(\odot)} \int_0^\infty (1 - e^{-c_0 z e^{-v^2}}) dv, \quad (1.23)$$

где

$$c_0 = \frac{2\pi V \pi e^2}{mc}, \quad z = \frac{N_2 f_{32}}{\Delta\omega_D}, \quad \Delta\omega_D = 2\pi c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0^2}. \quad (1.24)$$

Для относительной интенсивности в центре линии имеем, очевидно, [см. (1.3)]

$$I_c = \frac{p_\lambda}{I_\lambda(\odot)} (1 - e^{-c_0 z}), \quad (1.25)$$

откуда

$$p_\lambda = \frac{2hc^2 g_1 N_3}{\lambda_0^5 g_2 N_2} = \frac{I_\lambda(\odot) I_c}{1 - e^{-c_0 z}} = I_\lambda(\odot) I_c f(z), \quad (1.26)$$

где

$$f(z) = (1 - e^{-c_0 z})^{-1}. \quad (1.27)$$

Исключая p_λ из (1.23) и (1.26), получим

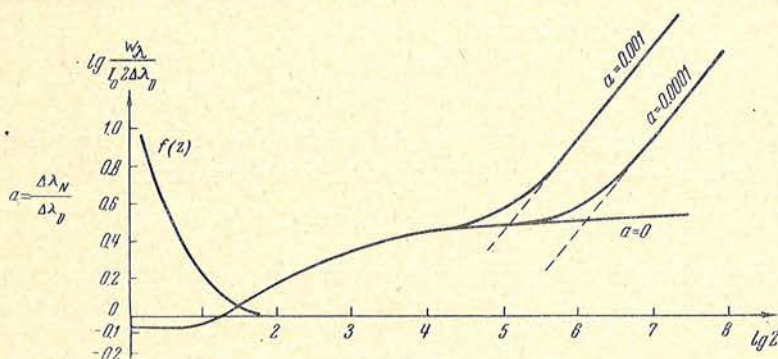
$$\frac{W}{2\Delta\lambda_D I_c} = f(z) \int_0^\infty (1 - e^{-c_0 z e^{-v^2}}) dv, \quad \lg c_0 = \bar{2}.9735. \quad (1.28)$$

Здесь зависимость интеграла в правой части от $c_0 z$ представляет универсальную кривую роста ($\frac{A\omega}{2\Delta\omega_D} = \varphi(z)$) для случая $a = 0$ — чисто доплеровского уширения линии (см., например, [4], глава VIII). Функция $f(z)$ была рассчитана нами для $\lg z$ от 0.1 до 6 в соответствии с теми значениями z , для которых Хельдом построена универсальная кривая роста. Таким образом, стоящее в правой части (1.28) выражение представляет собой некоторую модифицированную кривую роста. Для большей общности нами построены такие кривые роста для $a \neq 0$ (с учетом возможного,

малого влияния естественного затухания). Результаты вычислений зависимости $W/2\Delta\lambda_D I_c$ от z приведены на фиг. 4; там же приведена зависимость $f(z)$. Мы видим, что для $z > 10^2$ величина $f(z)$ практически равна единице, и мы можем пользоваться обычной кривой роста, но — для величины $W/2\Delta\lambda_D I_c$. Для малых z мы имеем дело с оптически тонким слоем, и отношение $W/2\Delta\lambda_D I_c$ стремится к постоянной величине, не зависящей от z , т. е. к N_2 , что вполне естественно. Для вычислений N_2 удобно пользоваться формулой

$$\lg N_2 = 11.5361 + \lg z + \lg 2\Delta\lambda_D, \quad (1.29)$$

где $\Delta\lambda_D$ выражена в ангстремах. Практически величина $W/I_c 2\Delta\lambda_D$ нам известна из наблюдений (данные табл. 1 и определения $\Delta\lambda_D$ в табл. 2); это позволяет найти z , а следовательно, $\lg f(z)$. По формуле (1.29) находим N_2



Фиг. 4. Модифицированная кривая роста для линии H_α с самопоглощением

и затем из (1.26) определяем N_3 . Принимая $I_\lambda(\odot) = 2.90 \cdot 10^{14}$ эрг/сек $\cdot$ см 2 $\cdot$ см, найдем для N_3 выражение

$$\lg \frac{N_3}{N_2} = 2.8276 + \lg I_c + \lg f(z). \quad (1.30)$$

Результаты вычислений для узлов a и b приведены в табл. 4.

Таблица 4

Узел	$W/2\Delta\lambda_D I_c$	$\lg z$	$\lg N_2$	$\lg f(z)$	$\lg N_3$
a	1.26	1.70	13.13	0.01	10.82
b	0.91	0.70	12.23	0.35	10.05

Отсюда находим

$$\left. \begin{array}{l} \text{узел } a: N_2 = 1.35 \cdot 10^{13}, \quad N_3 = 6.60 \cdot 10^{10} \\ \text{узел } b: N_2 = 1.70 \cdot 10^{12}, \quad N_3 = 1.12 \cdot 10^{10} \end{array} \right\} \quad (1.31)$$

— значения, согласные с другими определениями, хотя и несколько более высокие для яркой части протуберанца. Это связано с тем, что в большинстве случаев обычно не учитывается самопоглощение. Вопросы о декременте бальмеровской серии и механизме возбуждения и заполнения квантовых

уровней атомов водорода мы здесь касаться не будем. Подсчет чисел атомов водорода N_i в состояниях $i = 4, 5, 6, 7$ может быть без труда сделан при помощи данных табл. 1 и формулы

$$E_{i2} = N_i A_{i2} h \nu_{i2}.$$

§ 2. ЛИНИИ ГЕЛИЯ И ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДА

Обратимся к линиям гелия; наибольший интерес здесь представляет линия $\lambda 10830$ ортогогелия, соответствующая переходу $2p - 2s$. Согласно данным табл. 1 и 2 для этой линии $W/2\Delta\lambda_D I_c = 0.85$.

Согласно фиг. 4 этому значению соответствуют значения z на прямойлинейной части кривой роста (малые z), так что самопоглощением можно пренебрегать. В этом случае число атомов в состоянии s можно вычислять по формуле ([4], стр. 443)

$$W = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 10^8 N_{os} f. \quad (2.1)$$

Вероятности переходов для гелия подсчитаны в работе Гольдберга [12]. Для перехода $p \rightarrow s$ в этой работе дана вероятность перехода

$$A_{ps} = 1.03 \cdot 10^7.$$

Сила осциллятора определяется соотношением

$$f_{ps} = \frac{g_p}{g_s} \frac{mc^3}{8\pi^2 e^2 \nu^2} A_{ps}, \quad (2.2)$$

где статистические веса

$$g_n = (2S + 1)(2L + 1) \quad (2.3)$$

даются таблицей

Термы	Квантовые числа	g_n
s	$L = 0, S = 1$	3
p	$L = 1, S = 1$	9
d	$J = 1, S = 1, L = 2$	15

Таким образом, из (2.2) находим

$$f_{ps} = 0.546 \quad (2.4)$$

и согласно (2.1) и данным табл. 1 получаем

$$N_{os} = 7.5 \cdot 10^{10}. \quad (2.5)$$

То, что термы пара- и ортогогелия не комбинируют друг с другом, позволяет рассматривать ортогогелий как независимый элемент с потенциалом 4.7 в. При таких сравнительно низких потенциалах ионизации едва ли существенны те отклонения от локального термодинамического равновесия, которые резко выступают для больших потенциалов ионизации, поэтому

можно считать (см., например, [13]), что возбуждение и ионизация ортогелия производятся солнечным излучением. Формулу ионизации в этом случае можно взять в виде (см. [4], стр. 525)

$$p_e \frac{N_{10}}{N_{0s}} = \frac{g_{10}}{g_{0s}} 2 \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT_{\text{kin}})^{1/2} e^{-\frac{\chi_{0s}}{kT_1}} w \frac{T_1}{T_{\text{kin}}}, \quad (2.6)$$

где T_1 — температура излучения (5000°), T_{kin} — кинетическая температура, w — фактор дилуции ($\simeq 1/2$), электронное давление $p_e = n_e k T_{\text{kin}}$. Принимая T_{kin} согласно нашему определению 14000° , $g_{10} = 2$, $g_{0s} = 3$, найдем из (2.6)

$$n_e N_{10} (\text{He}^+) = 1,5 \cdot 10^{27}. \quad (2.7)$$

Считая далее, что ионизация водорода из состояния 2 (потенциал 3.38 e) определяется формулой Саха-Больцмана (2.6) ($g_{10} = 1$, $g_{02} = 8$), найдем аналогичным образом

$$\left. \begin{aligned} \text{узел } a: n_e N_{10} (\text{H}^+) &= 1.0 \cdot 10^{30} \\ \text{узел } b: n_e N_{10} (\text{H}^+) &= 1.3 \cdot 10^{29} \end{aligned} \right\}. \quad (2.8)$$

Отсюда, считая, что основным поставщиком свободных электронов является водород, и принимая линейную толщину протуберанца $\sim 10^9 \text{ см}$, найдем для n_e числа $3.2 \cdot 10^{10}$ и $1.1 \cdot 10^{10}$, или в среднем

$$n_e \approx 2 \cdot 10^{10}. \quad (2.9)$$

Эти данные позволяют сравнить ионизацию гелия и водорода: отношение $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$ будет не более 10^{-2} при принятом значении T_{kin} . Эта оценка может быть также получена непосредственно из соотношения

$$\frac{N_{10}(\text{He}^+)}{N_{10}(\text{H}^+)} = \frac{g_{10}^* g_{02}}{g_{0s}^* g_{10}} e^{-\frac{\Delta\chi}{kT_1}} \frac{N_{0s}}{N_{02}}, \quad (2.10)$$

где звездочкой обозначены веса для гелия, а $\Delta\chi = \chi_{0s} - \chi_{02} = 1.32 \text{ e}$. Интересно, что такая же относительная степень ионизации имеется, видимо, в хромосфере для высот в несколько тысяч км (см. [13]). Из значений электронной плотности (2.8) и (2.7) следует значение концентрации He^+

$$n_1(\text{He}^+) \simeq 10^8, \quad (2.11)$$

которое практически совпадает с оценкой этой величины для хромосферы у Мензела и Сирие [14]. До сих пор мы не выходили за рамки данных наблюдений, физической теории контуров спектральных линий и предположения об отсутствии заметных отклонений от формулы Саха-Больцмана для малых потенциалов ионизации. Однако дальнейшие выводы о числе атомов водорода и гелия в нейтральном состоянии можно было бы сделать, только уверенно зная механизм ионизации и возбуждения с основных уровней.

Здесь мы уже не имеем уверенных оснований для расчетов. Если, например, ионизация водорода достаточно полная, для чего имеются основания

хотя бы в силу высокой кинетической температуры ($14\,000^\circ$), то, принимая относительное обилие Са и водорода в протуберанце таким же, как и в обрабатываемом слое ($n(\text{H})/n(\text{Ca}) = 2.7 \cdot 10^5$), найдем

$$n(\text{Ca}) \approx 10^5 \quad (2.12)$$

— значение, близкое к оценке В. П. Вязаницына [3]. Если, далее, принять относительное обилие He и водорода 1.5, то согласно (2.9) будет

$$n(\text{He}) = 4 \cdot 10^9, \quad (2.13)$$

откуда из сравнения с (2.11) следует, что

$$\frac{n_1(\text{He}^+)}{n(\text{He})} \approx 2.5 \cdot 10^{-2}. \quad (2.14)$$

Это значение заметно ниже того, которое можно ожидать в случае ионизации электронным ударом при $T_{\text{kin}} = 14\,000^\circ$ (см. И. С. Шкловский [13]). Лучшее соответствие с этим механизмом мы получили бы, считая ионизацию водорода $\simeq 1/10$.

Особенности ионизации в протуберанцах, как известно, могут быть объяснены или действием жесткого коронального излучения, или высокой кинетической температурой протуберанца. В пользу того, что вторую возможность нельзя исключать, свидетельствуют оценки T_{kin} , полученные нами и Конвэй [11]. Однако возникает естественно вопрос об источнике высокой электронной температуры. Повидимому, не может быть больших сомнений в том, что в правильных движениях протуберанцев решающую роль играет электромагнетизм (см. [15]). Из наблюдаемого факта быстрых движений плазмы со скоростями v около 100 км/сек следует, что в присутствии магнитного поля $\mathbf{H}$ (а регулярные движения протуберанцев наблюдаются главным образом в зоне пятна) с напряженностью около 10^3 гаусс должны возникать электрические поля

$$\vec{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H} \sim 100 \times \sin(\hat{\mathbf{V}}, \hat{\mathbf{H}}) \text{ вольт/см}, \quad (2.15)$$

которые на отрезке, сравнимом с характерным размером протуберанца, могут составлять около $10''$ вольт и вызвать разряд колоссальной силы. Однако ортогональность индуцированных полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ исключает возможность разряда вдоль силовых линий магнитного поля, между тем как наблюдения отчетливо говорят в пользу того, что движения протекают вдоль силовых линий магнитного поля и представляют собою реальные движения кусков плазмы (эффект Допплера). С другой стороны, известно, что вдоль магнитного поля не действуют никакие силы электромагнитной природы, способные вызвать движение. Мы сделали недавно попытку разобраться в этих затруднениях [16]. Решение в первом приближении показывает, что сильное магнитное поле может заставить плазму двигаться почти равномерно, под углом не более 10^{-4} (для поля 10^3 гаусс) к силовым линиям поля. Электрические поля, индуцированные таким движением, будут почти ортогональны направлению движения и в лучшем случае будут достигать

0.01 вольта на см, а в целом $\sim 10^7$ вольт (на противоположных концах струи). В то же время это поле будет все же в ~ 100 —1000 раз больше того поля (вихревого) кругового тока, которое возникает от изменения потока магнитной индукции при развитии солнечного пятна (см., например, [17]). Так как радиоизлучение, возникающее при вспышках в протуберанцах, указывает на температуру около 10^{11} градусов, что соответствует энергии электронов $\sim 10^6$ — 10^7 эв, то возможно, что электрические поля, индуцированные движением, расходуется на производство электронов с такими энергиями. Однако если такие электроны тормозятся и их энергия является источником высокой кинетической температуры протуберанцев, то становится не совсем ясным, как будет проявляться механизм возникновения радиоизлучения в результате тормозного излучения релятивистских электронов. Эта трудность, вероятно, выяснится при более детальном изучении спектрального состава радиоизлучения, возникающего при быстрых движениях протуберанцев.

Ноябрь 1953 г.

Литература

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 149, 1949.
2. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 115, 1952; И. И. Назарова и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 1953.
3. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО 16, № 6, 1947.
4. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949, гл. 17.
5. А. Раппекоeka. N. Doorn. Verh. Ak. Wetensch. Amster. 14, № 2, 1930.
6. В. Н. Зуйков. Изв. ГАО 19, вып. 2, стр. 47, 1952.
7. В. А. Крат. Изв. ГАО 18, вып. 6, стр. 1, 1947.
8. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
9. А. Б. Северный. Докл. АН СССР 76, 189, 1951.
10. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
11. M. G. Conway. Proc. Roy. Irish Acad., 54A, 311, 1952.
12. L. Goldberg. Ap. J. 90, 420, 1939.
13. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, § 20, 1952; см. также И. С. Шкловский, Тр. Гос. астрон. ин-та им. Штернберга 20, 5, 1951.
14. D. Menzel and G. Cillie. Harv. Circ., 410, 1935.
15. А. Б. Северный. Докл. АН СССР 82, 25, 1952; А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 3, 1953.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 129, 1953.
17. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 3, 1952.

О ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СПОКОЙНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

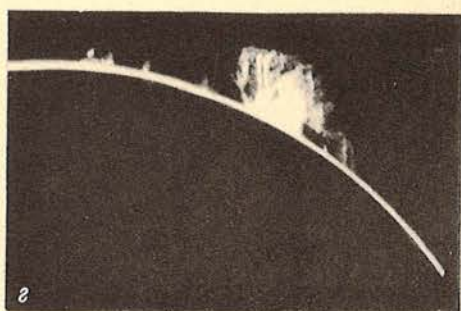
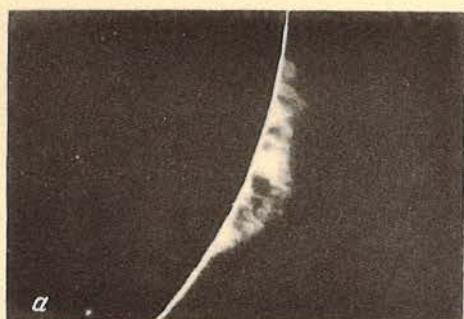
Э. Е. Дубов

Долгоживущие спокойные протуберанцы за время своего существования могут принимать разнообразные и весьма причудливые формы. Фотометрические измерения яркости узлов подтверждают, что большую роль в образовании отдельных узлов этих протуберанцев может играть турбулентность.

Произведена оценка диссипации энергии и магнитного поля, которые связаны с турбулентностью.

Спокойные протуберанцы характеризуются длительной устойчивостью внешнего контура протуберанца. Наиболее типичные спокойные протуберанцы имеют форму стога сена и напоминают собою частокол или лес ивовых прутьев, часто выглядят как дерево или куст, могут напоминать собою струю дыма или облака с совершенно причудливыми формами [2]. Изучение кинофильмов протуберанцев, полученных в линии H_{α} в Крымской астрофизической обсерватории [3], дает основание считать, что нет никакого смысла выделять одну какую-нибудь форму спокойных протуберанцев как наиболее типичную (как это делает Петтит [1]) или проводить какую-либо дальнейшую классификацию спокойных протуберанцев по их внешнему виду. Более того, как видно из этих кинофильмов, один и тот же протуберанец может принимать со временем различные формы, типичные для спокойных протуберанцев. На фиг. 1 представлено несколько фотографий протуберанца, существовавшего очень долго. То в виде волокна, то в виде протуберанца, иногда совсем исчезая, а затем снова появляясь, этот протуберанец обнаруживался на Солнце в течение целого десятка оборотов с февраля по октябрь 1951 г. Он наблюдался на восточном краю диска Солнца 28—30 июня 1951 г., затем на западном 10—12 июля. 23—25 июля этот протуберанец вновь наблюдался на восточном краю солнечного диска. На фотографиях видно, что за это время протуберанец принимал самые различные формы от сплошного «стога сена» до куста или дерева с раскидистой кроной.

В табл. 1 сведены данные о волокнах (протуберанцах), наблюдавшихся на участке поверхности Солнца между точками с долготой 120° (в системе Кэррингтона) и широтой $+50^{\circ}$ и с долготой 150° и широтой $+30^{\circ}$ с 16 февраля по 28 октября 1951 г.



Фиг. 1. Различные формы одного и того же протуберанца

а — 28 июня 1951 г., б — 30 июня 1951 г., в — 12 июля 1951 г., г — 24 июля 1951 г., д — 25 июля 1951 г. (утро), е — 25 июля 1951 г. (вечер)



Фиг. 2. Протуберанец 1 июля 1950 г.

Фиг. 3. Протуберанец 29 августа 1950 г.

Таблица 1

Данные об образованиях, наблюдавшихся на поверхности Солнца между точками с $L = 120^\circ$, $\varphi = +50^\circ$ и $L = 150^\circ$, $\varphi = +30^\circ$ с февраля по октябрь 1951 г.

Восточный край	Диск	Западный край
—	С, Г, Д' А	26/II (1055) С, Г
12/III Не было	Не было	25/III (20) С, Г
10/IV (25) Г	Д' А	22/IV (152) С, Г
5/V (182) Г	Д' А	17/V (28) С, Г
31/V (189) С, Г		
1—2/VI (417) Г	Д' А, Г, С	15/VI (380) С, Г
27—30/VI	Мощное волокно	10—13/VII
(до 2009) С, Г, Д' А	С, Г, Д' А	(до 909) С, Г, Д' А
23—25/VII		
(до 1880) С, Г, Д' А	Д' А	8/VIII—Не было
23/VIII (259) Г, Д' А	Г, Д' А	3—4/IX (60) Г
17—19/IX		
(до 455) Г, Д' А	Д' А	1/X — Нет данных
16/X (108) Г	Д' А	28.10 (5) Г

Примечания: С — симеизские данные; Г — данные из каталога Р. Гневышевой, Д' А — данные Д'Азамбужа. В скобках указана площадь протуберанца в протуберанц-единицах.

Данные взяты из материалов службы Солнца Крымской астрофизической обсерватории, из каталога солнечной активности Р. С. Гневышевой [4] и по данным Д'Азамбужа [5]. Из этих данных следует, что указанная область поверхности Солнца в течение всего рассматриваемого промежутка времени занята волокном (протуберанцем). Однако иногда наблюдения показывают, что хотя волокно имеется, оно не выступает на лимбе как протуберанец (8 августа). С другой стороны, бывает, что большой протуберанец (на лимбе) на диске виден как очень слабое маленькое волокно, которое иногда вовсе пропадает (август 1951 г.). В отдельные дни не видно никаких образований, затем снова появляется волокно или протуберанец (март 1951 г.). Кажется вероятным, что при исчезновении протуберанца причина, вызывавшая его появление, продолжает действовать в этом месте и поэтому через короткое время здесь снова образуется протуберанец. Было бы чрезвычайно интересно тщательно исследовать спектр такого участка поверхности Солнца в тот период, когда один протуберанец исчез, а другой еще не появился на этом месте, исследовать, не отличается ли этот участок фотосферы или хромосферы от соседних участков, например, по величине или направлению магнитного поля.

С точки зрения предложенной А. Б. Северным [6] классификации протуберанцев по преобладающему в них типу движений спокойные протуберанцы, как правило, следует отнести к протуберанцам с хаотическими, неупорядоченными движениями. Особенности движений в этих протуберанцах описаны в работе А. Б. Северного и В. Л. Хохловой [2].

На хороших фотографиях видна внутренняя структура спокойных протуберанцев. Наиболее плотные, яркие его части, большей частью непосредственно соединенные с хромосферой, составляют как бы «основу» спокойного протуберанца. Вокруг этой основы беспорядочно располагаются отдельные узлы. Сама неупорядоченность, хаотичность расположения узлов, составляющих спокойные протуберанцы, естественно наводит на мысль о турбулентности (мы исключаем из рассмотрения самые яркие образования — «корни» или «стволы», которыми протуберанец соединен с хромосферой). В указанной работе А. Б. Северного и В. Л. Хохловой показана возможность характеризовать спокойные протуберанцы как турбулентные по крайней мере с кинематической точки зрения. Однако представляется столь же вероятным, что в облаке газа, составляющем спокойный протуберанец и находящемся в турбулентном движении, будут образовываться хаотически разбросанные уплотнения (узлы). Таким образом, узлы протуберанца можно представить себе в виде свтящихся турбулентных уплотнений в сплошной массе протуберанца, а не в виде отдельных образований, разделенных чрезвычайно разреженной корональной средой. Движения таких образований должны быть сравнительно слабыми, так как основной процесс заключается в самом образовании этих уплотнений и «рассасывании» их. Типичным представителем такого рода протуберанцев является протуберанец 1 июля 1950 г. (фиг. 2): движений в протуберанце почти нет; отдельные узлы все время меняют яркость, пропадают и появляются; появляются новые узлы, старые узелки сливаются в большой или разделяются на 2—3 мелких, расплываются или разгораются. Движение обнаружено у четырех из более чем тридцати узлов. Оно носит характер очень непродолжительного и небольшого поступательного перемещения. Один узел движется сначала в одну сторону, потом обратно.

Конечно, турбулентность является далеко не единственной причиной, могущей вызывать образование узлов. Здесь могут играть значительную роль и другие факторы.

Однако, как показывают и данные наблюдений, и дальнейший наш расчет, увеличения яркости, вызванные турбулентными уплотнениями, по всей вероятности, играют заметную роль в сложном процессе образования наблюдаемых нами форм спокойных протуберанцев.

Исходя из этих представлений, будем считать, что размер узла (вернее среднее расстояние между центрами соседних узлов) — это размер характерных турбулентных вихрей, присутствующих в протуберанце, а среднее время существования узла — время перемешивания, т. е. период времени, характерный для вихрей такого масштаба.

В дальнейшем будем считать, что плотность вещества в протуберанцах $\rho = 2 \cdot 10^{-14}$ г/см³, а кинетическая температура $T = 5000^\circ$. Тогда скорость звука в этой среде $c = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{kT}{m_H}} \simeq 10$ км/сек. Спектроскопические наблюдения дают для протуберанцев турбулентные скорости также порядка 10 км/сек [7]. В этом случае число Маха примерно равно единице и с не-

которой натяжкой можно применять формулы теории турбулентности в несжимаемой жидкости. Согласно этой теории [8] флуктуации давления в турбулентной среде связаны с величиной турбулентных скоростей. В среднем для двух точек среды, находящихся на расстоянии l друг от друга, имеет место соотношение:

$$\sqrt{\Delta p_l^2} = b \rho \Delta u_l^2 \quad (1)$$

где Δp_l — разность давлений и Δu_l — разность турбулентных скоростей в этих точках. Примем, что l — среднее расстояние между центрами узлов протуберанца, а $\sqrt{\Delta u_l^2}$ имеет ту же величину, что и средние турбулентные скорости для вихрей масштаба l : $\sqrt{\Delta u_l^2} = u_l$. Так как $\rho = m_H n$ и $p = 2nkT$ (n — число атомов в 1 см^3), то

$$\sqrt{\Delta n^2} = \frac{b}{2} m_H n \frac{u^2}{kT}. \quad (2)$$

Из лабораторных опытов [8] следует, что $\frac{b}{2} \approx 1$. Величину $\sqrt{\Delta n^2}$ можно принять за меру уплотнения вещества в узлах. Если принять, что свечение в линии H_α в основном рекомбинационное, то интенсивность излучения одного кубического сантиметра вещества протуберанца будет зависеть от концентрации электронов и ионов и от температуры следующим образом:

$$I = \frac{C n_i n_e}{(kT)^{3/2}} e^{\frac{x}{kT}}, \quad (3)$$

где C — некоторый коэффициент, не зависящий от n_i , n_e и от T , T — электронная температура. Примем пока, что сжатие не вызывает повышения температуры (изотермическое сжатие). Тогда $I = D n_e n_i = D n^2$, если принять $n_e = n_i = n$.

Пренебрегая самопоглощением для интенсивности выходящего излучения, можно написать

$$I = D \int_0^L n^2 dy, \quad (4)$$

где L — толщина протуберанца по лучу зрения. Если в среднем в протуберанце вне узлов $n = n_0$, а в узле протяжением l ($l < L$) $n = n_1$, то интенсивность выходящего излучения в том месте протуберанца, где находится

узел, $I_1 = D \left(\int_0^l n_1^2 dy + \int_0^{L-l} n_0^2 dy \right)$, если считать, что проекция узла на узел мало вероятна.

Пренебрегая изменением n_0 и n_1 вдоль луча зрения, получим

$$I_1 = D [l (n_1^2 - n_0^2) + (L - l) n_0^2],$$

а вне узла

$$I_0 = DLn_0^2.$$

Отсюда $I_1 - I_0 = Dl(n_1^2 - 2n_0^2)$. Положим $\Delta n = n_1 - n_0$, тогда

$$I_1 - I_0 = Dln_0^2 \left[\left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \right)^2 - 1 \right].$$

Чтобы применить выводы теории турбулентности, мы должны вместо I_1 подставить $\bar{I}_1$, вместо I_0 взять $\bar{I}_0$, а вместо n взять $\sqrt{\Delta n^2}$. Следовательно,

$$\frac{\bar{I}_1 - \bar{I}_0}{\bar{I}_0} = \frac{l}{L} \left[\left(1 + \frac{\sqrt{\Delta n^2}}{n_0} \right)^2 - 1 \right], \quad (5)$$

и окончательно из (5) и (2) получаем

$$\frac{\bar{I}_1 - \bar{I}_0}{\bar{I}_0} = \frac{l}{L} \left[\left(1 + \frac{m_H u^2}{kT} \right)^2 - 1 \right]. \quad (6)$$

В формулу (6) входят совершенно независимо определяемые величины: с одной стороны, $\bar{I}_1$ и $\bar{I}_0$, а с другой стороны, u^2 . Множитель $\frac{l}{L}$ меньше единицы. Измерения дают указания, что $1 > \frac{l}{L} > 0.2$. Так как вообще теория турбулентности дает лишь порядковые соотношения, то неопределенность $\frac{l}{L}$ не может существенно изменить результат.

Следует рассмотреть также другой предельный случай, когда турбулентное сжатие происходит не изотермически, а адиабатически. При этом можно грубо считать, что

$$I = F \int_0^l n dy \quad \text{и} \quad \frac{\bar{I}_1 - \bar{I}_0}{\bar{I}_0} = \frac{l}{L} \frac{\Delta n}{n_0},$$

откуда

$$\frac{\bar{I}_1 - \bar{I}_0}{\bar{I}_0} = \frac{l}{L} \frac{m_H u^2}{kT}. \quad (7)$$

Следует, однако, иметь в виду, что для более плотных узлов начинает играть роль самопоглощение, которое будет сглаживать контраст между узлами и общим фоном, поэтому полученные по формулам (6) и (7) флуктуации интенсивности являются завышенными.

Чтобы получить представление о величине ожидаемого увеличения яркости в узлах протуберанца, подставим в (6) и (7) значения $u = 10$ км/сек $= 10^8$ см/сек, $\frac{l}{L} = \frac{1}{3}$ и $T = 5000^\circ$. Тогда из (6) получаем, что $\frac{\bar{I}_1}{\bar{I}_0} = 1.8$, а из (7) — $\frac{\bar{I}_1}{\bar{I}_0} = 4.5$.

Таким образом, флуктуации плотности, вызванные турбулентными движениями в спокойных протуберанцах, могут дать свечение, в несколько раз превышающее свечение общего фона протуберанца.

Как было указано выше, для экспериментальной проверки соотношения (6) или (7) необходимо независимо друг от друга определить, во-первых, отношение средней яркости узлов протуберанца к средней яркости общего фона между узлами, а во-вторых, среднюю величину турбулентной скорости в протуберанце.

Для того чтобы можно было уверенно измерять яркость в узлах, необходимо учитывать следующие требования, предъявляемые к материалу наблюдений:

1) протуберанец должен быть достаточно протяженным, чтобы узлы были не слишком мелкими;

2) протуберанец должен быть не очень компактным и не очень ярким. В противном случае узлы не будут различимы на общем фоне;

3) в протуберанце не должно быть заметных направленных потоков вещества. Потоки вещества, естественно, могут значительно исказить картину, вызываемую только одной изотропной турбулентностью.

Из имеющегося в обсерватории материала удалось отобрать только три фильма, пригодных для таких измерений: протуберанец 1 июля 1950 г. (фиг. 2), снятый А. Б. Северным, и протуберанцы 25 июля 1951 г. (фиг. 1) и 29 августа 1952 г. (фиг. 3), снятые Е. Ф. Шапошниковой.

Фотометрирование производилось при помощи шнелльфотометра Цейсса и обычной для таких случаев процедуры построения характеристической кривой и учета околосолнечного ореола. Была сделана попытка определить изменение средней яркости узлов со временем. Однако систематического хода средней яркости узлов не обнаружено. Средняя яркость узлов и фона протуберанца определялась по нескольким кадрам для каждого протуберанца. Усредненные результаты приведены в табл. 2.

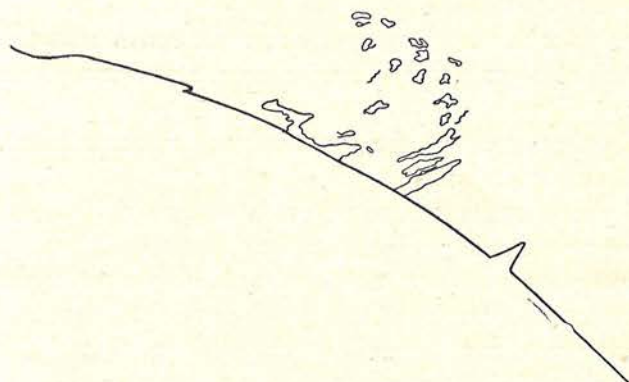
Таблица 2

Дата протуберанца	$\bar{I}_1/\bar{I}_0$ наблюденное	l , 10^3 см	t_l , 10^3 сек	u_l , 10^3 см/сек	$\bar{I}_1/\bar{I}_0$ по [6]	$\bar{I}_1/\bar{I}_0$ по [7]	$\frac{\varepsilon'}{10^4}$, эрг/г·сек	ε , эрг/см ² ·сек
1/VII 1950 г.	3.8	2.4	1.8	13.3	9.8	2.4	9.8	$2 \cdot 10^{-5}$
25/VII 1951 г.	2.0	2.0	2.5	8.0	2.8	1.5	2.0	$4 \cdot 10^{-6}$
29/VIII 1952 г.	2.0	1.1	1.6	6.9	2.2	1.4	3.0	$6 \cdot 10^{-6}$
		1.0	2.0	10.0	4.5	1.8	10.0	10^{-5}

Непосредственное определение турбулентной скорости в протуберанце представляет очень трудную задачу. Мы использовали следующее соотношение, которое существует между линейными размерами вихрей l (величина l отождествляется нами со средним расстоянием между центрами соседних узлов в протуберанце), величиной турбулентной скорости u_l и периодом времени t_l , характерным для вихрей масштаба l :

$$u_l \approx \frac{l}{t_l}. \quad (8)$$

Определение величины l не представляет особых трудностей. Труднее оценить среднее время существования узла. При помощи специальной измерительной машины кадр за кадром сравнивались и отождествлялись отдельные узлы протуберанца. На фиг. 4, 5 и 6 схематически представлено



Фиг. 4. Схема расположения узлов в протуберанце 1 июля 1950 г.

расположение узлов в исследованных протуберанцах. Для протуберанца 1 июля 1950 г. удалось проследить судьбу каждого узла в отдельности. Для двух других протуберанцев, в которых много мелких узлов и картина



Фиг. 5. Схема расположения узлов в протуберанце 25 июля 1951 г.

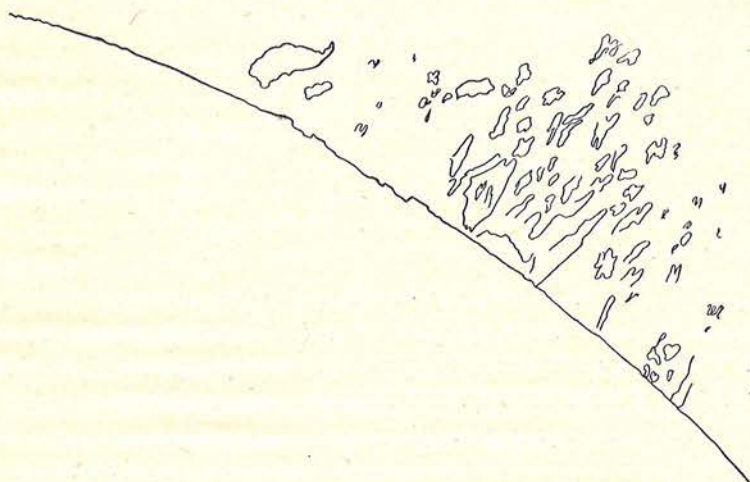
очень сложная, среднее время существования узла определено следующим образом.

На протяжении некоторого числа кадров (N) измерялось среднее число узлов в протуберанце (n_0), количество пропавших (n_1) и количество вновь появившихся узлов (n_2). Для установившегося процесса $n_1 \approx n_2$ и сред-

нее время существования узла находится из соотношения

$$\frac{N\Delta t}{t} = \frac{n_1 + n_2}{2n_0}, \quad (9)$$

где Δt — время, соответствующее промежутку между кадрами. Измерения показали, что приближенное равенство $n_1 \approx n_2$ в действительности выполняется. Среднее время существования узла определялось таким способом для нескольких интервалов времени различной длительности. Результаты не зависели от выбранного промежутка времени. Арифметическое среднее из всех полученных значений мы и считаем средним временем



Фиг. 6. Схема расположения узлов в протуберанце 29 августа 1952 г.

существования узла в данном протуберанце. Результаты измерений приведены в табл. 2. В четвертой строке приведены значения, принятые нами выше как средние для протуберанцев.

По измеренным значениям l и t определялась величина турбулентной скорости u (пятая графа, табл. 2). Значения u были подставлены в формулы (6) и (7). Результаты вычислений по (6) и (7) приведены в шестой и седьмой графах табл. 2.

Из таблицы видно, что для протуберанцев 25 июля 1951 г. и 29 августа 1952 г. получается в общем неплохое согласие между измерениями яркости и результатами вычислений по формуле (6). Для протуберанца 1 июля 1950 г., как и следовало ожидать, результат наблюдений скорее ближе к тому, что получается по формуле (7). В самом деле, в этом протуберанце турбулентные скорости большие и сжатие во флуктуациях происходит, повидимому, с заметным нагревом.

Не следует переоценивать полученные результаты. С одной стороны, определение времени существования узла производится весьма неточно. Отсюда большая неуверенность в результатах вычислений по формулам (6) и (7). Кроме того, величина $\frac{I}{L}$ взята нами при вычислении равной $\frac{1}{3}$,

что также не может быть точным. С другой стороны, вообще теория турбулентности дает не точные равенства, а лишь приближенные, по порядку величины, особенно для скоростей, близких к скорости звука. Тем не менее приведенный расчет и сравнение с наблюдениями показывают, что турбулентное движение может являться одним из основных факторов, влияющих на образование узлов спокойных протуберанцев.

Энергия, диссипируемая в турбулентном движении, берется в конечном счете от некоторого внешнего источника, поддерживающего турбулентность. Из соображений размерности [8] следует, что энергия, диссипируемая за одну секунду (в расчете на один грамм вещества), равна приблизительно

$$\varepsilon' = \frac{u^3}{l} \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}, \quad (10)$$

или в расчете на один кубический сантиметр

$$\varepsilon = \rho \varepsilon' = \frac{\rho u^3}{l} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}. \quad (11)$$

В табл. 2 (графы 8 и 9) приведены значения ε' и ε для трех исследованных протуберанцев. Энергия, диссипируемая за секунду в одном кубическом сантиметре объема протуберанца (10^{-5} эрг/см³·сек), по порядку величины сравнима с энергией, излучаемой в секунду каждым кубическим сантиметром вещества протуберанца в линии H_α. В линиях лаймановской серии излучается по крайней мере на порядок больше, так что энергия, диссипируемая в турбулентном движении, повидимому, не может играть значительной роли в общем балансе энергии в протуберанцах.

Интересно сравнить полученное значение для ε' со значением $\frac{u^3}{l}$ для других слоев солнечной атмосферы.

По данным Шварцшильда и Ричардсона [9], в фотосфере наибольшими скоростями обладают вихри размером $l \approx 1.5 \cdot 10^7$ см. В этих вихрях $u \approx 2.8 \cdot 10^5$ см/сек. Отсюда $\varepsilon' = \frac{u^3}{l} \approx 1.5 \cdot 10^9$ эрг/г·сек. В хромосфере согласно [7] и [2], $u \approx 1.5 \cdot 10^6$ см/сек; $l = 5 \cdot 10^8$ см; $\varepsilon \approx 7 \cdot 10^9$ эрг/г·сек. В протуберанцах $\varepsilon' \approx 10^9$ эрг/г·сек.

Если и в короне ε' такое же, то, принимая $u = 3 \cdot 10^6$ см/сек, получим, что для короны $l = 3 \cdot 10^{10}$ см.

Возможно, что причина такого совпадения в том, что потери энергии за счет турбулентности во внешних слоях Солнца примерно одинаковы. Это обстоятельство делает более понятной тенденцию увеличения масштаба и скоростей турбулентности в солнечной атмосфере с высотой, которую обнаружил А. Б. Северный [12]. Интересно также, что и в протуберанцах, и в короне имеет место примерное равенство плотности кинетической энергии. В протуберанцах $\rho \frac{v^2}{2} = \frac{2 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{12}}{2} \approx 10^{-2}$ эрг/см³, в короне вблизи хромосферы $\rho = 2 \cdot 10^{-15}$ г/см³

$$\rho \frac{v^2}{2} = \frac{2 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{13}}{2} \approx 10^{-2} \text{ эрг/см}^3.$$

При изучении процессов, происходящих в солнечной атмосфере, всегда следует иметь в виду, что мы имеем дело со средой, проводимость которой чрезвычайно велика. В легкоподвижной проводящей среде чрезвычайно велико значение электромагнитных взаимодействий. [Как показано Бэтчелором [10], турбулентное движение такой среды вызывает при известных условиях существенное изменение первоначально существовавшего в ней магнитного поля. Даже совсем небольшое магнитное поле становится хаотическим и беспорядочно изменяющимся с течением времени.

При этом напряженность магнитного поля может возрасти до величины [11], определяемой соотношением

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx \frac{\rho v^2}{2}, \quad (12)$$

где v — скорость наиболее энергичных турбулентных вихрей. Исходя из $v = 10^6$ см/сек и $\rho = 2 \cdot 10^{-14}$ г/см³, получим, что в протуберанцах напряженность магнитного поля имеет порядок величины $H = v \sqrt{4\pi\rho} \approx 0.6$ гаусса и может доходить до 1 гаусса и выше для плотных протуберанцев с большими турбулентными скоростями. По Бэтчелору [10], время удвоения поля можно считать равным времени перемешивания. Для крупных вихрей в протуберанцах это время, как показано выше (табл. 2), около $2 \cdot 10^3$ сек. Таким образом, если рост поля все время происходит по экспоненциальному закону, то уже за первые сутки существования протуберанца магнитное поле может увеличиться в миллиарды раз и, следовательно, очень быстро достигнуть равновесного значения, определяемого уравнением (12).

В заключение считаю своим долгом принести благодарность профессору А. Б. Северному за советы и критические замечания.

Декабрь 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Петтит. Сборник «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца». ИЛ, 1951, стр. 98.
2. А. Б. Северный, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 9, 1953.
3. А. Б. Северный, А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 45, 1950.
4. Р. Гневашева. Каталог солнечной деятельности за 1949—1951 гг. Труды ГАО, 1953.
5. M. D'Ambuja. L'Astronomie 65, 1951.
6. А. Б. Северный. Докл. АН СССР 82, 25, 1952.
7. В. П. Вязицын. Известия ГАО 17, 1, 1947.
8. А. М. Обухов. Докл. АН СССР 66, 17, 1949; А. М. Обухов, А. М. Яглом. Прикладная математика и механика, 15, 1, 1951; А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР 32, 119, 1941.
9. R. S. Richardson, M. Schwarzschild. Ap. J., 111, 351, 1950.
10. J. Batchelor. Proc. Roy. Soc. A. 201, 405, 1950.
Дж. Бэтчелор. Сборник «Проблемы космической аэродинамики», ИЛ, 1953, стр. 179.
11. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 74, 1953.
12. А. Б. Северный. Докл. АН СССР 58, 1617, 1947.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦВЕТА СОЛНЦА

Е. К. Никонова

Внеатмосферный цветовой эквивалент Солнца определен фотоэлектрически с непосредственной привязкой к ярким звездам. Наблюдения велись на корональном электрофотометре с сурьяно-цезиевым фотоумножителем.

Учет ослабления света в земной атмосфере осуществлялся как по методу Буге, так и при помощи одновременных дневных наблюдений Луны и Солнца.

Цветовой эквивалент Солнца, после приведения его к системе международных показателей цвета, оказался равным

$$C_{\odot M} = +0^m.65 \pm 0^m.05.$$

Полученный показатель цвета помещает Солнце на верхнем краю диаграммы цвет — светимость (по данным Джонсона и Моргана) или даже несколько выше нее (по данным Эггена). Во всяком случае, если справедливо разделение диаграммы цвет — светимость на две ветви, то Солнце располагается на верхней — выходящей из области субгигантов.

Вопрос о положении Солнца на диаграмме цвет — светимость имеет большое значение для космогонии. Он особенно интересен в связи с вытекающим из работы Эггена [1] разделением диаграммы цвет — светимость на отдельные ветви, одна из которых является продолжением главной последовательности звезд В — А, а другая выходит из области субгигантов. Решение вопроса о том, к какой ветви относится Солнце, требует точного определения его абсолютной величины и цвета. За последние годы неоднократно переопределялась лишь звездная величина Солнца [2, 3, 4], в то время как непосредственная привязка его цвета к звездам современными методами не производилась.

Настоящая работа ставит своей целью фотоэлектрическое определение цвета Солнца в цветовой системе ярких звезд.

Наблюдения проводились с июля по ноябрь 1953 г. в Крымской астрофизической обсерватории возле с. Партизанского. Применялся корональный электрофотометр [5], особенностью которого является возможность ослабления световых потоков от Солнца и Луны до уровня звездных световых потоков, что позволяет непосредственно осуществлять фотометрическую привязку Солнца и Луны к ярким звездам. При наблюдениях Луны применялся один каскад ослабления при помощи одного рассеивающего экрана,

а при наблюдении Солнца — два каскада и, соответственно, два рассеивающих экрана [15], стр. 86).

Описание прибора и методика работы с ним достаточно подробно излагалась ранее, и мы не будем здесь на этом останавливаться. Отметим только, что, в отличие от наших прежних исследований, светоприемником служил не обычный фотоэлемент, а сурьмяно-цезиевый фотоумножитель с полупрозрачным фотокатодом (типа ФЭУ-19). Фототок измерялся гальванометром со световым отсчетом (мультифлексом), имевшим чувствительность $7.0 \cdot 10^{-9}$ а/дел, после предварительного усиления в мостиковом усилителе постоянного тока (на лампе 6Ж8), обычно применяемого в звездной электрофотометрии [6]. Наблюдения производились через фильтры Шотта GG7 и BG12.

Список звезд, необходимых для привязки цвета Солнца к международной системе показателей цвета и определения его положения на диаграммах цвет — светимость, состоял из 20 ярких звезд, цветовые эквиваленты которых были определены либо Эггеном [1], либо Джонсоном и Морганом [7].

Для учета влияния поглощения света в земной атмосфере применялся метод выравнивания цветовых эквивалентов, неоднократно описывавшийся ранее [8, 3]. Поэтому мы, не входя в какие-либо его детали, отметим только, что стандартной звездой служила α Орла. Поправка к приближенному внеатмосферному значению ее цветового эквивалента, найденному по методу Буге, а также величина градиента для зависимости фактора ослабления от цвета звезд были определены из 37 условных уравнений, составленных на основании повторных наблюдений звезд, выполненных на различных зенитных расстояниях.

Результаты наблюдений звезд приводятся в табл. 1, где последовательно даны название звезды, цветовой эквивалент в нашей системе (C_H), число наблюдений n , средняя ошибка результата e , наш цветовой эквивалент, приведенный к международной системе показателей цвета (через систему Эггена) C_M и к цветовой системе Джонсона и Моргана C_D (см. ниже). Наконец, в последних двух графах даются цветовые эквиваленты, полученные этими последними авторами (C_M и C_D соответственно).

Чтобы определить положение Солнца на диаграммах цвет — светимость, полученных Эггеном и Джонсоном и Морганом, необходимо найти редуцированные формулы для перехода от нашей цветовой системы к системам этих авторов. Сопоставление полученных нами внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд с цветовыми эквивалентами этих же звезд, определенными Эггеном и Джонсоном и Морганом, позволило установить следующие соотношения между рассматриваемыми цветовыми системами:

$$\begin{aligned} C_M &= +0^m.40 + 1^m.05C_H \\ &\quad \pm 0^m.02 \pm 0^m.04 \\ C_D &= +0^m.47 + 1^m.14C_H \\ &\quad + 0^m.01 + 0^m.02 \end{aligned}$$

Ошибки одного представления этими формулами оказались весьма значительными; они равны соответственно $\pm 0^m.05$ и $\pm 0^m.04$. Объяснить такие расхождения недостаточной точностью сравниваемых, весьма надежных наблюдений представляется затруднительным. Причина этого еще неясна.

Таблица 1

№	Звезда	C_H	n	ε	C'_M	C'_D	C_M	C_Y
1	α And	$-0^m.54$	4	$\pm 0^m.01$	$+0^m.16$	$+0^m.14$	—	—
2	β Cas	-0.15	3	± 0.01	$+0.24$	$+0.30$	—	$+0^m.35$
3	δ Cas	-0.22	1	—	$+0.17$	$+0.22$	$+0^m.10$	$+0.14$
4	α Per	$+0.02$	5	± 0.01	$+0.42$	$+0.49$	—	$+0.48$
5	α Aur	$+0.29$	5	± 0.02	$+0.71$	$+0.90$	—	—
6	ε UMa	-0.44	5	± 0.02	-0.06	—	-0.11	-0.11
7	η UMa	-0.59	5	± 0.02	—	-0.15	—	-0.20
8	η Boo	$+0.06$	3	± 0.02	$+0.47$	$+0.54$	$+0.52$	$+0.59$
9	α Boo	$+0.63$	3	± 0.00	—	$+1.19$	—	$+1.23$
10	ε Boo	$+0.41$	5	± 0.01	$+0.83$	—	$+0.85$	—
11	α CrB	-0.42	5	± 0.01	-0.04	-0.01	-0.05	-0.02
12	α Ser	$+0.62$	5	± 0.02	$+1.06$	$+1.18$	$+1.09$	$+1.17$
13	ξ Her	$+0.15$	6	± 0.01	$+0.56$	$+0.64$	$+0.53$	$+0.64$
14	α Oph	-0.29	8	± 0.00	$+0.10$	—	$+0.18$	—
15	β Oph	$+0.61$	5	± 0.01	$+1.04$	$+1.17$	$+1.08$	$+1.16$
16	γ Dra	$+0.96$	6	± 0.01	$+1.41$	$+1.57$	$+1.42$	$+1.52$
17	α Lyr	-0.38	6	± 0.01	0.00	$+0.03$	-0.08	0.00
18	α Aql	-0.23	Стандартная		$+0.16$	$+0.21$	$+0.16$	$+0.23$
19	ε Cyg	$+0.50$	1	—	$+0.92$	$+1.04$	$+0.89$	$+1.03$
20	η Peg	$+0.30$	6	± 0.01	$+0.72$	$+0.92$	$+0.78$	$+0.84$
21	α Ari	$+0.64$	3	—	—	$+1.20$	—	$+1.16$

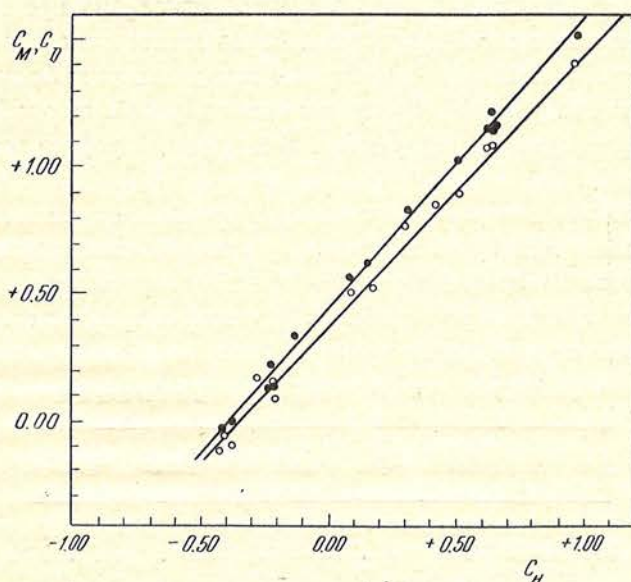
Соотношение между системами иллюстрируется фиг. 1. Уместно будет напомнить, что цветовые эквиваленты Эггена приведены к международной системе показателей цвета через посредство Полярного ряда и его систему (C_M) можно считать практически совпадающей с международной. Джонсон и Морган строили свою особую систему [обозначенную ими как (B — V)], исходя из следующего ее определения: показатель цвета двух не отягощенных поглощением в межзвездной среде звезд A0 (главной последовательности) принимается равным $0^m.00$, а цветовое уравнение (разность показателей цвета звезд главной последовательности K0 — A0) — $1^m.00$. Система Джонсона и Моргана несколько отличается поэтому от принятой международной системы.

Одновременно со звездами наблюдалась Луна, световой поток от которой ослаблялся, как уже говорилось выше, до величины, сравнимой со звездами. Наблюдения Луны и их обработка ничем не отличались от таковых для звезд; Луна просто наблюдалась, как одна из них. Всего было

получено 15 наблюдений Луны. Цветовой эквивалент Луны, после внесения поправки за избирательность рассеивающего экрана, при помощи которого ослаблялся световой поток (см. ниже), оказался равным:

$$C_{\text{лн}} = +0.^m39 \pm 0.^m00.$$

Применение рассеивающих баритовых экранов требует исследования их селективности. Такое исследование можно провести, если поочередно наблюдать Солнце через один и два экрана. Но для этого надо иметь возмож-



Фиг. 1. Графическое сопоставление наблюдаемых цветовых эквивалентов звезд с наблюдениями Эггена, Джонсона и Моргана:

● — Джонсон и Морган (C_D); ○ — Эгген (C_M)

ность понижать чувствительность фотометра на 12—13 звездных величин. Фотоумножитель не допускает перегрузки его светом (когда он находится под полным напряжением). Поэтому недопустимо менять в нужной степени чувствительность измеряющей аппаратуры (например, величину входного сопротивления усилителя).

Мы пошли на изменение внутреннего, вторично-электронного усиления фотоумножителя. Для этого мы сохраняли нормальное напряжение только на первых пяти вторично-электронных эмиттерах, а все остальные соединяли накоротко между собой и присоединяли к аноду. Такой режим работы обеспечивал необходимое понижение чувствительности фотоумножителя и позволял использовать его для измерения сравнительно больших световых потоков.

Исследование экранов, проводившееся в течение ряда дней при безупречной ясной погоде, показало, что они несколько «желтят». Из 20 наблюдений, выполненных для каждого экрана, были найдены следующие

поправки, которые надо вносить в наблюдения, чтобы учесть влияние селективности экранов:

$$\text{Экран I: } \Delta C_I = -0^m.031 \pm 0^m.003;$$

$$\text{Экран II: } \Delta C_{II} = -0^m.027 \pm 0^m.003.$$

Оба экрана оказались практически одинаковыми. И знак, и величина найденных поправок хорошо согласуются с определениями, выполненными для этих экранов в свое время [5].

Точный учет ослабления света в земной атмосфере при наблюдениях Солнца представляет собой трудности. Здесь может идти речь либо о применении метода Буге, либо об одновременных дневных наблюдениях Солнца и Луны, когда последняя служит «стандартной звездой» для определения прозрачности атмосферы [3]. В настоящей работе мы применили оба эти способа.

Применение метода Буге всегда таит в себе опасность внесения систематических ошибок при существовании суточного хода прозрачности атмосферы, даже если наблюдения ведутся по обе стороны от меридиана [8]. Кроме того, этот метод чрезвычайно трудоемок и требует совершенно ясной, устойчивой погоды в течение всего дня.

Таблица 2

Дата наблюдения	$C_{\odot H}$	Дата наблюдения	$C_{\odot H}$
29/VIII 1953 г.	$+0^m.34$	24/IX 1953 г.	$+0^m.34$
4/IX 1953 г.	$+0.29$	25/IX 1953 г.	$+0.33$
5/IX 1953 г.	$+0.33$	30/IX 1953 г.	$+0.28$
10/IX 1953 г.	$+0.34$	1/X 1953 г.	$+0.31$
11/IX 1953 г.	$+0.31$	2/X 1953 г.	$+0.31$

$$\text{Среднее. . . } C_{\odot H} = +0^m.32 \pm 0^m.01$$

Мы смогли провести наблюдения Солнца по методу Буге для десяти дней. Результаты этих наблюдений приведены в табл. 2. Наблюдения и их обработка велись совершенно аналогично нашим наблюдениям при определении звездной величины Солнца в 1946 г. ([3], стр. 135).

Табл. 2 показывает весьма удовлетворительную (для метода Буге) внутреннюю сходимость внеатмосферных цветовых эквивалентов Солнца.

Среднее значение для внеатмосферного цветового эквивалента Солнца, определенного методом Буге, получилось равным (в нашей цветовой системе):

$$C_{\odot H} = +0^m.26 \pm 0^m.01.$$

В это значение уже введены поправки за влияние рассеивающих экранов.

Нами были проведены также определения дневной прозрачности по наблюдениям Луны, когда ее и Солнце можно было наблюдать одно-

временно. В этом случае Луна, как уже указывалось выше, используется как стандартная звезда, а внеатмосферный цветовой эквивалент Солнца определяется аналогично тому, как это обычно делается для звезд. Однако наблюдения Луны днем сильно затруднены из-за того, что ее поверхностная яркость лишь незначительно превышает яркость фона неба. Поэтому приходится компенсировать электрическим путем эффект от фона неба на входе усилителя. Метод такой компенсации уже был описан нами ранее [3] и мы не будем здесь на нем останавливаться. Укажем только, что для введения и выведения Луны из диафрагмы по альмукантарату нами было предусмотрено специальное приспособление на штативе коронального электрофотометра. При переходе от одного фильтра к другому процедуру компенсации приходилось повторять заново, так как разность отбросов гальванометра на фоне, для разных фильтров, была слишком велика.

Наблюдались по очереди заходящая Луна (около последней четверти) и восходящее Солнце, причем всегда на значительных зенитных расстояниях, что вызывало весьма сильные флуктуации отброса гальванометра. Компенсация фона неба в обоих фильтрах и перестановка фотоумножителя из одного (солнечного) положения в другое (лунное) и обратно занимали много времени. Все эти причины не давали возможности провести большие ряды наблюдений и поэтому дневная прозрачность определялась лишь по двум-трем наблюдениям Луны.

Полученные результаты определения внеатмосферной величины Солнца при помощи дневных наблюдений Луны приведены в табл. 3. Сходимость наблюдений в этой таблице несколько хуже, чем в табл. 2. Особенно отскакивают наблюдения 29 сентября. Возможно, что здесь сказалась неравномерная прозрачность атмосферы в этот день (азимутальный эффект). Если не принимать два эти наблюдения во внимание, то полученное среднее с точностью до одной сотой (т. е. с точностью до ошибки определения) совпадает со средним значением, полученным по методу Буге. Мы не стали, однако, выбрасывать какие-либо наблюдения и получили как среднее для определений по Луне (с учетом влияния селективности экранов):

$$C_{\odot H} = +0^m.22 \pm 0^m.02.$$

Беря простое среднее из результатов, полученных двумя независимыми методами, получаем следующее значение для внеатмосферного цветового эквивалента Солнца в нашей системе

$$C_{\odot H} = +0^m.24 \pm 0^m.02.$$

Приводя это значение к международной системе показателей цвета (системе Эггена), имеем

Таблица 3

Дата наблюдения	$C_{\odot H}$
31/VIII 1953 г.	$+0^m.33$
31/VIII 1953 г.	$+0 .34$
29/IX 1953 г.	$+0 .21$
29/IX 1953 г.	$+0 .24$
29/X 1953 г.	$+0 .29$
	$+0 .28$

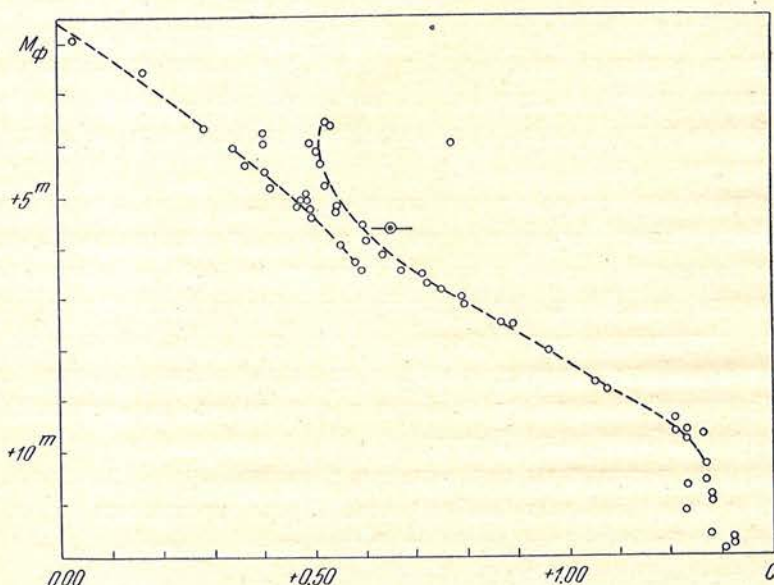
$$\begin{aligned} \text{Среднее} \dots C_{\odot H} = \\ = +0^m.28 \pm 0^m.02 \end{aligned}$$

$$C_{\odot} = +0^m.65 \pm 0^m.05.$$

Приведение к системе Джонсона — Моргана дает

$$C_{\odot D} = +0^m.74 \pm 0^m.04.$$

Вспоминая, что согласно нашим определениям [3] абсолютная международная фотовизуальная величина Солнца равна $+4.^m88$, находим для фотографической международной его величины значение $+5.^m53$.



Фиг. 2. Положение Солнца на диаграмме цвет—светимость Эггена

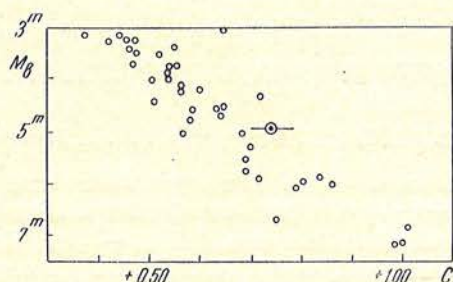
Полученный показатель цвета Солнца кажется несколько завышенным для его спектрального типа (G4); он соответствует звезде G8 главной последовательности ([7], табл. 14).

Теперь мы имеем все необходимые данные для рассмотрения положения Солнца на диаграмме цвет — светимость. Можно воспользоваться для этого двумя диаграммами, построенными Эггеном [4] и Джонсоном и Морганом [7]. Первый строил ее для фотовизуальных абсолютных величин, а второе — для фотографических.

На фиг. 2 приведена диаграмма Эггена с нанесенным на ней положением Солнца по нашим наблюдениям (⊙). Горизонтальная черта соответствует ошибке определения показателя цвета, в основном обусловленной ошибкой редукции при переходе к системе международных показателей цвета. По нашим данным, Солнце располагается правее и выше последовательности, выходящей из области субгигантов.

Фиг. 3 дает часть диаграммы цвет — светимость Моргана и Джонсона для близких к Солнцу звезд. Эта диаграмма показывает гораздо больший разброс точек, несмотря на весьма большую точность на-

блюдений этих авторов, подтвержденную специальными контрольными наблюдениями Хилтнера. Здесь Солнце оказывается лежащим на верхнем краю последовательности в ее пределах. Интересно, что диаграмма Джонсона и Моргана совсем не показывает деления на ветви. Причина расхождения в полученных различными авторами диаграммах цвет — светимость остается пока еще неясной. Здесь необходимы дополнительные, весьма тщательные, определения цветов и величин звезд с хорошо определенными расстояниями.



Фиг. 3. Положение Солнца на диаграмме цвет — светимость Джонсона и Моргана

Что же касается вопроса о положении Солнца на диаграмме цвет — светимость, то нам кажется возможным утверждать, что в случае справедливости деления рассматриваемой диаграммы на две ветви оно безусловно лежит на той, которая выходит из области субгигантов.

В заключение приношу искреннюю благодарность мл. научн. сотр. обсерватории Д. Н. Рачковскому за его большую помощь в проведении наблюдений и их обработке.

Декабрь 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. O. Eggen. Ap. J. 112, 141, 1950.
2. W. Calder. Harv. Ann. 105, 445, 1938.
3. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 114, 1949.
4. З. В. Карягина. Автореферат диссертации. Алма-Ата, 1947.
5. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 1, ч. 1, 83, 1947.
6. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 41, 1952.
7. H. Johnson, W. Morgan. Ap. J. 117, 313, 1953.
8. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуман. обсерв., № 14, 1953.

О НАЛИЧИИ ПЫЛИ И ГАЗА В ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер

§ 1. При помощи камеры 640 мм ($F:1.4$) в комбинации с красным и желтым фильтром получены фотографии 4 планетарных, 20 эмиссионных (E), 18 отражательных (C) и 3 туманностей смешанного типа ($E + C$). Для туманностей E , $E + C$ и планетарных результаты измерения поверхностных яркостей m_r и m_g с квадратной минуты, а также редуцированные значения m_α (для H_α) и m_v (освобожденные от влияния H_α) представлены в табл. 1 и 2. Результаты измерений m_v для туманностей C для разных расстояний от звезды представлены в табл. 3.

§ 2. Получены формулы (2) и (9) для яркости сферической отражательной туманности со звездой в центре, а также формула (13) для отношения яркости отражательной и эмиссионной туманности.

§ 3. Наблюдаемый градиент яркости в отражательных туманностях, повидимому, меньше, чем дает формула (2). Возможно, что в распределении яркости в маленьких туманностях большую роль играет диффракция света звезды («диффракционная корона»).

§ 4. Сопоставление m_α и m_v для эмиссионных диффузных и планетарных туманностей (фиг. 4) дает для более ярких туманностей линейную зависимость $m_v = m_\alpha + 2.79 \pm 0.09$ (15). Последнее доказывает, что довольно сильный непрерывный спектр в эмиссионных туманностях обязан в основном атомному процессу—двухфотонному излучению с метастабильного уровня $2S$ ($2S - 1S$). Сравнение ярких и слабых частей в пределах отдельных туманностей (фиг. 5) в общем находится в согласии с (15). Соотношение (15) также правильно предсказывает порядок наблюдаемой интенсивности непрерывного излучения в синей части спектра планетарных туманностей ($10^{-2} H_\beta/\text{\AA}$).

§ 5. Большей частью яркость эмиссионных туманностей (E) на несколько величин превышает яркость отражательных туманностей C (табл. 1 и 2), и это объясняет, почему соблюдается линейная зависимость (15) между m_α и m_v в более ярких эмиссионных туманностях, если даже там имеется пылевая компонента. Действительно, для более слабых эмиссионных туманностей на фиг. 4, в которых интенсивности непрерывного излучения, обязанного пыли и двухфотонному излучению, делаются сравнимыми, мы имеем систематическое отклонение от прямой (15)—результат влияния пылевой компоненты.

§ 6. Для выявления эмиссионной характеристики в туманностях, освещаемых звездами B2—B5, плотность газа должна превышать $30 - 50 \text{ см}^{-3}$, что значительно больше средней плотности газа в эмиссионных туманностях, ассоциированных со звездами O—B0. Поэтому отсутствие эмиссионной характеристики в отражательных туманностях еще не говорит против наличия в них газа с плотностью $< 25 \text{ см}^{-3}$ (в Плеядах $< 15 \text{ см}^{-3}$). В трех туманностях $E + C$ (табл. 2 и фиг. 4), освещаемых звездами B2—B5, мы имеем плотность газа $n > 60 \text{ см}^{-3}$ и наряду с этим весьма значительную пылевую компоненту.

§ 7. Нельзя провести грань между эмиссионными и отражательными туманностями, но и нельзя говорить в настоящее время о единстве их природы. В действительности имеет место весьма сложная и разнообразная картина взаимоотношения газа и пыли в эмиссионных и отражательных туманностях: от полного перемешивания газа и пыли и внедрения темной материи в эмиссионные туманности до расположения рядом больших масс газовой и пылевой материи или даже, возможно, отдельного существования газовых и пылевых туманностей. Хотя в основном видимые различия между эмиссионными и отражательными туманностями как будто и можно объяснить (за исключением некоторых невязок) различием температур и абсолютных величин возбуждающих звезд, но, повидимому, здесь играют роль и другие факторы, обусловленные природой взаимосвязи туманностей и звезд.

Вопрос о непрерывном излучении диффузных туманностей связан с рядом важных проблем. В этой статье мы хотели бы рассмотреть связанные с этим вопросом следующие проблемы:

1. О механизме, ответственном за образование непрерывного спектра в диффузных туманностях.

2. О наличии пыли в эмиссионных туманностях, с одной стороны, и газа в отражательных туманностях — с другой.

3. В какой степени эмиссионные и отражательные туманности можно считать одинаковыми или различными по своей природе.

Все эти вопросы, очевидно, тесно связаны между собою, а также с проблемой взаимодействия газа и пыли.

Работа базируется на довольно обширном наблюдательном материале.

Проблема интенсивности туманностей в лучах H_α и в непрерывном спектре рассмотрена также в теоретическом аспекте.

§ 1. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Фотографирование туманностей производилось при помощи светосильной 640-мм камеры $F: 1.4$ с двумя фильтрами: КС5 на пластинках Истмэн Кодак 103aE (область 6300—6600 Å, эффективная ширина $\Delta\lambda = 240\text{Å}$) и с желтым фильтром типа OG1 на Agfa Astro Platten Panchromatisch (область 5200—6600Å). Снимки привязывались к внефокальным изображениям полярной области и в редких случаях — Плеяд и, кроме того, стандартизовались лабораторным трубочным стандартизатором.

Для каждой туманности было измерено (при помощи фотоэлектрического микрофотометра Цейсса) от 4 до 10 пластинок, полученных с красным и желтым фильтрами. Всего измерено 125 пластинок. Определение яркости слабых туманностей, часто составляющих только 10—20% от яркости фона неба, довольно сложно и неуверенно. Большое внимание обращалось на учет различия фона на пластинках с туманностью и полярной областью.

В каждой туманности измерялось несколько десятков точек, одних и тех же на всех фотографиях, и получались красные (m_r) и желтые (m_g) звездные величины с 1 квадратной минуты. Поверхностная яркость планетарных туманностей получена по внефокальным снимкам с редукцией за размер по данным, приведенным в каталоге Б. А. Воронцова-Вельяминова [1]. Результаты по отдельным пластинкам сходятся в пределах

Эмиссионные туманности

Туманность	m_r	m_g	m_z	m_v	$m_z - m_v$	n	Примечание
NGC 281	$\begin{cases} 10^m .8 \\ 10 .4 \end{cases}$	$\begin{cases} 13^m .0 \\ 12 .7 \end{cases}$	$\begin{cases} 10^m .8 \\ 10 .5 \end{cases}$	$\begin{cases} 13^m .5 \\ 13 .3 \end{cases}$	$\begin{cases} -2^m .7 \\ -2 .8 \end{cases}$	$\begin{cases} 37 \\ 8 \end{cases}$	Центральная часть туманности
IC 1795	10 .7	12 .8	10 .8	13 .3	-2 .5	12	
IC 1805	11 .1	13 .0	11 .2	13 .5	-2 .3	15	
S 3	11 .4	13 .4	11 .5	13 .8	-2 .3	19	
NGC 1499	11 .0	13 .0	11 .1	13 .4	-2 .3	28	
NGC 1579	11 .3	12 .9	11 .5	13 .2	-1 .7	9	
NGC 1976	$\begin{cases} 5 .8 \\ 3 .7 \end{cases}$	$\begin{cases} 8 .2 \\ 6 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 5 .8 \\ 3 .7 \end{cases}$	$\begin{cases} 9 .0 \\ 6 .8 \end{cases}$	$\begin{cases} -3 .2 \\ -3 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 27 \\ 7 \end{cases}$	Центральная часть туманности
NGC 1982	6 .5	8 .8	6 .6	9 .4	-2 .8	6	
IC 432	12 .0	13 .7	12 .2	14 .1	-1 .9	4	Центральная звезда HD 37776 (B2), возможно, что возбуждающей звездой следует считать ϵ Ориона
IC 434	10 .7	13 .2	10 .8	14 .0	-3 .2	6	
NGC 2024	9 .9	11 .9	10 .9	12 .2	-2 .2	7	
NGC 6514	$\begin{cases} 8 .7 \\ 8 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 10 .7 \\ 10 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 8 .8 \\ 8 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 11 .2 \\ 10 .7 \end{cases}$	$\begin{cases} -2 .4 \\ -2 .7 \end{cases}$	$\begin{cases} 67 \\ 8 \end{cases}$	Центральная часть туманности
NGC 6523	$\begin{cases} 8 .1 \\ 7 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 10 .5 \\ 9 .6 \end{cases}$	$\begin{cases} 8 .2 \\ 7 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 11 .3 \\ 10 .6 \end{cases}$	$\begin{cases} -3 .1 \\ -3 .6 \end{cases}$	$\begin{cases} 49 \\ 7 \end{cases}$	Центральная часть туманности
NGC 6572	3 .6	5 .7	3 .7	6 .2	-2 .5		Планетарная туманность
NGC 6611	$\begin{cases} 9 .2 \\ 9 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 11 .4 \\ 11 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 9 .3 \\ 9 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 12 .0 \\ 11 .6 \end{cases}$	$\begin{cases} -2 .7 \\ -2 .5 \end{cases}$	$\begin{cases} 26 \\ 9 \end{cases}$	Центральная часть туманности
NGC 6618	$\begin{cases} 8 .1 \\ 7 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 10 .2 \\ 9 .2 \end{cases}$	$\begin{cases} 8 .2 \\ 7 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 10 .6 \\ 9 .8 \end{cases}$	$\begin{cases} -2 .4 \\ -2 .7 \end{cases}$	$\begin{cases} 30 \\ 10 \end{cases}$	
NGC 6891	5 .9	8 .0	6 .1	8 .5	-2 .4		Планетарная туманность
IC 4997 *					-2 .8		» »
IC 1318 (b)	10 .5	12 .7	10 .6	13 .3	-2 .7	10	Туманность к NE от γ Лебеда
IC 1318 (c)	10 .4	12 .7	10 .5	13 .3	-2 .8	10	Туманность к E от γ Лебеда
IC 5070	11 .5	13 .3	11 .7	13 .6	-1 .9	7	
NGC 7000	$\begin{cases} 10 .9 \\ 11 .1 \end{cases}$	$\begin{cases} 12 .9 \\ 12 .9 \end{cases}$	$\begin{cases} 11 .1 \\ 11 .3 \end{cases}$	$\begin{cases} 13 .4 \\ 13 .2 \end{cases}$	$\begin{cases} -2 .3 \\ -1 .9 \end{cases}$	$\begin{cases} 43 \\ 9 \end{cases}$	Центральная часть вблизи возбуждающей звезды
NGC 7027	3 .6	5 .9	3 .7	6 .6	-2 .9		Планетарная туманность
IC 5146	$\begin{cases} 10 .7 \\ 10 .4 \end{cases}$	$\begin{cases} 13 .1 \\ 12 .8 \end{cases}$	$\begin{cases} 10 .7 \\ 10 .5 \end{cases}$	$\begin{cases} 13 .8 \\ 13 .5 \end{cases}$	$\begin{cases} -3 .1 \\ -3 .0 \end{cases}$	$\begin{cases} 6 \\ 3 \end{cases}$	Центральная часть туманности

* Размер диска туманности точно неизвестен, поэтому нельзя привести измеренную яркость к одной квадратной минуте. Интегральные величины равны соответственно: 8.7, 11.0, 8.8 и 11.6.

$0^m.1-0^m.2$. Чтобы перевести m_r и m_g в m_α и m_v , нужно освободить красную величину от влияния непрерывного спектра туманности, а желтую — от влияния H_α , которая вносит некоторую долю в изображение туманности на пластинках Astro Panchromatisch, т. е. нужно найти поправки Δm_r и Δm_g , очевидно зависящие от $m_r - m_g$. Для вычисления соответствующих поправок был предварительно построен график, аналогичный фиг. 4, но по аргументам m_r и m_g . Из прямолинейной части была определена средняя величина $m_r - m_g$ для эмиссионной туманности. Далее, были измерены специально полученные с одинаковыми экспозициями пары снимков нескольких ярких туманностей на пластинках Astro Panchromatisch с желтым фильтром и фильтром КС5. Отношение интенсивностей изображения туманностей позволило установить влияние H_α на желтый снимок «стандартной» газовой туманности. Как показывает расчет А. Я. Кишера [2], распределение энергии в непрерывном спектре газовых туманностей близко к звезде А0. Распределение энергии в свете, отраженном пылевыми частицами, с достаточной для нашей задачи точностью также можно принять совпадающим с А0. Поэтому мы предположили, что спектр всех туманностей, содержащих H_α , можно представить как «стандартный» спектр чисто газовой туманности, в котором непрерывное излучение усилено (в случае влияния пыли) или относительно ослаблено (влияние линий [NII]) в какое-то число раз. В этом предположении были вычислены значения $m_r - m_g$, Δm_r и Δm_g для различных отклонений от стандартного спектра. Путем сопоставления этих трех величин для одного и того же отклонения была построена графически зависимость Δm_r и Δm_g от $m_r - m_g$, которая позволила в каждом случае ввести соответствующие редукции.

В табл. 1 даны для всех измеренных эмиссионных туманностей, 20 диффузных и 4 планетарных, средние поверхностные яркости с красным и желтым фильтрами, привязанные к красной и фотовизуальной шкалам полярной последовательности m_r и m_g , их редуцированные значения m_α и m_v , разности $m_\alpha - m_v$ и число измеренных точек. Для туманностей большого размера даются также отдельно значения для наиболее яркой центральной части.

Т а б л и ц а 2

Туманности со смешанным спектром

Туманность	m_r	m_g	m_α	m_v	$m_\alpha - m_v$	n	Примечание
NGC 1977	$10^m.1$	$11^m.2$	$10^m.5$	$11^m.3$	$-0^m.8$	29	Центральная область туман- ности
NGC 2023	$10 .8$	$11 .6$	$11 .6$	$11 .7$	$-0 .1$	4	
NGC 7023	$10 .5$	$11 .5$	$11 .0$	$11 .5$	$-0 .5$	2	

Табл. 2 содержит те же данные для туманностей со смешанным спектром: NGC 1977, 2023, 7023. Последняя туманность состоит из пылевого

Отражательные туманности

Туманность	m _v	n	Яркость на расстоянии (в парсеках) от освещающей звезды											
			0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
NGC 1333	12 ^m .8	7	12 ^m .2	12 ^m .7	12 ^m .2	12 ^m .4	12 ^m .6	12 ^m .6	12 ^m .8					
IC 348	12 .2	7												
Электра	12 .7	2	11 .3	12 ^m .2										
Майя	11 .8	7												
Меропс	12 .4	10	12 .3											
NGC 1788	12 .6	10												
NGC 1977	11 .2	25	10 .7	11 .0		11 .2	11 .2	11 .3	11 .3	11 ^m .3				
NGC 2023	11 .6	4	11 .5	11 .7										
IC 435	13 .9	4		13 .7		13 .8	14 .0	14 .1						
NGC 2068	11 .3	11		10 .6		10 .8	11 .0	11 .3	11 .5	11 .7				
NGC 2071	11 .6	5	11 .6											
IC 446	12 .9	3				12 .7	12 .8	13 .0	13 .1					
IC 447 (2169)	14 .0	22												
NGC 2245	11 .0	5		11 .0										
NGC 2247	13 .2	3				12 .9	13 .3	13 .7						
NGC 6514*	11 .3	17		11 .0		11 .1	11 .2	11 .3	11 .3	11 .3	11 ^m .3	11 ^m .4	11 ^m .5	
NGC 7023	13 .1	8		13 .1		13 .2								
NGC 7129	12 .5	10	11 .6	11 .9	12 .1	12 .3	12 .5	12 .7	12 .9	13 .1	13 .3			

* Пылевая N-часть туманности [3].

кольца, окружающего преимущественно эмиссионную центральную область.

Данные для 18 отражательных туманностей собраны в табл. 3. Дана средняя поверхностная яркость туманности с желтым фильтром и величины поверхностной яркости на различных расстояниях от освещающей звезды (через 0.1 парсека).

В средние значения поверхностной яркости в табл. 1—3 не вошли наиболее слабые части туманностей.

Измерения на микрофотометре были выполнены Л. П. Метик, М. И. Сигал, Е. И. Иосько, Р. Н. Ихсановым и О. П. Голландским.

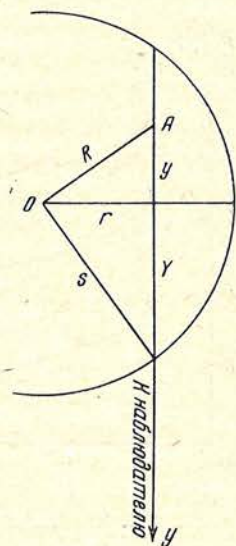
§ 2. РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНОРОДНОЙ ПЫЛЕВОЙ И ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ

Теоретическое сравнение яркости отражательных и эмиссионных туманностей до последнего времени обычно сводилось к сравнению ультрафиолетового и видимого излучения освещающих звезд, объясняющему резкое разделение диффузных туманностей на отражательные и эмиссионные при освещении их звездами более поздними и более ранними, чем В1. Недавно Г. А. Гурзаян [4] несколько рафинировал подобный расчет, введя оптическую толщину туманности и некоторые другие постоянные. Однако при таком подходе к задаче теряются некоторые характерные особенности, например, такой важный факт, что яркость пылевой туманности довольно быстро падает с удалением от звезды, а яркость эмиссионной туманности в пределах зоны III зависит только от распределения газа в пространстве, так что отношение яркости отраженного света и эмиссии существенно зависит от расстояния до звезды. Не учитывается при этом также влияние различной плотности газа, очень важный фактор в этой проблеме.

Поэтому мы дадим более строгое решение как для отраженного, так и для эмиссионного излучения однородной сферической туманности с возбуждающей звездой, расположенной в центре. На 1 см^2 в точке А туманности радиуса s (фиг. 1) падает энергия (на единицу длин волн)

$$E_{\lambda} = \frac{\pi r_*^2}{R^2} B_{\lambda}(T) e^{-kR}, \quad (1)$$

где r_* — радиус звезды, $B_{\lambda}(T)$ — интенсивность излучения, обычно описываемая формулой Планка, k — коэффициент поглощения в туманности, рассчитанный на 1 см . Примем, что рассеяние в туманности имеет изотропный характер. Это приближение весьма грубо; им не учитываются эффект фазы для крупных частиц и, главное, дифракция на мелких



Фиг. 1.

частицах, дающих основную часть рассеянного света. Последний эффект еще сильнее увеличит концентрацию яркости к звезде, как у фраунгоферовой составляющей свечения солнечной короны. Однако результат сильно зависит от положения звезды в туманности.

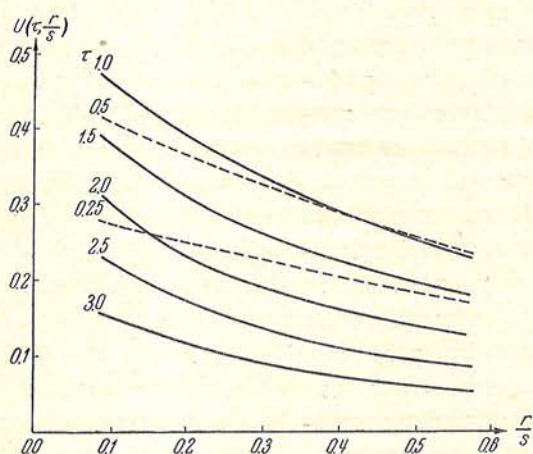
При статистической обработке материала лучше принять рассеяние изотропным. В один стерадиан в этом случае рассеивается доля $\frac{1}{4\pi}\alpha k$, где α —альбеда пылинок (но не туманности в целом). Интегрируя излучение вдоль луча зрения, получим интенсивность выходящего излучения

$$I_{\lambda} = \int_{-Y}^Y E_{\lambda} \alpha k \frac{1}{4\pi} e^{-k(Y+Y)} dy = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{rs} r_*^2 B_{\lambda}(T) U\left(\tau, \frac{r}{s}\right), \quad (2)$$

где функция

$$U\left(\tau, \frac{r}{s}\right) = \frac{r\tau}{2} \int_{-Y}^Y \frac{e^{-k(R+Y+Y)}}{R^2} dy \quad (3)$$

представлена графически на фиг. 2 для различных τ от 0.25 до 3.0.



Фиг. 2. Значения функции $U\left(\tau, \frac{r}{s}\right)$ для различных τ

Оптическая толщина туманности до звезды $\tau = ks$ может быть оценена практически по покраснению звезды, с учетом общего галактического поглощения. $U\left(\tau, \frac{r}{s}\right)$ довольно слабо зависит от τ при $0.3 < \tau < 1.5$ и почти не зависит от τ при $0.5 < \tau < 1$. Это значит, что в данном интервале τ яркость туманности почти не зависит от концентрации пыли. Зависимость $U\left(\tau, \frac{r}{s}\right)$ от $\frac{r}{s}$ очень близка к $\left(\frac{r}{s}\right)^{-\frac{1}{2}}$. Следует отметить, что

по (2) падение яркости пропорционально $r^{-\frac{3}{2}}$, а не r^{-2} , как иногда принимается. Иногда яркость пылевой туманности выражают в долях яркости листа

белой бумаги, помещенного на данном расстоянии от звезды $I_{\lambda B} = \frac{r_*^2}{r^2} B_{\lambda}(T)$.

Так, согласно Герцшпрунгу [5], яркость туманностей вокруг звезд Плеяд составляет около 4% яркости белой бумаги. Герцшпрунг считает, что это число, разделенное на альбеда, выражает долю перехваченного света, или оптическую толщину туманности. Согласно (2)

$$\frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda B}} = \frac{\alpha}{2} \frac{r}{s} U\left(\tau, \frac{r}{s}\right). \quad (4)$$

По Бинендайку [6], для звезд Плеяд $A_{pg} \approx 1^m.1 - 1^m.3$; почти все это поглощение должно производиться в туманности, так как расстояние до нее — порядка 100 пс, и можно принять τ равной единице. Пыль окутывает почти все скопление, поэтому $\frac{r}{s} \approx 0.05 - 0.1$. Полагая $\alpha = 0.3$, находим при помощи (4) и фиг. 2, что $I_\lambda/I_{\lambda B} \approx 0.05$, что близко к данным Герцшпрунга. Следовательно, низкая яркость пылевой туманности не говорит о ее малой оптической толщине.

Проверим, удовлетворяет ли (2) соотношению Хаббла

$$m_* + 5 \lg \frac{a}{\Delta} = C, \quad (5)$$

где m_* — звездная величина освещающей звезды, Δ — расстояние от звезды до наблюдателя, $\frac{a}{\Delta}$ — видимый угловой размер туманности, определяемый предельно слабой яркостью, которую мы можем различить на фоне неба. Эта величина для отражательных туманностей не зависит от свойств инструмента (при достаточной экспозиции), а только от контрастности пластинок (в данной спектральной области). Обозначим яркость, соответствующую расстоянию a , через I_1 . Тогда из (2) можно получить

$$5 \lg a = \frac{10}{3} \lg \frac{\alpha^1}{2s^{1/2}} \frac{1}{I_1} + \frac{10}{3} \lg [r_*^2 B_\lambda(T)] + \frac{10}{3} \lg \left[\left(\frac{a}{s} \right)^{1/2} U \left(\tau, \frac{a}{s} \right) \right], \quad (6)$$

где выражение в квадратных скобках практически не зависит от $\frac{a}{s}$ и слабо зависит от τ в довольно широких пределах. Второй член правой части с точностью до постоянного слагаемого равен $-\frac{4}{3}M$, где M — абсолютная звездная величина освещающей звезды. Вычитая из (6) известное выражение

$$5 \lg \Delta = m_* - M + 5 - A_\lambda, \quad (7)$$

где A_λ — поглощение света звезды в туманности, находим после некоторых преобразований

$$m_* + 5 \lg \frac{a}{\Delta} = \frac{10}{3} \lg \left\{ \frac{\alpha^1}{2s^{1/2}} \frac{1}{I_1} \left[\left(\frac{a}{s} \right)^{1/2} U \left(\tau, \frac{a}{s} \right) \right] \right\} - \frac{1}{3}M + A_\lambda + \text{const.} \quad (8)$$

Поглощение в межзвездном пространстве учитывать не будем, так как оно одинаково влияет на туманность и на звезду и в окончательное выражение войдет с коэффициентом $\frac{1}{3}$, что при небольших расстояниях пылевых туманностей составит небольшую величину. Изменения s и A_λ , связанные прямой зависимостью, также частично компенсируют друг друга. В общем можно сказать, что если $0.3 < \tau < 1.5$ и абсолютная величина освещающих звезд не очень различна, то (8) не противоречит (5). В то же время соотношение Хаббла показывает, что τ , s , M , a в отдельных туманностях не очень сильно различаются.

Для сравнения с наблюдениями удобнее преобразовать (2) так, чтобы в левой части иметь разность звездных величин туманности (с 1 кв. минуты) и звезды

$$m - m_* = 2.5 \lg 2\pi - 2.5 \lg \alpha U \left(\tau, \frac{r}{s} \right) + 2.5 \lg r's' - A_\lambda, \quad (9)$$

где r' и s' выражены в минутах дуги и A_λ — поглощение в туманности. Последнее зависит от положения звезды.

Пользуясь методом, аналогичным примененному выше, можно показать, что если звезда находится впереди или позади плоской туманности, то яркость последней меньше (при изотропном рассеянии), чем если бы звезда находилась в самой туманности.

Что касается яркости эмиссионного излучения туманности, например в линии H_α , то она равна, как известно

$$I_\alpha = \frac{1}{4\pi} \int n^2 \psi_\alpha(T_e) h\nu_\alpha ds, \quad (10)$$

где интеграл берется вдоль луча зрения в пределах зоны ионизованного водорода, n — концентрация атомов водорода. При центральном положении звезды (10) можно привести к виду

$$I_\alpha = \frac{1}{4\pi} n^2 \psi_\alpha(T_e) h\nu_\alpha 2s_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{s}\right)^2}, \quad (10a)$$

где s_0 — меньшее из двух величин: радиуса зоны НН и радиуса туманности; в дальнейшем примем, что они примерно равны. Функция электронной температуры:

$$\psi_\alpha(T_e) = A_{32} b_3 3^2 e^{X_3} \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}}, \quad (11)$$

где $A_{32} = 0.43 \cdot 10^8$, b_3 равно по Бэкеру и Мензелу [7] (гипотеза В) 0.01 при $T_e = 5000^\circ$ и 0.089 при $T_e = 10000^\circ$, $X_3 = \frac{\chi_3}{kT_e}$, остальные обозначения обычные.

С учетом рекомбинаций на возбужденные уровни радиус зоны ионизации в парсеках по Стремгрену будет [8]:

$$s_0 = 10^{-0.56 - \frac{22700}{T}} T^{1/4} T_e^{1/4} \left(\frac{r_*}{r_\odot}\right)^{\frac{2}{3}} n^{-\frac{2}{3}}. \quad (12)$$

Если газ не концентрируется к центру, то поверхностная яркость туманности почти не зависит от расстояния до звезды. Поэтому сравнивать отраженное излучение и эмиссионное можно только для определенного расстояния, а не в среднем.

Отношение интенсивности отраженного света к эмиссии получим из (2) и (10), заменяя $B_\lambda(T)$ ее выражением и используя (11) и (12)

$$\frac{I_\lambda}{I_\alpha} = C_\alpha(T_e) \frac{1}{n^{1/2}} \frac{\alpha}{rs} \left(\frac{r_*}{r_\odot}\right)^{1/2} \lambda^{-5} \Psi_\lambda(T) U\left(\tau, \frac{r}{s}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{s}\right)^2}} \text{ см}^{-1}, \quad (13)$$

где λ , r и s выражены в сантиметрах,

$$\begin{aligned} C_\alpha(T_e) &= 10^{0.56} \cdot 1.2 \cdot 10^{-5} \frac{\pi}{h\nu_\alpha} \frac{r_\odot}{3.08 \cdot 10^{18}} \frac{1}{9 A_{32} e^{X_3}} \frac{(2\pi m k)^{3/2}}{h^3} \frac{T_e^{1/2}}{b_3(T_e)} = \\ &= 4.4 \cdot 10^{17} \frac{T_e^{1/2}}{e^{X_3} b_3}, \\ \Psi_\lambda(T) &= 10^{\frac{22700}{T}} T^{-\frac{1}{5}} \left(e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1 \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Если $T_e = 10000^\circ$, то $X_3 = 1.745$, $b_3 = 0.089$ и $C_\alpha(T_e) = 1.86 \cdot 10^{23}$; при $T_e = 5000^\circ$ $C_\alpha(T_e) = 1.15 \cdot 10^{23}$. Слабая зависимость позволяет пользоваться одним значением T_e .

Функция $\Psi(T)$ представлена на фиг. 3 для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6000 \text{ \AA}$. Интересна слабая зависимость Ψ от T при $T > 15000^\circ$, а тем более для 20000° , особенно для синей части спектра.

§ 3. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЯХ

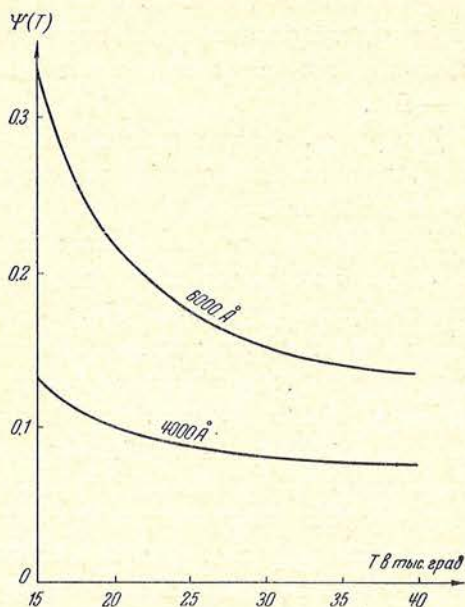
Об основных особенностях отражательных туманностей можно получить известное представление из теории модели однородной сферической туманности с освещающей звездой, расположенной в центре (§ 2). В действительных туманностях мы имеем значительные отличия в зависимости от реальных условий, в частности в зависимости от положения звезды относительно туманности.

Наблюдательный материал (табл. 3) позволяет судить в известной степени, как выполняется зависимость поверхностной яркости m_v от абсолютной яркости звезды или от функции $r_*^2 B_\lambda(T)$ и от функции расстояния $\frac{\alpha}{rs} U(\tau, \frac{r}{s}) \propto r^{-3/2}$ [см. формулу (2) § 2]. Для удобства сравнения преобразуем формулу (9), введя абсолютную величину звезды

$$m - M = 2.5 \lg(2\pi A) - 5 - 2.5 \lg \alpha U(\tau, \frac{r}{s}) + 2.5 \lg rs - A_\lambda, \quad (14)$$

где $A = 1.16 \cdot 10^7$ — число кв. минут в 1 стерadiane. Для средних условий ($s = 1$, $\tau = 1$, $\alpha = 0.3$) при $r = 0.2$ пс $m - M = 14^m.2$, что в среднем согласуется с данными табл. 3.

Вследствие сложной структуры туманностей и разнообразия условий можно говорить скорее лишь о качественном согласии с результатами для определенной теоретической модели. Сопоставляя различные туманности для выяснения зависимости m_v от абсолютной величины звезд, необходимо по крайней мере сравнивать точки туманности, редуцированные к одному расстоянию r от звезды. Как и следовало ожидать, дисперсия здесь очень велика, но тем не менее на основании этих данных можно сказать, что по крайней мере две наиболее яркие отражательные туманности ассоциируются со сверхгигантами — пылевая туманность



Фиг. 3. Значения $\Psi_\lambda(T)$ для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6000 \text{ \AA}$

к северу от NGC 6514 с HD 164514 сA7, а NGC 2068 со звездой HD38563 (M78B), абсолютная величина которой равна $-3^m.3$. С другой стороны, в табл. 3 не вошли очень слабые, уже почти неизмеримые отражательные туманности с $m_v < 14.0$, которые большей частью ассоциируются со звездами меньшей абсолютной величины (класса B5 — B9).

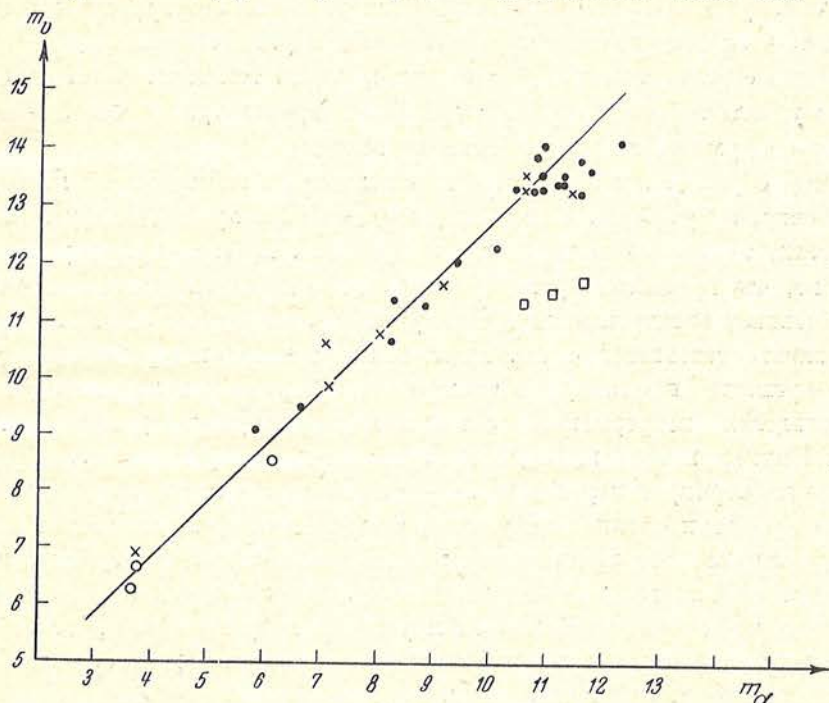
Дисперсия, которая намечается в связи с некоторой зависимостью m_v от M , должна быть одной из главных причин для дисперсий в соотношении Хаббла.

В интерпретации отражательных туманностей существенно также выяснить, как меняется интенсивность с удалением от освещающей звезды. Для однородной сферической туманности с освещающей звездой в центре уменьшение яркости должно быть $\propto r^{-3/2}$. Действительное распределение зависит от ряда причин и в особенности от относительного положения звезды. Так, например, если звезда находится позади туманности, то максимум интенсивности должен быть на некотором расстоянии от центра, а второй, более острый максимум — в центре, из-за диффракции. Обращаясь к нашему малочисленному материалу, мы действительно находим значительное разнообразие. Так, максимум яркости поодаль от центра наблюдается в пылевой туманности к северу от NGC 6514 и в NGC 7023. В редких случаях выявляется асимметрия, которую можно интерпретировать как результат наклона плоской туманности. Но в большинстве случаев обнаруживается падение яркости от центра к краю, в особенности начиная с некоторого расстояния от звезды.

Большой частью градиент яркости, повидимому, меньше, чем это следует из зависимости $\propto r^{-3/2}$. Возможно, что это связано с наличием светового давления, отгоняющего пыль от звезды. Необходимо заметить, что в табл. 3 не вошли довольно часто встречающиеся маленькие отражательные туманности размером в 1—3', которые иногда называют туманными звездами. Большой частью в центре их находится довольно яркая звезда. Очень часто такие туманности расположены в областях, занятых большими темными туманностями. Характерной особенностью этих туманностей, повидимому, является большой градиент яркости. По крайней мере в некоторых случаях поверхностная яркость здесь довольно значительна близ самой звезды, но она не может быть измерена при нашем масштабе $1 \text{ мм} = 4'$, в частности вследствие большого градиента при малом размере туманности. Очень вероятно, что в некоторых случаях градиент яркости здесь больше или много больше, чем тот, который должен соответствовать зависимости $r^{-3/2}$. Довольно большое количество таких маленьких туманностей, их положение в темных областях и в особенности, вероятно, большой градиент интенсивности — все это вместе дает известное основание выдвинуть предположение о том, что мы имеем дело с диффракцией («диффракционной короной»), которая может быть здесь более эффективна, чем простое отражение и рассеяние. Однако, чтобы ответить на это, требуется специальное исследование.

§ 4. О МЕХАНИЗМЕ, ОТВЕТСТВЕННОМ ЗА НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ЭМИССИОННОЙ ТУМАННОСТИ

Для выявления природы непрерывного излучения желательно сопоставить поверхностные яркости туманностей в лучах H_α и в непрерывном излучении. Базируясь на нашем наблюдательном материале (табл. 1), мы сопоставили на фиг. 4 средние поверхностные яркости эмиссионных туманностей в лучах H_α и в визуальной области непрерывного спектра. Для тех туманностей, у которых яркость центральной части или части,



Фиг. 4. Сопоставление яркости эмиссионных туманностей в звездных величинах с 1 квадратной минуты в лучах H_α (m_α) и визуальной части непрерывного спектра m_v .

Точки — средние значения для туманности, крестики — значения для центральных областей туманностей, кружки — планетарные туманности, квадратики — туманности C+E

более близкой к возбуждающей звезде, заметно отличается от средней яркости, даются, кроме средних яркостей, также яркости для этих областей. Совершенно очевидно выявляется линейная зависимость между m_α и m_v . Соотношение между m_α и m_v может быть представлено прямой с угловым коэффициентом 1 (исключая только более слабые туманности):

$$m_v = m_\alpha + 2.79 \pm 0.09. \quad (15)$$

Наблюдаемую дисперсию можно считать малой, если принять во внимание умеренную точность наблюдений, неучтенное влияние селективного межзвездного поглощения и влияние линий [NII] 6548 и 6584 Å.

Такая довольно строгая линейная зависимость является, очевидно, очень серьезным аргументом в пользу того, что один и тот же механизм является ответственным за излучение как в H_α , так и в непрерывном спектре.

Этим доказывается, что непрерывное излучение связано в основном с какими-то атомными переходами. Наблюдаемая картина ни в коем случае не может быть обязана рассеянию света пылью. Если даже представить себе, что в различных туманностях плотность пыли и газа растет пропорционально, то, как легко показать (см. § 2), интенсивность H_α и непрерывного излучения будет меняться весьма различно (первая сильно зависит от n , вторая очень медленно изменяется с увеличением τ).

Что это соотношение не обязано пыли, видно также из того, что оно хорошо удовлетворяется также и для планетарных туманностей, которые, как можно думать, скорее свободны от пыли.

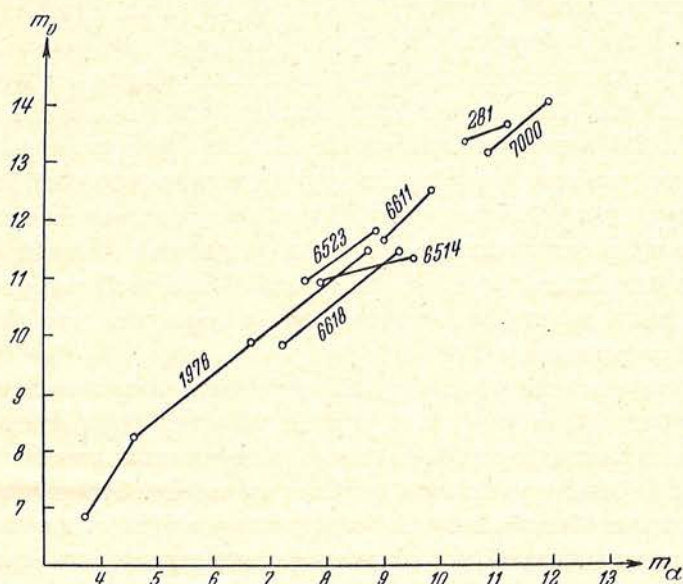
Таким образом, механизмом, ответственным за наблюдаемый непрерывный спектр, могут быть, по крайней мере в более ярких диффузных туманностях, только какие-то атомные процессы. В свое время уже было показано, что процессы, приводящие к образованию напенковского континуума (захват электронов на третий уровень), свободно-свободные переходы, захват, связанный с отрицательными ионами водорода H^{-1} , даже в совокупности не могут объяснить и небольшой доли наблюдаемой интенсивности непрерывного спектра в планетарных туманностях. Но А. Я. Кишпер в 1950 г. [2], а Гринштейн и Спитцер в 1951 г. [9] указали, что наряду с переходом $2P \rightarrow 1S$, ответственным за L_α , должно иметь место двухфотонное излучение, связанное с переходом с метастабильного уровня $2S$. Это именно тот процесс, при котором непрерывное излучение должно составлять по интенсивности определенную долю L_α , а также H_α (почти независимо от физических условий в туманностях). С этим как раз и находится в гармонии наблюдаемое постоянство разности $m_\alpha - m_v$, которое хорошо выявляется на фиг. 4.

Если пыль присутствует в эмиссионной туманности, то обязанное ей непрерывное свечение должно быть относительно велико около звезды и быстро падать с удалением от освещающей звезды (§ 2). Если же пыли нет или обязанное ей свечение очень слабо, а наблюдаемое непрерывное излучение обязано двухфотонному излучению с метастабильного уровня $2S$, то соотношение (15), которое удовлетворяется для более ярких туманностей в совокупности (для их более яркой, преимущественно центральной области), должно удовлетворяться для каждой туманности в отдельности при переходе от более ярких точек к более слабым. На фиг. 5 для ряда выбранных туманностей (NGC 281, 1976, 6514, 6523, 6611, 6618, 7000) сопоставлены значения m_α и m_v , причем точки, относящиеся к одной и той же туманности, соединены прямыми.

Сравнивая фиг. 4 и 5, находим известное согласие. Большое отклонение для NGC 281 и 6514 возможно связано с влиянием [NII] или с эффектом пыли.

Наконец, отметим еще один аргумент в пользу правильности приведенной выше интерпретации непрерывного спектра. Согласно А. Я. Кишперу,

распределение энергии $B(\lambda)$ для указанного механизма соответствует распределению энергии для звезды с $T = 22000^\circ$. Базируясь на этом и на полученном нами среднем значении для разности $m_\alpha - m_v$, можно путем некоторых вычислений оценить интенсивность непрерывного излучения в синей части спектра, скажем, около $\lambda 4500 \text{ \AA}$, и выразить ее в единицах



Фиг. 5. Сопоставление m_α и m_v для областей различной яркости I в эмиссионных туманностях

линии H_δ . Получается величина порядка $10^{-2} \frac{H_\delta}{A}$, т. е. порядка величины, которую наблюдал Пэйдж в планетарных туманностях [10]. Это не может быть приписано случайности.

На основании изложенного можно считать доказанным, что довольно сильный непрерывный спектр в более ярких эмиссионных диффузных и планетарных туманностях обязан, по крайней мере в основном, атомному процессу — двухфотонному излучению водорода с метастабильного уровня $2S$.

§ 5. О НАЛИЧИИ ПЫЛИ В ЭМИССИОННЫХ ТУМАННОСТЯХ

Прежде всего необходимо представить себе, какова может быть интенсивность непрерывного свечения, обязанного пыли, если пыль действительно присутствует в эмиссионной туманности.

Вопрос об относительной интенсивности свечения, обязанного пыли, а также о возможности выявления последней можно решать двумя путями: на основании общих соображений и на основании сравнения данных наблюдений. Интегральная визуальная яркость пылевой компоненты туманности, очевидно, должна быть меньше видимой яркости освещающей звезды. Разность между визуальными величинами звезды m_* и отража-

тельной туманности m_v зависит от ряда факторов, но всегда туманность, очевидно, будет много слабее звезды, если даже пыль идеально рассеивает свет. Например, из наблюдений отражательных туманностей в Плеядах известно, что интегральная яркость туманностей на 4 величины меньше яркости освещающих звезд.

Что касается эмиссионных туманностей, то здесь, напротив, яркость туманности должна быть вообще много больше видимого блеска звезды. Излучение в бальмеровских линиях (а также непрерывное излучение в визуальной области, связанное с двухфотонным излучением с метастабильного уровня $2S$) является переработанной ультрафиолетовой радиацией возбуждающей звезды. В тех ярких туманностях, в которых поглощается вся ионизирующая радиация, разность между видимым блеском возбуждающей звезды и интегральной яркостью туманности должна составлять заметную долю болометрической поправки. Если возбуждающая звезда класса В0 или О и если ограничиться излучением в H_α , то разность, вероятно, будет не меньше 1^m .

Таким образом, при прочих равных условиях, в том числе при одинаковой температуре возбуждающих звезд, следует ожидать, что яркие эмиссионные туманности должны быть много ярче средних или даже более ярких отражательных туманностей едва ли не на 4^m . Это касается туманностей в целом и объясняет тот наблюдаемый факт (табл. 1 и 3), что среди эмиссионных туманностей мы находим значительное число очень ярких, между тем как отражательные туманности являются вообще слабыми или очень слабыми.

Если яркая эмиссионная туманность состоит из газовой и пылевой компонент и если принять, что последняя эквивалентна средней отражательной туманности, то в целом и здесь для разности этих компонент можно ожидать значение около 4^m . Если бы пылевая компонента по яркости составляла только 0.4 яркости непрерывного двухфотонного излучения, то это нарушило бы наблюдаемую для ярких эмиссионных туманностей довольно строгую пропорциональность между излучением в H_α и в непрерывном спектре, как она выявляется на фиг. 4. Далее, то обстоятельство, что одному и тому же соотношению (15) удовлетворяют здесь и яркие эмиссионные, и планетарные туманности, показывает, что различие в содержании пыли в них не может быть сколько-нибудь значительным. Вообще же принято считать на основании некоторых соображений, что в планетарных туманностях пыли нет. Учитывая все это, можно грубо оценить, что в ярких эмиссионных туманностях obligated пыли непрерывное излучение не только составляет очень небольшую долю общего излучения туманности, но, вероятно, не менее чем на $1^m.5$ слабее двухфотонного излучения.

Однако лучше всего обратиться непосредственно к данным наблюдений. Согласно табл. 1 поверхностная яркость центральной области в первых пяти наиболее ярких эмиссионных туманностях NGC 1976, 6523, 6618, 6611 и 6514 для непрерывного излучения в визуальной области m_v , освобожденная от влияния H_α , равна $6^m.8$, $10^m.6$, $9^m.8$, $11^m.6$ и $10^m.7$ (в среднем $9^m.9$) с одной квадратной минуты.

С другой стороны, обращаясь к табл. 3, мы находим значение m_v близ звезды для средней отражательной туманности около $12^m.5$. Предположим, что такая туманность с поверхностной яркостью $12^m.5$ так или иначе внедрена в центральную часть рассмотренных выше эмиссионных туманностей. Сопоставляя наблюдаемую яркость $9^m.9$ и ожидаемую яркость $12^m.5$ для пылевой составляющей, мы видим, что последняя составляет всего лишь около 10%, и выявление пылевой компоненты в данном случае представляется трудным и ненадежным. Но значение $12^m.5$ относится к освещающей звезде класса В2—В5. При переходе от звезд В2—В5 к звездам О—В0 мы должны учесть различие в их абсолютной звездной величине, и наше пылевое образование может быть будет на $1—2^m$ ярче, чем $12^m.5$. С другой стороны, следует принять во внимание, что эмиссионные туманности в среднем много дальше, чем отражательные, и, следовательно, вследствие межзвездного поглощения средняя яркость пылевой компоненты в эмиссионных туманностях должна быть меньше. Если она составляет около $\frac{1}{3}$ непрерывного излучения атомной природы, то полная яркость непрерывного излучения повысится лишь на $0^m.3$ сравнительно с тем, что должно быть для случая чисто газового образования. При трудности учета влияния линий [NII] и селективного поглощения будет не легко выявить пылевую составляющую в ярких эмиссионных туманностях даже в этом случае. Но если взять несколько более слабую эмиссионную туманность, в которой наблюдаемая интенсивность непрерывного излучения, скажем, порядка $11^m.5$ и больше, то доля пылевой компоненты будет такая же, как и газового непрерывного излучения, и даже больше. В этом случае соответствующая точка на фиг. 4 отклонится по ординате на $0^m.7$. Такой эффект явно должен выявиться.

Обращаясь к данным наблюдений (фиг. 4), мы видим, что для ярких эмиссионных туманностей до $10^m.7$ действительно имеет место постоянство разности m_α и m_v , а для более слабых туманностей, в пределах $10^m.7—12^m.2$, наблюдается значительная дисперсия и отклонение от прямой. В этом участке дисперсия и отклонение значительны (даже если отвлечься от трех наибольших отклонений, о которых речь будет в § 6), и это нельзя объяснить ошибками наблюдений или другими причинами. Так, влияние селективного поглощения вообще не очень значительно и при учете его можно скорее ожидать усиления выявляющегося на фиг. 4 отклонения. Действительно, уменьшение яркости m_α и m_v на фиг. 4 по мере перемещения вправо и вверх обязано в основном уменьшению плотности и размеров туманностей. Но вместе с тем более слабые туманности здесь являются до некоторой степени и более далекими, для которых поглощение больше. Селективное поглощение больше для m_v , чем для m_α , и учет поглощения вызвал бы для точек в верхней правой части фиг. 4 большее смещение вниз, чем влево. Что касается влияния линий [NII], то дифференциальный эффект здесь вообще мал и, кроме того, как не зависящий от интенсивности туманности, практически не должен влиять на форму кривой на фиг. 4. Нам кажется, что отклонение от прямой в верхней правой части фиг. 4 меньше, чем это можно было бы ожидать, в особен-

ности если учесть значительно бóльшую абсолютную яркость звезд O—B0 по сравнению с B2—B5. Поэтому возможно, что пылевая компонента в эмиссионных туманностях меньше, чем в отражательных. Но все же на фиг. 4 мы имеем реальное отклонение, и это является серьезным аргументом в пользу наличия пыли, по крайней мере в некоторых эмиссионных туманностях. Этот аргумент основан на трудных фотометрических измерениях слабых или очень слабых интенсивностей, которые иногда лишь немного сильнее фона ночного неба.

Вообще необходимо принять во внимание, что условия свечения пылевых образований, повидимому, очень своеобразны. Последнее иллюстрируется, например, тем, что небольшие темные туманности различной структуры, вплоть до глобул, которые нередко внедрены в эмиссионные туманности, остаются темными, даже если они находятся на очень небольшом угловом расстоянии от освещающих звезд класса O и B0. Но при очень больших экспозициях можно заметить иногда очень слабое свечение некоторых из таких темных туманностей. Последнее, повидимому, обязано рассеянию света пылевыми частицами темной туманности. Хотя мы и не делали измерений, но различие в интенсивности между этим свечением и свечением более ярких частей эмиссионной туманности может быть порядка 5^m . Это можно видеть, например, в NGC 6523, NGC 2244, IC 1805 и др. Отличной иллюстрацией для вышесказанного может служить туманность Трехраздельная NGC 6514 со звездой HD 164492 класса O7 почти в центре. О своеобразии условий видимости отражательных туманностей можно судить также и потому, что последние не только большей частью очень слабы, но и очень редки. В то время как приблизительно одна треть звезд O — B0 ассоциируется с эмиссионными туманностями, вероятно, много меньше 0.1 числа звезд B2 — B8 ассоциируется с отражательными туманностями, несмотря на то, что пылевых образований (судя по многочисленным темным туманностям) гораздо больше, чем отдельных, компактных, более ярких эмиссионных образований. Очень возможно, что мы имеем здесь различие, причину которого следует искать в различии природы взаимосвязи между газом, пылью и звездами O—B0, с одной стороны, и B2—B5 — с другой. Приходится считать также и с тем, что насколько пылевая материя эффективна в отношении поглощения (в соответствии с формулой $e^{-\tau}$), настолько она, повидимому, неэффективна в отношении рассеяния света. Это есть одна из причин, почему трудно обнаруживаются отражательные туманности вообще и почему трудно обнаруживается пылевая компонента в эмиссионных туманностях. Еще в первой нашей работе мы отметили, в связи с оценкой *верхнего предела* для пылевой компоненты, что на снимках в красных лучах составляющая, обязанная непрерывному спектру, меньше 10% [11]. Следует указать, что наличие довольно сильного непрерывного спектра и пыли в эмиссионных туманностях было отмечено В. Г. Фесенковым и Д. А. Рожковским [3].

В качестве аргумента общего характера в пользу одновременного присутствия или даже перемешивания газа и пыли в некоторых туманностях

или в некоторых частях таких туманностей можно привести наблюдаемое иногда аномально большое покраснение возбуждающих звезд. Так, в центральной части известной туманности NGC 1976 в Орионе мы имеем для возбуждающей звезды аномально сильное покраснение как по отношению к нормальным звездам, так и вообще по отношению к звездам тех же классов, лежащих в менее ярких частях той же туманности [12]. С другой стороны, известно, что Трюмплер, а также Минковский и Бааде нашли в инфракрасных лучах ранее неизвестное скопление звезд в центральной части NGC 1976 [13]. Судя по фотографии, здесь не заметно сплошной массы темного вещества и, следовательно, имеет место известное перемешивание газа и пыли. Имеются указания, что и в некоторых других туманностях возбуждающие звезды испытывают поглощение в самой туманности. Это имеет место, например, в NGC 6514 и в NGC 2244. Но здесь в центральной области мы имеем сплошную массу темной материи, и поэтому еще нельзя говорить, как в случае Ориона, о перемешивании газа и пыли. О большом поглощении в центральной части туманности Ориона и о перемешивании пыли и газа здесь мы имеем также ряд других независимых указаний [14].

По вопросу о преобладании эмиссионного или непрерывного спектра в отдельных частях туманности мы имеем очень мало данных, но все же такие случаи можно указать. Так, известная туманность NGC 6514 сопровождается в северной части, как это видно из данных табл. 3, явно отражательной туманностью. Повидимому, мы не имеем здесь результата случайного проектирования, так как возбуждающая звезда для NGC 6514 (O7) и возбуждающая звезда для северной части (сA7) находятся приблизительно на одном расстоянии. Наконец, отметим еще, что яркая центральная часть NGC 7023 представляет собою в значительной степени эмиссионную туманность, а слабая внешняя часть — отражательную туманность.

Можно утверждать, что пылевая материя присутствует в эмиссионных туманностях. Форма взаимоотношения между пылью и газом, вероятно, разнообразна. Возможно перемешивание газа и пыли, возможно внедрение отдельных пылевых образований в эмиссионные туманности или даже, в исключительно редких случаях, наличие довольно значительных отражательных туманностей наряду с основной эмиссионной туманностью.

Поскольку можно судить по фиг. 4, вероятно, существуют и чисто газовые диффузные туманности. С фотометрической точки зрения диффузные туманности, лежащие на прямолинейной части фиг. 4, можно называть газовыми с таким же правом, как и планетарные туманности. Но, судя по характеру фиг. 4, в целом во многих из этих туманностей вероятно имеется пыль.

§ 6. НАЛИЧИЕ ГАЗА В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Возможность выявления эмиссионного характера туманностей определяется нижней границей для меры эмиссии n^2s . Чтобы туманность была различима на наших снимках в лучах H_α , мера эмиссии должна быть равна или больше 1000. Можно показать, что в соответствии с уменьшением зоны ионизации условия для видимости в лучах H_α туманности

с возбуждающей звездой класса В3, В5 и позже довольно своеобразны. Например, для туманностей со звездой В5 в центре и с плотностью протонов 70 см^{-3} зона ионизации равна 0.22 пс, а мера эмиссии 2100. Увеличение диаметра туманностей свыше 0.43 пс в данном случае не дает выигрыша в яркости туманности. С другой стороны, при диаметре туманности меньше 0.22 пс и при той же плотности $n = 70 \text{ см}^{-3}$ эта туманность как эмиссионная уже не будет различима.

Следует подчеркнуть, что в газовой-пылевой туманности поглощение пылью ультрафиолетового излучения звезды уменьшает зону ионизации. Расчет, который мы не приводим здесь, показывает, что этот эффект имеет большое значение при $\tau_{L_c} \geq 2$. Закон λ^{-1} нельзя экстраполировать до предела серии Лаймана, так как длина волны здесь меньше, чем размер пылинок, поглощающих в фотографической области. Приблизительно можно принять, что поглощение L_c квантов в 2—3 раза больше, чем в визуальной области. Тогда пыль влияет на величину s_0 при поглощении $A_v \geq 1$. Если возбуждающая звезда класса В2—В5 и зона ионизации s_0 сильно уменьшена, то нередко может оказаться, что размер освещенной части туманности будет много меньше s . В этом случае внешняя зона туманности, если в ней присутствует пыль, вызовет, очевидно, гораздо большее ослабление эмиссионного излучения I_α , чем той части I_λ , которая обязана пылевой компоненте. Вообще в газовой-пылевой туманности, где фактор поглощения является очень существенным, нельзя говорить о прозрачности туманности в лучах H_α . Возможно, что вследствие этого в некоторых случаях мы имеем лишь плоский эффективно излучающий слой.

Важно подчеркнуть, что при плотности $n < 50 \text{ см}^{-3}$ туманность, ассоциированная со звездой В5, не сможет быть обнаружена, каков бы ни был ее размер. Но для известных эмиссионных туманностей, ассоциированных со звездами О—В0, плотность протонов довольно редко превышает 50. Мы не имеем оснований ожидать, что плотность протонов в отражательных туманностях больше, чем в эмиссионных, и в свете этого не должно казаться неожиданным то, что мы вообще не находим эмиссионных туманностей с возбуждающей звездой В5. Мы можем сделать только то заключение, что в исследованных отражательных туманностях с освещающей звездой В5 если газ и присутствует, то его плотность меньше $50 \text{ атомов см}^{-3}$. В Плеядах мы имеем более благоприятный случай для обнаружения газа, так как для скопления N звезд размер зоны ионизации увеличивается в $\sqrt{N}$ раз. С другой стороны, туманность в Плеядах наблюдалась при помощи целевого спектрографа. Хотя дисперсия была очень малой, но разрешающая способность была бы, вероятно, достаточной для выявления эмиссионной линии H_α , если бы плотность протонов в Плеядах была порядка $10\text{—}15 \text{ см}^{-3}$. Однако туманности в Плеядах имеют чисто абсорбционный спектр.

Для туманностей со звездами В2—В3 в центре мы имеем более благоприятные условия. В этом случае эмиссионный характер туманности может быть обнаружен уже при плотности протонов 30 см^{-3} . За исклю-

чением случаев, о которых речь будет впереди, туманности с возбуждающей звездой В2—В3 известны только как отражательные, и это показывает, что в них либо вовсе нет газа, либо плотность его меньше $25\text{--}30\text{ см}^{-3}$. Этот предел может быть снижен до $10\text{--}15\text{ см}^{-3}$, если эмиссионный характер устанавливается спектрографическим путем.

Если принятая для звезд В0, В2, В3 температурная шкала правильна и величина $S_0 \cdot n^{2/3}$ для В0, В2 и В3 действительно равна, согласно [8], 26, 11 и 7.5, то отсутствие эмиссионных туманностей, ассоциированных со звездами В2—В3, представляется все-таки странным, тем более что число звезд В2—В3 приблизительно в 2.5 раза больше числа звезд О—В0. Это можно было бы объяснить тем, что имеется гораздо больший скачок в температуре и радиусе при переходе от В0 к В2—В3, чем это принимается в настоящее время. В действительности, вероятно, имеет место обратное. Поэтому как будто надо допустить, что дело здесь не только в возможностях ионизации, но и в том, что ассоциирование эмиссионных туманностей только со звездами О и В0 обусловлено еще какими-то причинами генетического характера.

Обращает на себя внимание, что в нашем списке отражательных туманностей, ассоциированных со звездами В2—В5, имеется три туманности NGC 1977, 2023 и 7023 (центральная часть), которые имеют также эмиссионные характеристики. На фиг. 4 эти три туманности выявляются как отдельная группа с наибольшим отклонением от прямой. Для NGC 1977, 2023 и 7023 значения m_v равны $11^m.3$, $11^m.7$ и $11^m.5$, т. е. близки к наибольшим значениям для отражательных туманностей. Как видно из табл. 3, среднее значение для отражательных туманностей 12^m , а предельные значения $11^m\text{--}14^m$. Если эти три туманности рассматривать как эмиссионные (на том основании, что в их спектрах обнаружены эмиссионные линии), то аномалия в m_v достигает в них 2^m . Но, судя по спектру возбуждающих звезд, В2, В2, В5, все эти три туманности следует отнести к отражательным, которые, однако, оказываются аномальными в двух отношениях: а) непрерывное излучение в них очень велико, б) в них явно присутствует газ. Само по себе m_x здесь довольно умеренно ($10^m.5$, $11^m.6$, $11^m.0$), и, следовательно, соответствующая газовая компонента непрерывного излучения (около $13^m.8$) вносит около 10% в наблюдаемое непрерывное излучение. Поэтому NGC 1977, 2023 и 7023 для пылевых туманностей очень ярки. Вместе с тем, судя по спектральному классу возбуждающих звезд, их расстоянию и наблюдаемой интенсивности в лучах H_α , можно сразу оценить, что плотность протонов здесь превышает 60 см^{-3} . Обращает на себя внимание сочетание большой плотности протонов с высокой яркостью пылевой компоненты. Если это не случайно, то причина остается неясной.

Итак, в трех случаях (NGC 1977, 2023 и 7023) можно считать доказанным наличие газа с плотностью $>60\text{ см}^{-3}$. Для нашего списка отражательных туманностей это составляет около 15%, но мы не уверены, что здесь нет известной селекции, так как старались охватить возможно больше туманностей с характеристикой $E + C$.

На основании всего вышеизложенного можно сделать вывод, что в значительном большинстве туманностей с возбуждающей звездой класса В2, В3, В5 если газ и присутствует, то плотность протонов в них меньше $30-50 \text{ см}^{-3}$.

Однако мы не можем в настоящее время ни опровергнуть, ни доказать наличие в отражательных туманностях газа с плотностью $10-25 \text{ см}^{-3}$. В связи с этим следует напомнить, что в отражательных туманностях с характеристикой C уже давно отмечались некоторые различия: туманности C , в спектре которых заметны линии поглощения, и туманности C , в которых не заметны ни линии поглощения, ни эмиссионные линии [15]. Можно предполагать, что последнее является результатом наложения слабых эмиссионных линий на линии поглощения. Таким образом, наблюдаемый сплошной спектр без признаков каких-либо линий уже сам по себе может служить известным указанием на наличие в этих туманностях, с одной стороны, пыли, а с другой — газа в небольшой концентрации.

§ 7. ЗАМЕЧАНИЯ О СВЯЗИ МЕЖДУ ГАЗОВОЙ И ПЫЛЕВОЙ МАТЕРИЕЙ

Перед нами стоит вопрос о том, в какой степени эмиссионные и отражательные туманности можно рассматривать как однородные по своей природе. Выше было показано, что в некоторых, а может быть в большинстве эмиссионных туманностей присутствует пыль, а в некоторых (вероятно, во многих) отражательных туманностях — газ. Эти два класса диффузных туманностей оказались гораздо ближе друг к другу, чем это можно было думать на том основании, что их спектры радикально различны. Мы могли только установить, что если туманности, ассоциирующиеся со звездами $O - B0$, содержат также пыль, то в их спектре, в особенности у более ярких туманностей, все же доминируют характеристики газовой компоненты (линии и непрерывное излучение атомной природы). Если та же туманность ассоциируется со звездой $B2 - B5$, то в спектре доминируют характеристики пылевой компоненты, а газ сможет быть выявлен лишь в том случае, если плотность протонов здесь больше $30-50 \text{ см}^{-3}$, что довольно редко встречается даже в эмиссионных туманностях. В свете этих данных можно думать, что нет принципиального различия между туманностями с характеристикой E , $E + C$, C . С таким представлением можно было бы согласовать также тот удивительный факт, что не встречаются отражательные туманности, ассоциирующиеся хотя бы случайно со звездой O или $B0$. Правда, можно было бы выдвинуть и другое объяснение, допустив, что очень горячие звезды O и $B0$, благодаря действию давления радиации, отгоняют от себя пыль. Однако на последнем объяснении нельзя настаивать, тем более что наличие пыли в некоторых эмиссионных туманностях с возбуждающей звездой $O - B0$ является наблюдаемым фактом.

В действительности даже среди эмиссионных туманностей обнаруживается исключительно большое разнообразие, от обширных слабых областей или даже общего эмиссионного фона в низких галактических ши-

ротах с плотностью порядка 1 см^{-3} до ярких изолированных туманностей с плотностью порядка 100 см^{-3} и больше; мы уже не говорим о таких образованиях, как волокнистые туманности с их удивительной структурой и вероятной плотностью в несколько сот протонов. В конце концов рассматриваемые эмиссионные туманности представляют собою только лишь более или менее компактные концентрации вещества на широко распространенном слабом эмиссионном фоне.

Хотя относительная яркость газовой и пылевой компонент в основном обуславливается, как мы видели выше, различием физических и геометрических условий (в особенности плотностью протонов, температурой и относительным положением возбуждающей звезды), но мы не сомневаемся, что имеются большие вариации в относительной концентрации газа и пыли во всей туманности в целом и в отдельных местах, вплоть до наличия отдельных внедренных пылевых или почти пылевых образований. Последние детали большей частью будут выглядеть вообще как темные туманности и лишь при некоторых исключительных условиях как светлые отражательные туманности. Может быть, даже в пределах эмиссионных туманностей нельзя говорить о единой природе всех встречающихся здесь объектов.

Вероятно, по тем же причинам и в пределах отражательных туманностей существуют очень значительные различия. Представим себе маленькую туманность размером в 0.1 пс вокруг звезды ВЗ, с оптической толщиной τ около 1.0 или меньше. Как пылевое образование это будет ординарная отражательная туманность. С другой стороны, пусть плотность протонов здесь равна 100. Хотя такая туманность по существу является скорее газовой с исключительно большой плотностью, но восприниматься она будет из-за малой меры эмиссии лишь как маленькая отражательная туманность. Этот пример иллюстрирует возможную иллюзорность классифицирования таких туманностей как чисто пылевых. По существу такую туманность можно было бы считать более газовой, чем многие эмиссионные туманности с плотностью $5\text{--}40 \text{ см}^{-3}$.

На основании изложенного мы приходим к заключению, что нельзя провести границы между эмиссионными и так называемыми отражательными туманностями. Однако встречаемое разнообразие столь велико, что, повидимому, нельзя говорить о единой природе туманностей даже внутри каждого из классов. Заслуживает внимания то, что, когда условия являются благоприятными, пыль обнаруживается в эмиссионных туманностях, а газ — в отражательных туманностях. Это дает основание думать, что то же имеет место и в тех случаях (по крайней мере во многих случаях), когда нет подобных условий для обнаружения пыли в эмиссионных, а газа в отражательных туманностях.

Наше исследование приводит к заключению, что в некоторых или многих туманностях газ и пыль перемешаны. В действительности мы имеем, вероятно, сложную и весьма разнообразную картину взаимоотношения газа и пыли в эмиссионных и отражательных туманностях. О такой картине свидетельствуют следующие факты.

а) Прежде всего можно отметить, что эмиссионные туманности во внегалактических системах имеют хорошо выраженную тенденцию располагаться в спиральных ветвях в непосредственном соседстве с темными туманностями. В качестве примера подобного феномена в нашей галактике можно отметить ряд ярких туманностей в Стрельце (NGC 6523, 6514, 6618, 6611 и др), следующих друг за другом на протяжении 15° . С запада вдоль всего этого ряда непосредственно примыкают к ним большие массы пыли в виде почти сплошной большой темной туманности.

б) Далее, поразительным является тот факт, что темная материя не только примыкает ко многим ярким компактным эмиссионным туманностям (если даже не в большинстве случаев), но и проникает вглубь эмиссионных туманностей. Например, это хорошо видно в NGC 1976, 281, 2175, 7000 и во многих других. Это, конечно, не может быть случайностью.

в) До известной степени сюда относятся также эмиссионные туманности с характерным образованием в виде ободка (*rim*) на границе с темной туманностью. В этом случае почти не приходится сомневаться в том, что здесь мы имеем результат встречи и столкновения туманностей. Это видно, например, в IC 434, NGC 7000, в периферийной туманности IC 1805 + S3, в туманностях около σ Скорпиона и около BD + $8^\circ 933$.

г) Наконец, следует еще отметить, что во многие яркие эмиссионные туманности внедрены небольшие темные туманности разнообразной структуры, вплоть до глобул. В большинстве случаев это действительно внедренные, а не проектирующиеся пылевые образования (NGC 2237, IC 1396 и др.).

В конце концов эмиссионные туманности, если первоначально они были чисто газовыми образованиями, вероятно, не могут долго сохраниться как таковые. С одной стороны, известное перемешивание газа и пыли должно быть результатом относительного движения газовых и пылевых образований, их встреч и столкновений, а также вообще движения туманностей в межзвездной среде. С другой стороны, имеются серьезные основания думать об образовании пылевых частиц из газовых и обратно в результате сложного процесса конденсации и противоположного процесса испарения [16]. Правда, в условиях межзвездного пространства это, повидимому, мало относится к атомному водороду и гелию.

В свете приведенных выше фактов и соображений можно принять, что существует, в широком смысле слова, связь между газовым и пылевым веществом. Более того, видимые различия между эмиссионными и отражательными туманностями можно как будто объяснить в основном различием температур, абсолютных величин возбуждающих звезд и некоторых других факторов. Провести границу между эмиссионными и отражательными туманностями нельзя, так как оба класса охватывают друг друга. Однако вопрос о единстве природы этих туманностей остается открытым, так как остаются некоторые наблюдательные факты, которые трудно или невозможно объяснить в рамках гипотезы о единстве природы туманностей. Так, например, нетрудно объяснить, почему вообще не встречаются более или менее значительные отражательные туманности, ассоциированные со

звездами O — B0. Но непонятно, почему не встречается ни одна ассоциированная со звездой O — B0 маленькая отражательная туманность, в то время как наблюдается довольно многих таких маленьких отражательных туманностей, ассоциированных со звездами B2 — B5. Может быть, трудно также объяснить слишком большое различие в относительной частоте ассоциирования звезд O — B0 с эмиссионными туманностями (около $\frac{1}{3}$) по сравнению с очень малой частотой ассоциирования звезд B2 — B5 с отражательными туманностями. Это следует подчеркнуть, в частности, в связи с тем, что принятая при вычислении зоны ионизации температура для O — B0 согласно новым данным, очевидно, значительно завышена и что различие между температурой для O — B0 и B2 — B5 меньше, чем это было принято.

Представляется вероятным, что здесь играют роль и другие факторы, обусловленные происхождением туманностей и звезд. Вопрос о единстве или различии природы эмиссионных и отражательных туманностей станет, вероятно, более ясным после выяснения вопроса о том, случайно или генетически связаны и тот, и другой класс туманностей со звездами O — B0 и более поздними подразделениями звезд B. Этот же вопрос находится, вероятно, также в связи с проблемой эволюционного взаимоотношения звезд O — B0 и B2 — B5 и позже. В настоящей работе вопрос в этом аспекте не рассматривается.

Декабрь 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд. АН СССР, 1948.
2. А. Я. Киппер. О развитии советской науки в Эстонской ССР. Таллин, 1950.
3. В. Г. Фесенков и Д. А. Рожковский. Астрон. журн. 29, 381, 1952.
4. Г. А. Гурзadyan. Астрон. журн. 29, 121, 1952.
5. E. Hertzsprung. A. N. 195, 449, 1913.
6. L. Binnendijk. Annalen Leiden 19, 2, 1946.
7. J. Baker, D. Menzel. Ap. J. 88, 52, 1938.
8. B. Strömberg. Ap. J. 89, 526, 1939.
9. J. Greenstein, L. Spitzer. Ap. J. 114, 407, 1951.
10. T. Page. M. N. 96, 627, 1936; Ap. J. 96, 78, 1942.
11. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1951.
12. J. Stebbins, C. Huffer, A. Whitford. Ap. J. 91, 20, 1940; П. П. Паренато. Астрон. журн. 30, 249, 1953; S. Sharpless. Ap. J. 116, 258, 1953.
13. R. Trumpler. PASP 43, 255, 1931; W. Baade, R. Minkovsky. Ap. J. 86, 123, 1937.
14. С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 22, 1953.
15. E. B. Hubble. Ap. J. 56, 162, 400, 1922.
16. J. H. Oort. M. N. 106, 159, 1946.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРОЕНИЯ ГАЛАКТИКИ
ПО ЭМИССИОННЫМ ТУМАННОСТЯМ*В. Ф. Газе*

В настоящей работе сделана попытка выявления спиральных ветвей Галактики по расположению диффузных туманностей. Можно наметить три ветви — две внешние, расположенные от центра системы дальше, чем Солнце, и одну внутреннюю.

Эмиссионные объекты во внегалактических туманностях, так же как и горячие сверхгиганты, наблюдаются исключительно в спиральных ветвях. Это дает основание попытаться проследить спиральную структуру Галактики по расположению диффузных туманностей.

Задача эта представляет большие трудности: доступная исследованию методами звездной астрономии область Галактики составляет лишь очень небольшую часть ее объема и притом расположенную далеко от центра системы, так как Солнце находится от него на расстоянии около 9000 парсеков. Можно рассчитывать только на выявление отдельных частей спиральных ветвей.

Попытки наметить положение спиральных ветвей Галактики по объектам, доступным оптическим наблюдениям, делались неоднократно. Так, П. П. Паренаго пробовал истолковать наблюденные Оортом сгущения в звездной плотности как детали спиральных ветвей [1]. Б. А. Воронцов-Вельяминов дал схему расположения двух ветвей Галактики на основании изучения распределения горячих сверхгигантов и частично цефеид [2].

Исключительно интересные результаты были достигнуты методами радиоастрономии, и за последние три года опубликован ряд весьма важных работ в этой области. Оорт, ван де Хулст и Муллер, определяя лучевые скорости по наблюдениям линии λ 21 см сверхтонкой структуры нейтрального водорода, смогли наметить по водородным облакам положение двух спиральных ветвей Галактики, одна из которых проходит на расстоянии более 10000 парсеков за галактическим центром [3]. Схему спиральных ветвей Галактики по наблюдениям газовой составляющей радиоизлучения дал И. С. Шкловский [4].

Первая более надежная попытка выявить спиральную структуру Галактики по диффузным туманностям и скоплениям горячих звезд была

сделана Морганом, Шарплессом и Остерброком [5]. Из довольно ограниченного материала — всего 25 объектов — авторам удалось показать, что туманности и горячие звезды располагаются вдоль двух возможных ветвей, одна из которых проходит на расстоянии 3000 парсеков в ближайшей точке от Солнца, другая — на расстоянии 2000 парсеков — обе в направлении, противоположном направлению на центр. Несколько позже Бок, Бестер и Уэйд указали на существование третьей ветви, проходящей между Солнцем и центром Галактики [6].

Имея в своем распоряжении значительно более обширный материал — фотографии около 400 диффузных туманностей, мы попытались обнаружить галактическую структуру на основании своих наблюдений.

Когда наше исследование было уже закончено, появилась работа Морган, Уитфорда и Коде [7], в которой дано расположение спиральных ветвей Галактики по 27 агрегатам (ассоциациям) горячих звезд; в эти группы горячих звезд включены звезды O5—B1, а также сверхгиганты и гиганты классов B2 Ia — A5 Ia, B2 Ib — A5 Ib, B2 II — B5 II и B2 III — B3 III. Нами же были использованы для определения расстояний до туманностей только звезды O и B0, поэтому основной материал, послуживший для построения схемы у нас и Морган, Уитфорда и Коде, разный.

Проблема выявления галактической структуры по диффузным туманностям — областям ионизованного водорода — сводится в конце концов к определению расстояния до последних. Эта задача до сих пор еще не имеет удовлетворительного решения. О расстояниях туманностей можно судить только по расстояниям звезд, возбуждающих их свечение, и здесь мы сталкиваемся с трудностью в выборе этих звезд. Из проведенного нами исследования взаиморасположения эмиссионных туманностей и звезд типа O—B0 выяснилось, что только для 53% эмиссионных туманностей вообще можно уверенно найти возбуждающие звезды [8]. В значительной степени это объясняется, вероятно, недостаточным знанием спектров слабых звезд. Далее, если возбуждающая звезда типа O — B0 и известна, определение ее абсолютной величины дело не легкое, и расстояния до этих звезд вообще определяются с малой точностью. В конце концов почти единственным способом определения расстояний до звезд O — B0 является определение их цвета фотоэлектрическим методом. Поэтому большая часть использованных нами расстояний определена по каталогу Стеббинса, Хуффера и Уитфорда [9] и некоторым другим. Эти определения основаны на средних абсолютных величинах для данного спектрального класса. Однако введенная за последнее время в практику двухмерная классификация Морган, Кинана и Келлман внесла очень значительные изменения в наши представления о светимости звезд ранних классов. Но надо заметить, что классификация Морган, детально разработанная для звезд типов B — M, не содержит критериев для оценки абсолютных величин звезд типа O; значения абсолютных величин для звезд типа O, полученные на основании известных расстояний в Орионе и Лебеде [10], довольно сильно расходятся между собой. Если в абсолютных величинах звезд типа O имеет место

дисперсия, подобная наблюдаемой для звезд типа В, то расстояния туманностей, определяемые по звездам О, могут быть занижены.

В силу всего сказанного приходится иметь в виду, что расстояния до туманностей известны лишь весьма приближенно, а следовательно, полученная нами спиральная структура также может быть рассматриваема только как грубое приближение.

Из 400 известных нам туманностей мы могли использовать только 150, для которых расстояния, определенные по всем возможным источникам, можно считать более уверенными.

Положения этих туманностей нанесены на схематический чертеж (фиг. 1), в центре которого находится Солнце. На этой схеме можно довольно уверенно провести три ветви: первая, ближайшая к Солнцу, но расположенная по другую сторону от него, чем центр Галактики, проходит через созвездия Лебедя, Цефея, Персея, Ориона, Возничего, Единорога, Большого Пса. Расстояние до Солнца в ближайшей точке около 300 и ширина ветви около 400 парсеков. Точка, не лежащая на ветвь в долготе 158° , представляет собой туманность NGC 2175 в Близнецах.

Вторая, более далекая ветвь, проходит на расстоянии около 2000 парсеков от Солнца через созвездия Цефея, Кассиопеи, Персея. Ширина ее приблизительно такая же, как и первой ветви. Она намечается менее уверенно, чем первая, так как нам известно мало столь далеких туманностей, и здесь, очевидно, особенно сказывается недостаточное знание спектров слабых звезд.

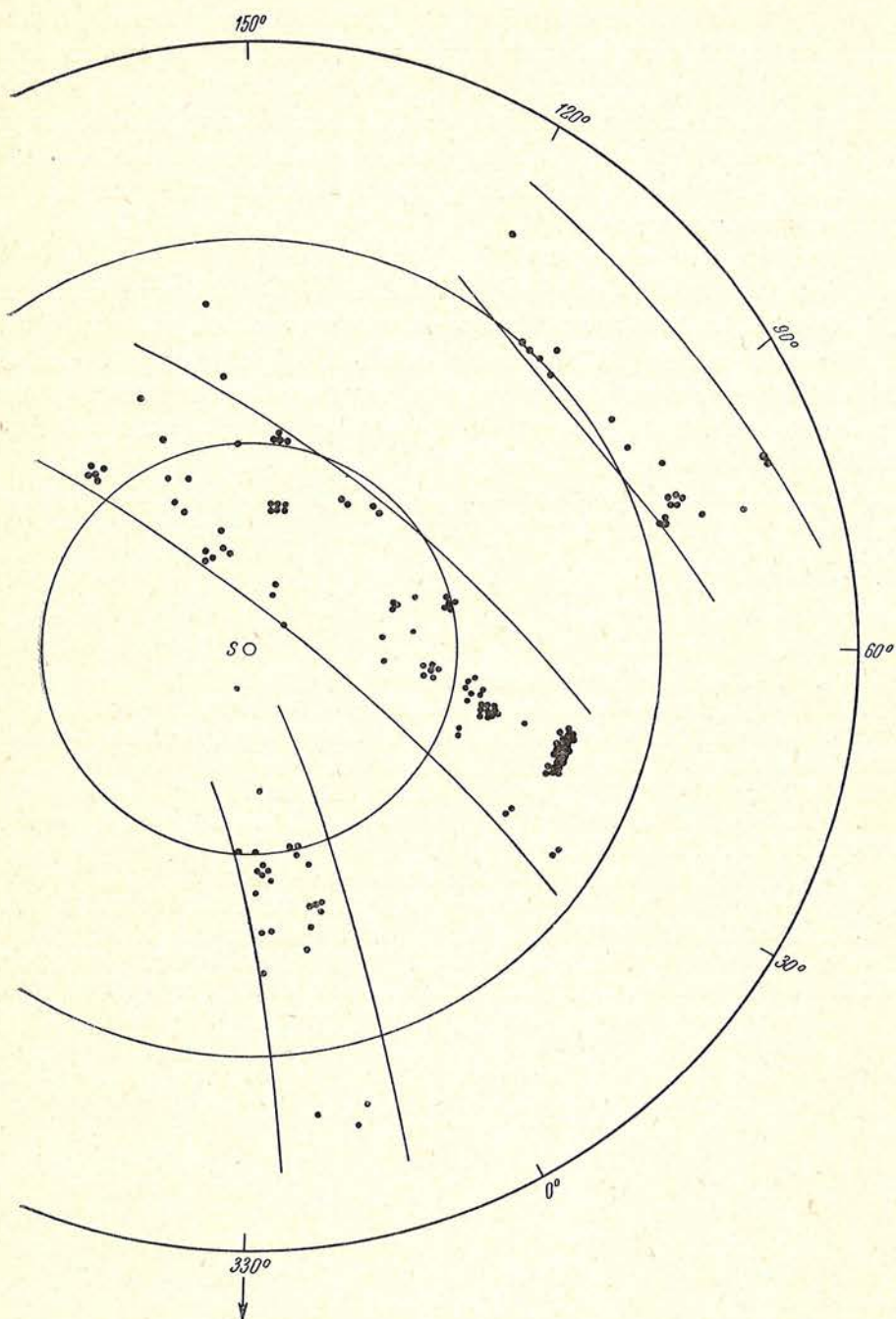
Третья, внутренняя ветвь, включает туманности в созвездиях Стрельца, Щита и Змеи; значительная вытянутость этой ветви в радиальном направлении может частично объясняться ошибками расстояний.

Богатая группа туманностей находится в долготах $250-270^\circ$ в созвездиях Киля и Центавра. Недостаток наблюдений в южном полушарии не позволяет решить вопроса, составляет ли эта группа самостоятельную ветвь или она как-то соединяется с ветвью, проходящей через Стрелец и Щит. Более уверенное суждение станет возможным после опубликования обзора областей НII, проводимого в настоящее время в Южной Африке [6].

К области Щита примыкает с севера более бедная туманностями область в Орле-Лисичке. В южной ее части, на долготе примерно около 10° , имеется некоторое количество слабых и небольших туманностей с неизвестными расстояниями; вероятно, это более далекие объекты. Далее, на протяжении следующих 20° долготы лежит область большого поглощения в Орле — вилка Млечного Пути; здесь не наблюдаются ни туманности, ни горячие звезды. Можно полагать, что наблюдаемые в этом направлении плотные звездные облака лежат на очень большом расстоянии.

Полученная нами схема галактической структуры в основном согласуется как с предварительной схемой Моргана, Шарплесса и Остерброка, так и с последней схемой — Моргана, Уитфорда и Коде. Главная разница заключается в положении Солнца относительно ветвей — в схеме Моргана Солнце лежит внутри первой ветви.

Расположение ветвей спирали, полученное по диффузным туманностям,



Фиг. 1. Схема спиральных ветвей Галактики. Солнце находится в точке S .
 Круги проведены для расстояний в 1000, 2000 и 3000 парсеков.
 Направление на галактический центр указано стрелкой

и то обстоятельство, что галактическое вращение направлено по часовой стрелке, позволяют сделать вывод, что спираль закручивается.

Структура спиральных ветвей, определяемая диффузными туманностями, в особенности положение третьей ветви, мало похожа на идеализированную схему спирали. Наблюдаемые внегалактические системы типа Sb и Sc также весьма далеки от точной геометрической схемы, и в них наряду с ветвями, огибающими центр, встречаются также ветви, имеющие радиальное направление, и немало второстепенных ветвей или деталей весьма неправильной формы.

Мы видим туманности в глубину не дальше чем на 2000—3000 парсеков, а более удовлетворительно всего лишь на 1000—1500 парсеков. Если попытаться выделить область такого размера в одной из известных внегалактических туманностей с хорошо выраженной структурой, скажем, M 33 или M 101, то в ней весьма трудно будет выделить спиральные ветви. Поэтому неудивительно, что ветви спиральной структуры Галактики определяются неуверенно.

Для уточнения и продолжения этого исследования необходимо развитие работы по определению спектров и цвета возбуждающих звезд*.

Декабрь 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. П. Паренаго. Успехи астроном. наук 4, 69, 1948.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астрон. журн. 30, 37, 1953.
3. J. H. Oort, H. C. van de Hulst, C. A. Muller. Nederl. Akad. Wetenschappen, 61, 8, 1952.
4. И. С. Шкловский. Астрон. журн. 29, 418, 1952.
5. W. W. Morgan, S. Sharpless, D. Osterbrock. Sky and Telescope 11, 6, 1952; A. J. 57, 3, 1952.
6. B. Bok, M. Bester, C. Wade. Interim report, 1953.
7. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code. Ap. J. 118, 318, 1953.
8. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс. 10, 152, 1953.
9. J. Stebbins, C. M. Huffer, A. E. Whitford. Ap. J. 91, 20, 1940.
10. S. Sharpless. Ap. J. 116, 251, 1952; N. Roman. Ap. J. 114, 492, 1951.

* Эта работа была доложена в июле 1953 г. на совещании по туманностям в Крымской астрофизической обсерватории.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА
ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛОКНИСТЫХ ТУМАННОСТЕЙ

С. Б. Пикельнер

Спектры волокнистых туманностей NGC 6960—6992 получены при помощи небулярного спектрографа. Основные линии — бленда λ 6716—6730 [SII], бленда λ 6584—6548 [NII] и H_α , λ 5007, 4959 [OIII], λ 3727 [OII], H_β . Интенсивности даны в табл. 1. Спектр характеризуется низкой степенью ионизации, но интенсивными относительно H_β запрещенными линиями. Излучение нагретого слоя газа, в котором ионизация и возбуждение стационарны, не может иметь такой спектр, так как для наблюдаемой ионизации кислорода температура должна превышать 40000° , а при высокой температуре запрещенные линии должны быть в сотни раз ярче H_β (табл. 7). Рассматриваются нестационарные процессы при прохождении волны через неионизованный межзвездный газ. За фронтом волны плотность увеличивается и кинетическая температура тяжелых частиц определяется (14). Электронная температура определяется условием баланса энергии, получаемой от ионов и расходуемой на возбуждение и ионизацию водорода, гелия и т. д. Система уравнений (19) — (22), определяющая T_e и T_i , ионизацию водорода x и гелия y , интегрируется численно для различных начальных значений $T_i^{(0)}$ (фиг. 3, а и б). Волна даже при $T_i^{(0)} = 450000^\circ$ ($v = 100$ км/сек) понижает H приблизительно на 60% и почти не понижает [OII], в то время как линии [OIII] наблюдаются.

Проведен расчет для $T_i^{(0)} = 850000^\circ$ ($v \approx 150$ км/сек) (фиг. 3, б). Численным интегрированием системы (23) получено состояние ионизации Q, S, N на различных расстояниях от фронта. Уравнение (24) дает полное излучение всех слоев газа в интересующих нас линиях (табл. 9). Вычисленный спектр грубо согласуется с наблюдениями, но для объяснения абсолютной яркости, взятой из [4], требуется $n_H \approx 200\text{--}500$ см $^{-3}$. Увеличение плотности за фронтом не должно быть больше чем в 4 раза, так что требуется наличие исключительно плотного межзвездного облака, что маловероятно. Показано, что, если волна распространяется в газе с обычной плотностью, излучение будет меньше наблюдаемого, независимо от степени сжатия в волне. Толщина излучающего слоя определяется временем рекомбинации водорода $t \approx 2 \cdot 10^{12} n_H^{-1}$ сек. За это время фронт, движущийся относительно сжатого газа со скоростью $\frac{1}{3}v$, переместится на $10^{19} n_H^{-1} \approx 2 \cdot 10^{16}$ см, что близко к наблюдаемой толщине волокон. Волокнистой формы при этом не будет.

Для объяснения большой плотности и волокнистой формы предполагается, что пересекаются две волны. Первая вызывает частичную ионизацию и уплотнение газа, вторая входит в холодный, но ионизованный и уплотненный газ. Проведены расчеты для $T_i^{(0)} = 300000^\circ$, 380000° , 450000° (фиг. 4, а и б). Вычисленная относительная яркость наблюдаемых линий дана в табл. 9. Сравнение с наблюдениями

показывает удовлетворительное согласие при $400000^\circ < T_{\frac{1}{2}}^{(0)} < 450000^\circ$, что соответствует скорости плотного газа 100 км/сек. Плотность газа $300 < n_H < 10^8 \text{ см}^{-3}$. Область пересечения двух волн должна иметь форму нити толщиной $\approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}$. Интерференция волн может, повидимому, возникнуть при искривлении фронта из-за неодинаковой скорости его перемещения в среде с различной плотностью. В местах, где межзвездный газ более плотен, фронт движется медленнее — как свет в среде с большим коэффициентом преломления. Флуктуации плотности действуют как линзы, фокусируя волну, вследствие чего может, повидимому, образоваться ряд светящихся нитей, которые в проекции будут иметь вид волокнистых туманностей.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Система туманностей NGC 6960 и NGC 6992-5 давно привлекла внимание исследователей своей ажурной структурой, построенной из большого числа тонких волокон (фиг. 1). Отсутствие в окрестностях туманностей горячей звезды, могущей возбуждать их свечение, поставило вопрос о механизме возбуждения. Оорт [1] предположил, что волокнистые туманности — остатки оболочки сверхновой звезды, вспыхнувшей несколько десятков тысяч лет назад. Распирающаяся оболочка встречает сопротивление межзвездной среды, сжимает ее, и энергия, выделяющаяся при сжатии и торможении, вызывает свечение туманности. Оорт указывает, что Хьюмассон определил лучевую скорость отдельных узлов, равную приблизительно 75 км/сек. Оценка Бюргерса [2] дала для температуры сжатого газа значение $T \approx 40000^\circ$, достаточное для свечения. Было указано, что в спектре слоя газа, светящегося при высокой температуре, запрещенные линии должны быть усилены сравнительно с водородными [1], однако детально этот вопрос никем не был исследован.

С. А. Капланом и С. И. Гопасюком [3] и независимо Чемберленом [4] было рассчитано свечение водорода при различных кинетических температурах, с учетом рекомбинаций и ударного возбуждения. Бальмеровский декремент при высоких температурах не очень сильно отличается от обычного, рекомбинационного декремента, а при низких температурах свечение водорода незначительно.

Чемберлен [4] сравнил яркость волокнистых туманностей, снятых при помощи фильтров в лучах H_α , $\lambda 5007$ [OIII] и $\lambda 3727$ [OII]. Используя туманность M32 как стандарт с известной яркостью и распределением энергии в спектре, он получил интенсивность указанных линий и пришел к выводу, что его наблюдения не могут дать определенного заключения о механизме возбуждения, так как объясняются и обычным возбуждением, вызываемым излучением горячей звезды, и ударным возбуждением. Измерения Чемберлена не могут дать отношения интенсивности водородных и запрещенных линий, так как H_α блендируется с линиями [NII], которые трудно исключить.

Г. А. Шайн избежал этой трудности, сравнивая снимки в лучах H_α и $\lambda 3727$ с фотографией, сделанной в участке непрерывного спектра. Согласно А. Я. Кипперу [5] непрерывный спектр туманностей образуется



a



б

Фиг. 1. Фотография волокнистых туманностей с отмеченными положениями щели небулярного спектрографа

в основном при переходах $2s-1s$ атома водорода и пропорционален интенсивности бальмеровских линий. Измерения Г. А. Шайна показали, что непрерывный спектр волокнистых туманностей гораздо слабее сравнительно с H_α , чем в других эмиссионных туманностях. Следовательно, линии [NII], повидимому, не слабее, чем собственно H_α . Снимки Г. А. Шайна в лучах λ 3727 также показали большую яркость туманности в этой линии. Повидимому, запрещенные линии действительно усилены сравнительно с линиями в обычных диффузных туманностях.

Однако во многих планетарных туманностях линии [OIII] в 5—7 раз ярче H_α , так что этот результат не может служить окончательным доказательством ударного механизма, который к тому же никем не был количественно исследован.

Высказывались предположения, что звезда может экранироваться облаком темной материи или быть очень горячей, но малой по размеру, при этом ее видимая яркость будет мала.

Недавно Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [6] открыли еще две системы тонковолокнистых туманностей в созвездиях Возничий и Лебедь. Туманности имели те же особенности, что и ранее известные, и вблизи них также не было горячих звезд. Вероятность случайного экранирования звезды темной материей во всех случаях весьма мала, поэтому предположение об ударном механизме возбуждения свечения получило большую поддержку.

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе указали [7] на типичность волокон для диффузных туманностей; ими было отмечено существование волокон в 44 туманностях. Детальное изучение волокон в туманностях Ориона и NGC 2244 было проведено В. Г. Фесенковым [8].

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [7], [9] предположили, что волокна в диффузных туманностях связаны с движением вещества. В развитие гипотезы Оорта [1] о столкновениях облаков они отметили, что волокна часто образуются на границе светлой и темной областей, где, повидимому, имеет место повышение температуры при сжатии и увеличение плотности. Однако причина образования столь тонких волокон (толщина их порядка 0.01 парсека при длине около 1 парсека) до настоящего времени не объяснена.

Целью настоящей работы является исследование спектра волокнистых туманностей, детальное рассмотрение механизма возбуждения свечения при движении оболочки и сравнение вычисленного спектра с наблюдаемым. Одновременно высказаны некоторые соображения о причине образования волокон.

§ 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения производились на небулярном спектрографе Крымской обсерватории, менисковая камера которого ($F:1$) имеет две призмы; одна из призм может быть снята. Экспозиции при фотографировании в среднем достигали 4 часов. Наблюдения спектров волокнистых туманностей на небулярном спектрографе весьма трудны, так как спектрограф интегрирует

свет с площадки на небе диаметром $10'$, а волокна туманности заполняют малую часть этой площадки, так что контрастность спектра туманности на фоне спектра неба сильно падает и точность измерений уменьшается. Были приняты все меры к уменьшению рассеянного и постороннего света.

Для получения спектра сравнения служили звезды A0, пластинки калибровались при помощи трубчатого стандартизатора в двух областях спектра. Спектр туманности, звезды A0 и марки фотографировались на кусках одной пластинки 103aF и одновременно обрабатывались проявителем Д19. Более подробное описание спектрографа и методики наблюдений дано в [10].

В течение 1951 и 1952 гг. было получено 28 спектрограмм туманностей, относящихся к местам, указанным на фиг. 1, а. Из них было отобрано 14 более хороших, причем 8 были сняты с двумя призмами, а 6 — с одной, так как при этом линия λ 3727 меньше поглощается и лучше поддается измерению.

Измерения производились на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса. Относительные интенсивности линий и бленд λ 6716-30 [SII], λ 6584-48 [NII] вместе с H_{α} , λ 5007 и 4959 [OIII] и λ 3727 [OII] были получены путем обычной фотометрической обработки и приведены в табл. 1.

Таблица 1

Относительные интенсивности линий в четырех областях туманности

№ области на фиг.	Число пластинок	[SII]	[NII]+ H_{α}	OIII	H_{β}	OII
1	6	0.46	1	0.68	0.31	2.0
2	2	0.44	1	1.04	0.17	7
3	4	0.45	1	0.51	0.16	3.9
4	2	0.48	1	1.0	0.11	2.7
Взвешенное среднее . .		2.8	6.2	4.7	1	25

H_{β} является самой слабой из измеренных линий; она видна далеко не на всех пластинках и измеряется с ошибкой до 100%. Более яркие линии измеряются с ошибкой около 50%. При усреднении все линии относились к [NII] + H_{α} , интенсивность которой более постоянна и легко измеряется, а затем уже средние данные были отнесены к H_{β} . Измерения Чемберлена [4] дали несколько большую, чем у нас, величину $I[\text{OIII}]/I_{\alpha}$, однако примененная им методика требует более сложных и менее надежных редуций, с учетом полосы пропускания фильтра и чувствительности пластинок, поэтому его данные представляются нам завышенными. Кроме того, большое значение имеет указание в [4], что измерения целевых спектрограмм, полученных ван де Хулстом и Хьюмасоном, показывают сильное различие от волокна к волокну (исследовалась фотографическая

часть спектра). Поэтому усреднение может дать различные результаты в разных случаях.

Табл. 1 показывает, что для спектра волокнистых туманностей характерна низкая степень ионизации, обычная для диффузных туманностей ([OII] сильнее [OIII]; [SII], очень слабые в планетарных туманностях [11] из-за сильной ионизации, здесь усилены), в сочетании со сравнительно большой интенсивностью запрещенных линий, характерной для планетарных туманностей. Эта особенность сближает волокнистую туманность с волокнами крабовидной туманности [12].

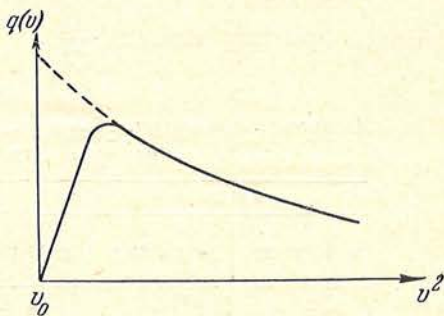
§ 3. СВЕЧЕНИЕ ГАЗА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Прежде чем рассчитывать излучение, которое должно появиться при движении оболочки, рассмотрим, как будет светиться при высокой температуре слой газа, имеющий тот же химический состав, что и планетарные туманности. Для этого нужно определить ионизацию и возбуждение атомов S, N, O и H при различных кинетических температурах.

Число возбуждений F_{AB} метастабильного уровня B атомов в 1 см^3 за 1 сек. при кинетической температуре T , рассчитанное на 1 электрон и на 1 атом в исходном для возбуждения состоянии A , дается известной формулой [13]:

$$n_A n_e F_{AB} = n_A n_e \frac{h^2}{2\pi m^2} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT}} \frac{\Omega(AB)}{\bar{\omega}_A}, \quad (1)$$

где χ_{AB} — потенциал возбуждения, $\bar{\omega}_A = 2I_A + 1$ — статистический вес нижнего уровня, $\Omega(AB)$ — величина, вычисляемая методами квантовой механики. Величины Ω , вычисленные Мензелом и Хеббом для OII [13], превышали, как показал Аллер [14], предельное значение, устанавливаемое теоремой сохранения. Недавно Ситон [15] вычислил более точно величины Ω для небулярных переходов и переходов типа полярных сияний нескольких стадий ионизации O, N, S, F, Ne, Na, Mg, имеющих оболочки типа $2p^2$. Значения Ω оказались в несколько раз меньшими, чем у Мензела и Аллера. Для интересующих нас случаев точность, по утверждению Ситона, достигает 40%. В дальнейшем мы будем пользоваться данными Ситона, но при низких T нужно уточнение. Ход эффективного сечения $q(v)$ возбуждения метастабильного уровня схематически изображен на фиг. 2 [16] — сечение растет, начиная от потенциала ионизации, на протяжении примерно 1 эв , после чего достигает значения, определяемого (1).



Фиг. 2. Схематический ход сечения возбуждения метастабильного уровня. Пунктирная линия соответствует формуле (1)

При $T > 10000^\circ$ это обстоятельство мало существенно, однако при меньших T оно уменьшает возбуждение и его нужно учитывать.

Сравнительно малая величина $\Omega(AB)$ позволяет, как показывает оценка, при интересующих нас плотностях не учитывать ударов второго рода. Тогда, как легко видеть, излучение слоя газа можно представить в виде

$$I_{AB} = \frac{1}{4\pi} \int n_A n_e F_{AB} \chi_{AB} ds = \frac{\chi_{AB}}{4\pi} \int \frac{n_A}{n} \frac{n}{n_H} n_e n_H F_{AB}(T) ds, \quad (2)$$

где n — полная концентрация атомов данного элемента во всех стадиях ионизации. Если температура и ионизация в слое постоянны, то (2) можно переписать в виде

$$\frac{I_{AB}}{\int n_H n_e ds} = \frac{\chi_{AB}}{4\pi} \frac{n_A}{n} \frac{n}{n_H} F_{AB}(T). \quad (3)$$

Для применения (3) нам нужно знать степень ионизации элементов и средний химический состав туманностей.

Средний химический состав туманностей. Последний нельзя прямо брать из данных [13], так как они вычислены со старыми значениями Ω и, кроме того, включают учет ударов второго рода, которые теперь оказываются в большинстве случаев несущественными. Наконец, расчеты Мензела основаны на значениях T , которые зависят от величины $\frac{\Omega(13)}{\Omega(12)}$ для ОИ и теперь также должны быть изменены.

Мы предприняли пересмотр вычислений Мензела в свете указанных выше соображений. Исползованные значения постоянных даны в табл. 2, причем Ω и $\tilde{\omega}$ означают сумму этих величин для всех подуровней основного состояния.

Определяемая по интенсивности линии концентрация ионов прежде всего обратно пропорциональна $\frac{\Omega}{\tilde{\omega}_A}$.

Таблица 2

Атомные параметры. Номера 1, 2, 3 соответствуют уровням (слитым мультиплетам), начиная с основного

$\Omega(12)$		$\Omega(13)$		$\tilde{\omega}_1$	$\chi_{12} \cdot 10^{12}$
по Мензелу	по Ситону	по Мензелу	по Ситону		
ОИ 20	1.73	3.53	0.195	9	4.0
ОИ 10	1.44		0.218	4	5.34
СИ 10	2.02	6.0	0.383	4	2.96
НИ 20	2.39	3.53	0.223	9	3.02

Поэтому обилия, определенные Мензелом, нужно умножить на $\frac{\Omega(12)_M}{\Omega(12)_C}$.

Учет ударов второго рода, проведенный Мензелом, увеличил концентрацию ионов. Чтобы исправить расчет, нужно умножить обилия различных ионов, полученные Мензелом, на $(1 - \beta)$, вычислив эту величину по данным

Мензела. Определение электронной температуры производится по отношению интенсивностей линий [ОIII], $N_1 + N_2$ и λ 4363 при помощи формулы [13]:

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{4363}} = (1 - \beta) \left[\frac{\Omega(12)}{\Omega(13)} \frac{1}{0.95} e^{\frac{\chi_{23}}{kT}} + 1 \right] 0.875. \quad (4)$$

Более точным методом статистического равновесия Мензел получает для средних физических условий численно близкое выражение

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{4363}} = 4.07 e^{\frac{\chi_{23}}{kT}}. \quad (5)$$

Поскольку β в действительности мало, уточнение, даваемое (5), незначительно и мы можем использовать (4). С данными Ситона получаем

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{4363}} \approx 8.15 e^{\frac{\chi_{23}}{kT}}. \quad (6)$$

Сравнение (5) и (6) дает

$$\frac{1}{T_M} - \frac{1}{T_C} = 2.1 \cdot 10^{-5}, \quad (7)$$

где T_M и T_C означают соответственно температуры, вычисленные по (5) и (6). Вычисленная по интенсивности запрещенных линий концентрация ионов пропорциональна, как видно из (1), величине $T^{1/2} e^{\chi/kT}$. При помощи (7) найдем, что поправка, которую нужно придать к $\lg n_i$, данным в [13], будет в среднем равна разности $0.05 - 6.6 \cdot 10^{10} \chi_{12}$, т. е. учет температуры уменьшает обилие ($\chi_{12} > 10^{-12}$) и частично компенсирует влияние $\Omega(12)$. Прделав такую процедуру с данными Аллера и Мензела о содержании ионов O, N, S, определенными по запрещенным линиям, и учтя данные Мензела, полученные по рекомбинационным линиям, мы получили в конце концов, сложив содержание различных ионов одного элемента, очень грубую, но, повидимому, более близкую к действительности, чем у Мензела, табл. 3, в которой приведены значения, отнесенные к 1000 атомов H. При вычислении поправки к содержанию SIII сделано предположение, что для перехода $1,2 \frac{\Omega(\text{SIII})}{\Omega(\text{SII})} = \frac{\Omega(\text{OIII})}{\Omega(\text{OII})}$, так как их внешние электронные оболочки соответственно подобны. Неизменное содержание азота объясняется тем, что поправка за величину Ω почти точно компенсируется поправкой к содержанию NIII, обусловленной температурой.

Таблица 3

Ионы	По Мензелу и Аллеру	Редуцированные значения
O	0.25	1.1
N	0.2	0.2
S	0.10	0.17

Теперь мы можем рассчитать при помощи (3) и (1) свечение слоя газа в данной линии в предположении, что все атомы находятся в данном состоянии ионизации ($\frac{n_A}{n} = 1$). Неточное знание величин Ω не влияет на расчет, так как *относительное содержание элементов рассчитано с теми же величинами Ω , и ошибка в значительной степени исключается.* Величина $\frac{I}{\int n_H n_e ds} \frac{n}{n_A}$ представлена в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Интенсивность излучения слоя газа в линиях, рассчитанная на единицу величины $\frac{n_A}{n} \int n_H n_e ds$. В единицах 10^{-25}

T	5000	7500	10000	15000	20000	30000	40000	50000	80000	100000
ОП	0.09	0.96	3.02	8.96	14.9	23.0	27.6	30.0	31.2	30.8
ОПН	0.24	1.38	3.12	6.75	9.48	12.4	13.8	14.6	14.1	13.5
СН	0.33	1.13	2.02	3.37	4.20	4.89	5.02	5.00	4.6	4.3
НН	0.18	0.64	1.16	1.98	2.48	2.91	3.03	3.02	2.8	2.6
H_{β}^{st}					0.32	4.5	16.0	39.3	160	230
H_{β}^{rec}	0.143	0.105	0.078	0.056	0.040	0.028	0.021	0.016		

В предпоследней строке таблицы дано рассчитанное на единицу величины $\int n_{HI} n_e ds$ излучение в линии H_{β} , определяемое ударами, по данным С. А. Каплана и С. И. Гопасюка [3]. В последней строке приведена интенсивность рекомбинационного свечения в линии H_{β} , рассчитанная на $\int n_{HI} n_e ds$ [13].

Ионизация. Состояние ионизации в туманностях в стационарных условиях определяется, как известно, балансом числа ионизаций с основного уровня и числа рекомбинаций на все уровни. Число ионизаций электронным ударом из основного уровня состояния ионизации r [17]:

$$n_e n_r Z_r = n_e n_r 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{v_0}^{\infty} q_r(v) v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv, \quad (8)$$

где $q_r(v)$ — сечение ионизации, которое обычно растет от потенциала ионизации χ_r почти линейно до энергии, приблизительно равной $2\chi_r$ (в этой точке сечение приблизительно равно 1 атомной единице, или $q_0 = 8.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [16]), затем плавно переходит к максимуму и медленно убывает. При интересующих нас температурах и потенциалах, превышающих 23 эв (SII), имеет значение только линейная часть $q_r(v)$. Примем, в соответствии с вышесказанным, что

$$q_r(v) = q_0 \frac{v^2 - v_0^2}{v_0^2}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8) и интегрируя, получим

$$Z_i = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} q_0 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi_r}{kT}} \frac{kT}{\chi_r}. \quad (10)$$

Число рекомбинаций на основной уровень атома в состоянии ионизации r [17] без учета вынужденных рекомбинаций

$$n_e n_{r+1} C_{r,1} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty (\beta_v)_{r,1} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^3 dv, \quad (11)$$

где

$$(\beta_v)_{r,1} = \frac{g_{r,1} v^2 h^3}{u_{r+1} c^2 m^2 v^2} (k_v)_{r,1}.$$

Здесь $g_{r,1}$ и u_{r+1} — статистический вес и весовая функция соответствующих состояний, $(k_v)_{r,1}$ — коэффициент непрерывного поглощения за пределом серии. Значения $(k_v)_{r,1}$, взятые из [18], приведены в табл. 5. Для SI и II данных нет, но указано, что никаких аномалий, повидимому, не будет, поэтому $(k_v)_{r,1}$ принято, как у изоэлектронных ионов кислорода. Величины u_{r+1} и $C_{r,1}$ были вычислены для интересующих нас ионов и температур 10000°, 40000° (табл. 5), 30000° и 50000°.

Коэффициенты поглощения с возбужденных уровней в большинстве случаев неизвестны, поэтому мы предположили, что все эти уровни водородоподобны. Для уровней, близких к основному, это допущение неточно, однако эти уровни вносят сравнительно небольшую долю в общий коэффициент рекомбинации, поэтому ошибка будет невелика. Для нейтральных атомов можно считать, что $\sum_{n=2}^\infty C_{1,n}$ приближенно равна этой же величине для водорода, которая дана в табл. 5. Для водородоподобных атомов с зарядом Ze , как легко видеть из общего выражения для $C_{r,n}$

$$C_{r,n} = \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^{10} z^4}{m^2 c^3 h^3} \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} \frac{1}{n^3} e^{-\frac{\chi_1 Z^2}{n^2 kT}} Ei \left(\frac{\chi_1 Z^2}{n^2 kT} \right), \quad (12)$$

можно написать, что $\frac{1}{Z} C_{Z, Zn} = C_{1,n}$.

Бесконечную последовательность уровней можно разбить на Z рядов с номерами $i + kZ$, где i постоянно для данного ряда и заключено в пределах от 0 до $Z - 1$, а k пробегает значения от 0 до бесконечности. Каждый ряд вносит в $\sum_{n=2}^\infty C_{Z,n}$ величину, приблизительно равную $Z \sum_{n=2}^\infty C_{1,n}$, а все Z рядов — $Z^2 \sum_{n=2}^\infty C_{1,n}$. Следовательно, вероятность рекомбинаций на все возбужденные уровни ионизованного атома ($Z = 2$) в 4 раза, а для дважды ионизованного атома ($Z = 3$) — в 9 раз больше, чем вероятность рекомбинаций на возбужденные уровни нейтрального атома. Вероятность

рекомбинаций на основные уровни, как видно из табл. 5, также больше для ионизованных атомов.

Мы получаем важный для дальнейшего вывод, что в высвечивающейся массе газа *рекомбинации высокоионизованных атомов пройдут быстрее, чем рекомбинации однажды ионизованных атомов*. Таким образом, были оценены величины $C_2 = \sum_{n=1}^{\infty} C_{r,n}$ для температур 10000°, 40000° (табл. 5), 30000° и 50000°.

Таблица 5

Коэффициенты рекомбинаций

Элементы	$(k_v)_{r,1} \cdot 10^{18}$	$C_{r,1} \cdot 10^{18}$		$\sum_{n=2}^{\infty} C_{r,n} \cdot 10^{18}$		$C_r \cdot 10^{18}$	
		10000°	40000°	10000°	40000°	10000°	40000°
HI	6.3	1.93	0.87	2.5	0.71	4.4	1.58
OI	4.5	1.30	0.30	2.5	0.71	3.8	1.01
OII	8.1	3.15	1.25	10.0	2.83	13.1	4.1
NI	2.2	1.43	0.56	2.5	0.71	3.9	1.27
NII	6.4	6.17	2.93	10.0	2.83	16.2	5.8
SI	(4.5)	0.59	0.13	2.5	0.71	3.1	0.84
SII	(8.1)	1.45	0.67	10.0	2.83	11.4	3.5

Из условия стационарности ионизации

$$n_e n_r Z_r = n_e n_{r+1} C_r \quad (13)$$

были вычислены при помощи (10), (12) и табл. 5 величины $\frac{n_{r+1}}{n_r}$, представленные в табл. 6. Величина $\frac{\text{NII}}{\text{HI}}$ дана по [3].

Таблица 6

Ионизация элементов

T	30000°	40000°	50000°
$\frac{\text{OII}}{\text{OI}}$	50	356	—
$\frac{\text{OIII}}{\text{OII}}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.084	1.1
$\frac{\text{NIII}}{\text{NII}}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	0.36	3.1
$\frac{\text{SIII}}{\text{SII}}$	0.252	4.1	24.6
$\frac{\text{HII}}{\text{HI}}$	140	560	2300

Данные для более низких температур не приведены, так как в этом случае нельзя объяснить появление линии ОIII.

Излучение газа при различных температурах. Используя данные табл. 4 и 6, можно получить относительные интенсивности линий, излучаемых слоем газа при разных температурах (табл. 7). Интенсивность H_{α} дана по [3].

Таблица 7
Относительные (в долях H_{β}) интенсивности
линий, излучаемые при разных температурах
в стационарных условиях

T	30000°	40000°	50000°	Наблю- дения
ОII	374	570	432	25
ОIII	0.3	25	225	4.7
SII	65	22	3.7	2.8
NII	48	50	22	6.2
H_{α}	4.1	3.9	3.8	

В последней графе даны наблюдаемые в волокнистой туманности величины. Сравнение показывает, что нагретый слой газа в стационарных условиях не может излучать спектр, подобный волокнистой туманности, так как, чтобы ионизовать ОII, нужна $T \approx 45000^{\circ}$, а при этом запрещенные линии должны быть значительно сильнее, чем линии водорода.

§ 4. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ГАЗЕ И СВЕЧЕНИЕ ВОЛНЫ

Невозможность объяснить спектр волокнистых туманностей излучением нагретого газа в стационарных условиях не дискредитирует гипотезы Оорта. Действительно, условия в волне могут быть очень далекими от стационарных. Непосредственно позади фронта температура высокая и элементы ионизуются, затем температура будет падать быстрее, чем степень ионизации, так как вероятность возбуждения атома при высоких температурах значительно выше, чем вероятность рекомбинации. В результате будет наблюдаться свечение сильно ионизованного газа при низкой температуре, что может, вообще говоря, дать спектр, по типу близкий к спектру волокнистых туманностей. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Допустим, что плотная оболочка движется со скоростью v в неионизованном межзвездном газе. Перед оболочкой будет слой сжатого межзвездного газа,двигающегося тоже со скоростью v . Граница, отделяющая сжатый газ от невозмущенного, называется фронтом волны и движется со скоростью V , большей, чем v , так как при движении сжатый газ еще «замедляет» несжатый. Если пренебречь излучением, то сжатие газа при пересечении фронта будет адиабатическим и приведет к его нагреву. Изменение состояния газа при прохождении через него фронта ударной

волны в этом случае хорошо изучено [19, 20]. Сильная ударная волна в идеальном одноатомном газе увеличивает плотность межзвездного газа в 4 раза и температура сжатого газа определяется равенством

$$\frac{3}{2} kT = \frac{m_H v^2}{2}. \quad (14)$$

Фронт относительно невозмущенного газа движется со скоростью $\frac{4}{3} v$, т. е. относительно сжатого газа со скоростью $\frac{1}{3} v$. Процесс сжатия и повышения температуры происходит в узком слое, толщиной в несколько длин свободного пробега (толщина фронта). В этой области распределение скоростей нельзя считать максвелловым; здесь направленное движение как бы переходит в хаотическое. Процессы в пределах толщины фронта мало изучены, но для нашей задачи это не имеет значения, так как толщина переходной области мала и она не вносит заметного излучения.

В условиях туманностей излучением пренебрегать нельзя; температура газа поднимется меньше, чем при адиабатическом сжатии, и плотность может увеличиться больше чем в 4 раза. Отклонение от адиабатических условий будет тем больше, чем меньше будет время охлаждения (из-за излучения), сравнительно с временем сжатия газа, которое равно времени перемещения фронта на его толщину. Этот вопрос мы обсудим позже, а пока предположим, что после прохождения фронта газ имеет концентрацию n_H и температуру $T_i^{(0)}$. Если процесс сжатия адиабатический, то $n_H = 4n_H^{(0)}$, где $n_H^{(0)}$ — плотность межзвездного газа до сжатия, и $T_i^{(0)}$ определяется (14). Заметим, что при прохождении ударной волны высокую температуру сначала приобретают тяжелые частицы, так как скорость направленного движения в волне мала сравнительно с тепловыми скоростями электронов. Последние получают энергию от столкновений с атомами и ионами, причем взаимодействие с ионами значительно эффективнее из-за того, что кулоновские силы медленно спадают с расстоянием.

Легко рассчитать, что если доля ионизованных атомов превышает одну сотую, то столкновения с нейтральными атомами можно не учитывать.

Рассмотрим, как изменяется состояние некоторого элемента газа позади фронта со временем. Электроны, сталкиваясь с ионами, будут приобретать от них энергию, величину которой E_{ie} , рассчитанную на 1 ион и 1 электрон в 1 сек., можно оценить следующим образом. Двигаясь в плазме, электрон взаимодействует с электронами и ионами, причем сила торможения обратно пропорциональна массе тормозящих частиц. Эффективная длина свободного пробега электрона в плазме определяется электронами и равна [21]

$$l_{ee} \approx \frac{(kT)^2}{e^4 n_e L}, \text{ где } L = 3 \ln \frac{3kT}{4e^2 n_e^{1/2}}. \quad (15)$$

Величина L слабо зависит от T и n_e и в среднем для интересующих нас условий равна 40—50.

Величина l_{ee} определяется взаимодействием электронов с электронами и не определяет передачу энергии от ионов к электронам. Последнее зависит от длины пробега электрона, определяемой ионами — l_{ei} , которая в соответствии со сказанными выше равна $\frac{m_H}{m} l_{ei}$, если концентрации ионов и электронов равны. Время τ_{ei} пробега электроном пути l_{ei} равно, по порядку величины, времени релаксации энергии. В этом случае

$$n_i n_e E_{ie} = \frac{n_e}{\tau_{ei}} \frac{3}{2} k (T_i - T_e) = \frac{n_e \bar{v}_e}{l_{ee}} \frac{m}{m_H} \frac{3}{2} k (T_i - T_e). \quad (16)$$

Подставляя значения средней скорости электронов $\bar{v}_e$, l_{ee} и заменяя постоянные и L их значениями, находим

$$n_i n_e E_{ie} = 10^{-17} n_{HII} n_e T_e^{-\frac{3}{2}} (T_i - T_e). \quad (17)$$

Приобретаемая от ионов энергия расходуется электронами на возбуждение и ионизацию водорода, гелия и других элементов. Рассмотрим эти процессы последовательно. Энергию, расходуемую на возбуждение и ионизацию водорода, рассчитанную на электрон и 1 нейтральный атом, можно записать в виде

$$\varphi(T_e) = \sum_{n=2}^{\infty} F_{1n} \chi_{1n} + Z_1 \chi_1.$$

Эта величина была вычислена для различных T_e в [3] с эффективными сечениями, взятыми в приближении Борна, и мы воспользуемся готовыми числовыми значениями. Аналогичную функцию $\Phi(T_e)$ для гелия мы вычислим в предположении, что сечение возбуждения уровня $2'S \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ [16]; возбуждение других синглетных уровней дает небольшую сравнительно с этим уровнем величину*, а возбуждение 2^3S почти компенсируется ударами второго рода [13]. Примем, далее, что сечение ионизации линейно растёт от предела серии, достигая при $2\chi_1$ значения $0.4q_0 = 3.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [22]. Значения $\Phi(T_e) = F_{12}\chi_{12} + Z_1\chi_1$ и $Z_1(T_e)$ для гелия представлены в табл. 8.

Таблица 8

Значения $\Phi(T_e) = F_{12}\chi_{12} + Z_1\chi_1$ (расход энергии на 1 атом HeI и 1 электрон в секунду) и $Z_1(T_e)$ для гелия

T_e	30000°	40000°	50000°	70000°	100000°
$\Phi(T_e)$	$9.4 \cdot 10^{-23}$	$6.6 \cdot 10^{-22}$	$2.15 \cdot 10^{-21}$	$8.4 \cdot 10^{-21}$	$2.52 \cdot 10^{-20}$
$Z_1(T_e)$	$3.0 \cdot 10^{-14}$	$4.8 \cdot 10^{-13}$	$2.86 \cdot 10^{-12}$	$2.45 \cdot 10^{-11}$	$1.40 \cdot 10^{-10}$

Расход энергии на ионизацию других элементов несущественен из-за их относительно малого содержания. Возбуждением метастабильных уровней

* Сечение возбуждения уровня 2^3P медленно растёт от критического потенциала, так как этот переход разрешенный.

при низких температурах пренебрегать нельзя. Соответствующий расход энергии на 1 электрон и 1 атом Н можно оценить, суммируя умноженные на 4π данные табл. 4 для ОII, SII и NII, которые вносят основной вклад в излучение газа в видимой области, являясь весьма распространенными элементами. Излучение OIII учитывать не нужно, поскольку оно приблизительно компенсируется уменьшением числа ионов ОII. Другие распространенные элементы, как, например, инертные газы, имеют высокие потенциалы возбуждения и при низких T_e будут излучать мало. Полученную таким образом функцию обозначим $\psi(T_e)$.

Помимо возбуждения и ионизации, энергия электронов расходуется на то, чтобы ускорить образующийся при ионизации медленный электрон до средней энергии.

Уравнение баланса энергии электронного газа можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k n_e \frac{dT_e}{dt} = n_i n_e E_{ie} - n_e n_{\text{HI}} \varphi(T_e) - n_e n_{\text{HeI}} \Phi(T_e) - n_e n_{\text{H}} \psi(T_e) - \\ - \frac{3}{2} k n_e n_{\text{HI}} Z_1 T_e. \end{aligned} \quad (18)$$

Введем степень ионизации водорода — x и гелия — y и примем, что концентрация гелия составляет 20% от концентрации Н. Подставляя $n_e = n_i = x n_{\text{H}}$, $n_{\text{HeI}} = (1 - y) n_{\text{He}} = 0.2(1 - y) n_{\text{H}}$, приведем уравнение к виду

$$\frac{3}{2} k \frac{dT_e}{n_{\text{H}} dt} = x E_{ie} - (1 - x) \left[\varphi(T_e) + \frac{3}{2} k Z_1 T_e \right] - 0.2(1 - y) \Phi(T_e) - \psi(T_e). \quad (19)$$

Величины x и y определяются уравнениями

$$\frac{dx}{n_{\text{H}} dt} = (1 - x) Z_1 - x C(T_e), \quad (20)$$

$$\frac{dy}{n_{\text{H}} dt} = (1 - y) Z_1(\text{He}) - y C_{\text{He}}. \quad (21)$$

Температура ионного газа, входящая в E_{ie} , определяется уравнением

$$\frac{3}{2} k \frac{dT_i}{n_{\text{H}} dt} = - x^2 E_{ie}, \quad (22)$$

в котором учтено, что температура ионов равна температуре нейтральных атомов (в сумме их число равно n_{H}) из-за хорошего теплового контакта между ними.

Уравнения (19), (20), (21), (22) определяют величины T_i , T_e , x , y как функции переменной $n_{\text{H}} t$. Плотность газа непосредственно в расчет не входит и определяет только шкалу времени.

Было принято, что в начальный момент $y = 0$ и $x = 0.01$, что соответствует области II в межзвездном газе (то обстоятельство, что электроны в области II образуются при ионизации элементов, отличных от водорода, в данном случае не имеет значения). Начальная температура $T_i^{(0)}$ задавалась как параметр. Интегрирование начато с момента, когда T_e приняло значение, определяемое (19), т. е. по прошествии τ_{ei} . Электронная

температура в этот момент определялась из (19) при условии, что левая часть мала сравнительно с основными членами. Все входящие в систему уравнений функции T_e были представлены графически и уравнения численно интегрировались при различных $T_i^{(0)}$.

Интегрирование показало, что при $T_i^{(0)} = 200000^\circ$ ($v = 70$ км/сек) водород может быть ионизован только на 20%, гелий — на 0.2%. При $T_i^{(0)} = 300000^\circ$ ($v = 86$ км/сек) x в максимуме достигнет 45%. Было проведено интегрирование также для $T_i^{(0)} = 400000^\circ$ (результаты показаны на фиг. 3, а) и для $T_i^{(0)} = 450000^\circ$ ($v = 105$ км/сек). В последнем расчете x достигает 65%. Во всех случаях процесс происходит примерно так, как изображено на фиг. 3. Сначала, пока x мало, малы расход энергии и тепловой контакт между электронами и ионами. Поэтому T_i падает очень медленно. По мере увеличения x процесс идет все быстрее, x и T_e растут, пока не истощится запас энергии тяжелых частиц.

Зная физические условия в газе за фронтом волны, можно рассчитать ионизацию и свечение других элементов, в особенности кислорода, который наблюдается в состояниях ОI и ОII. Ионизация кислорода определяется системой уравнений:

$$\frac{d\left(\frac{n_3}{n}\right)}{n_H dt} = \frac{n_2}{n} x Z_2(T_e) - \frac{n_3}{n} x C_2(T_e), \quad (23)$$

$$\frac{d\left(\frac{n_1}{n}\right)}{n_H dt} = -\frac{n_1}{n} x Z_1(T_e) + \frac{n_2}{n} x C_1(T_e),$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n,$$

где $Z_r(T_e)$ и $C_r(T_e)$ определяются (10), (12) и табл. 5, а x и T_e взяты из расчета. Уравнения (23) интегрируются численно в предположении, что кислород первоначально находился в состоянии ОI, так как его потенциал ионизации немного больше, чем у водорода, а мы рассматриваем область II. Расчет показывает, что в состояние ОII перейдут 0.3% и 0.6% атомов О при начальных температурах соответственно 400000 и 450000°. Следовательно, при скорости газа в волне ≈ 100 км/сек нельзя объяснить наличие [ОII] в спектре туманности.

Поэтому был проведен расчет с начальной температурой ионов $T_i^{(0)} = 850000^\circ$ ($v = 144$ км/сек). Когда в процессе интегрирования T_i и T_e почти сравниваются, уравнение (19) заменялось (19а), выведенным в предположении, что расход компенсируется уменьшением энергии всех $(1+x)n_H$ частиц

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k \frac{1+x}{x} \frac{dT_e}{n_H dt} = & -(1-x) \left[\varphi(T_e) + \frac{3}{2} k T_e Z_1 \right] - \\ & - 0,2(1-y) \Phi(T_e) - \psi(T_e). \end{aligned} \quad (19a)$$

Зависимость T_i , T_e и x от $n_H t$ представлена на фиг. 3, б.

Интегрирование системы (23) позволило определить изменение состояния ионизации О, N, S в некотором элементе газа по мере его удаления

от фронта. При этом принималось, что в межзвездном газе азот ($\chi_1 = 14.5$ эв) находится в состоянии NI, а сера ($\chi_1 = 10.3$ эв) — в состоянии SII.

Излучение всего газа за фронтом волны определяется суммой излучений всех слоев с различной температурой, ионизацией водорода и рассматриваемых элементов. Если обозначить содержащиеся в табл. 4 величины через U , то интенсивность излучения в некоторой линии определяется формулой, полученной из (2),

$$I = \int U n_{\text{H}}^2 x \frac{n_{\text{A}}}{n} ds = (V - v) n_{\text{H}} \sec \vartheta \int U x \frac{n_{\text{A}}}{n} n_{\text{H}} dt, \quad (24)$$

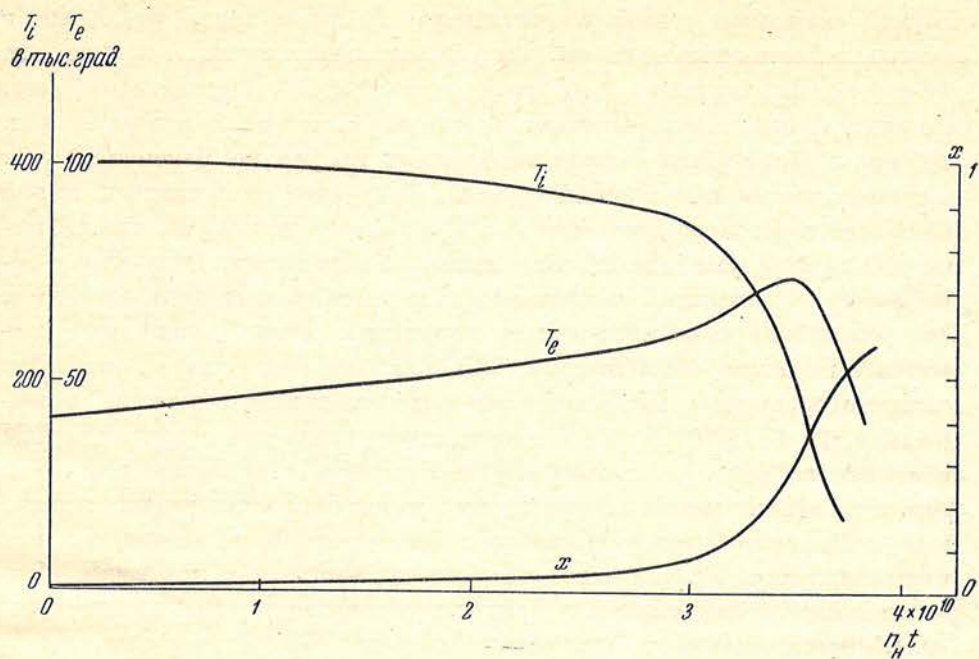
где последний интеграл получается непосредственно из расчета. Угол ϑ заключен между лучом зрения и нормалью к фронту.

Интенсивность излучения в H_{β} дается аналогичной формулой, где вместо $U \frac{n_{\text{A}}}{n}$ подставляется сумма величин, данных в табл. 4, умноженных соответственно на $(1 - x)$ и x . Излучение под действием столкновений составляет около половины полного излучения. Относительная интенсивность излучения в линиях не зависит от множителя перед интегралом и определяется из расчета. Эта интенсивность приведена во второй графе табл. 9 (стр. 110), из которой видно, что вычисленный спектр в пределах возможных ошибок расчета и наблюдений (особенно неуверенных для H_{β}) близок к наблюдаемому. Небольшое уменьшение $T_i^{(0)}$ даст еще лучшее согласие.

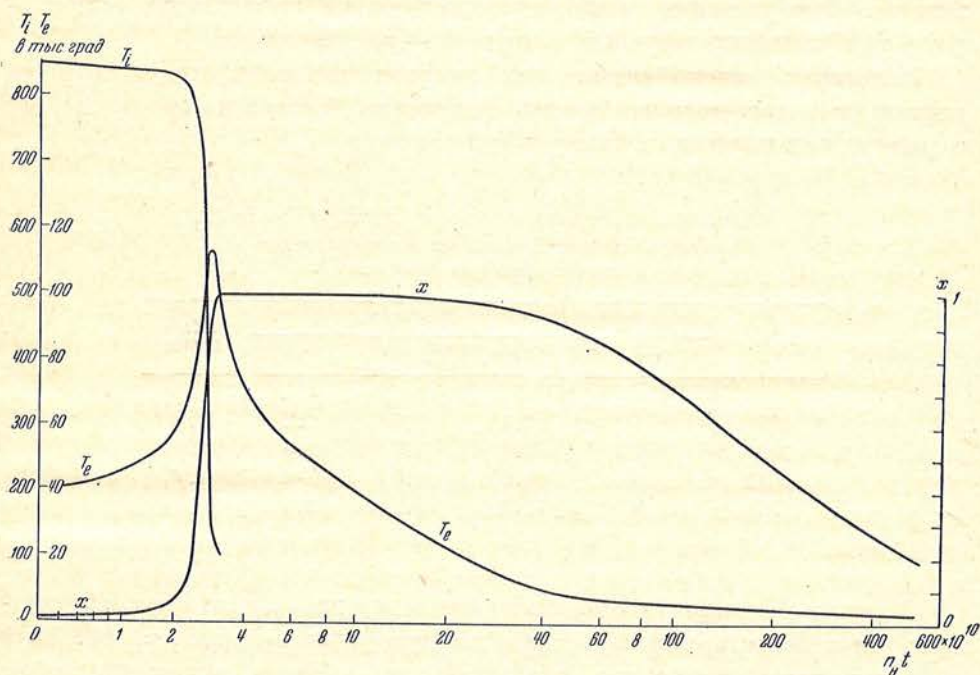
Абсолютная интенсивность излучения H_{β} позволяет оценить n_{H} при помощи (24). Величина интеграла в (24) из расчета для H_{β} равна $4 \cdot 10^{-14}$, так что $I_{\beta} = 4 \cdot 10^{-14} (V - v) n_{\text{H}} \sec \vartheta \approx 2 \cdot 10^{-7} n_{\text{H}} \sec \vartheta$. По [4] поверхностная яркость в $\text{H}_{\alpha} + [\text{NII}]$ $\pi I \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см²·сек. Отсюда $I_{\beta} \approx 10^{-4}$ эрг/см²·сек.стерадиан и $n_{\text{H}} \sec \vartheta \approx 500$. Нужно учесть, что кванты L_{α} , возникающие при рекомбинациях, поглощаются во внешних слоях ионизованной области и вновь переизлучаются. Это может увеличить рекомбинационную часть на 50% и соответственно уменьшить n_{H} .

В нашем расчете мы не учитывали теплопроводности, которая при больших градиентах температуры может, вообще говоря, оказаться существенной.

Действительно, длина свободного пробега нейтрального атома порядка $3 \cdot 10^{15} n_{\text{H}}^{-1}$ см, что сравнимо с расстоянием [равным $(V - v) \Delta t$], на котором существенно изменяется T_i в самом крутом месте соответствующей кривой. Поэтому теплопроводность должна сделать падение температуры более пологим. Однако эффект не будет значительным, так как условия в этом слое очень далеки от стационарных — время изменения T_i всего в 3 раза больше времени свободного пробега. Повидимому, учет теплопроводности расширит зону резкого падения T_i в 2 (максимум 3) раза и соответственно сделает пик T_e более широким и низким. На области $n_{\text{H}} t < 2 \cdot 10^{10}$ учет проводимости не отразится, так как ширина ее в несколько десятков раз больше длины свободного пробега нейтрального атома, а время существования приблизительно в 100 раз больше времени свободного пробега атома.



a



б

Фиг. 3. Изменение состояния элемента газа после прохождения волны. $x = n_e/n_H$,
 n_H — концентрация атомов и ионов водорода:

а) $T_i^{(0)} = 400000^\circ$; б) $T_i^{(0)} = 850000^\circ$

Длина свободного пробега электрона l_{ee} даже при $T_e \approx 100000^\circ$ в несколько десятков раз меньше, чем у нейтрального атома, и в несколько сот раз меньше толщины слоя, где T_e выше 100000° . Оценка показывает, что электронная теплопроводность не изменит существенно распределения, особенно в области более низких электронных температур. Изменит ли учет теплопроводности вычисленный спектр? Излучение запрещенных линий образуется в довольно тонком слое с T_e от 45000 до 100000° , где распределение температуры, как сказано выше, не изменяется. Роль слоя с более высокой электронной температурой сводится к ионизации элементов. При расширении и соответственном понижении пика T_e ионизация элементов с высокими потенциалами (ОП), как показывает расчет, несколько уменьшится за счет увеличения ионизации элементов с низкими потенциалами (Н, He, SII). Однако в нашем случае разница в содержании ОП будет меньше 10% , что только улучшит согласие с наблюдениями; кроме того, этот эффект можно компенсировать небольшим увеличением скорости волны. Излучение водорода, возбуждаемое ударами, не изменится при расширении пика T_e , тем более что большая часть этого излучения образуется в слое, более близком к фронту, где ионизация водорода еще мала. Рекомбинационная часть излучения водорода образуется в слое, где T_e меняется от 10000 до 35000° , и не зависит от распределения температуры. Таким образом, учет теплопроводности не влияет на окончательный результат. Турбулентная теплопроводность также не скажется, если скорость турбулентных движений меньше $V - v \approx 50$ км/сек.

Резюмируя, можно сказать, что ударная волна, проходящая через межзвездный газ, должна вызвать излучение, близкое по спектральному составу к излучению волокнистых туманностей.

Таблица 9
Относительная интенсивность линий в долях H_β
при различных начальных температурах
в случае одной и двух волн

$T_e^{(0)}$	Одна волна	Две волны			Наблюдения
	850000°	380000°	400000°	4500000°	
SII	1	2.3	1.9	1.2	2.8
NII	1	2.6	2.3	1.3	2.8
OIII	5	0.84	1.6	7.4	4.7
OII	9	11.8	15.1	12.4	25

Остается убедиться в том, может ли волна дать достаточную абсолютную интенсивность свечения, определяющую условие $n_H \text{ sec } \vartheta \approx 500$. Если сжатие в волне происходит адиабатическим образом, плотность может увеличиться только в четыре раза. Оценим поэтому степень отклонения от адиабатических условий.

Время сжатия газа равно времени перемещения фронта на несколько длин свободного пробега. Последние в данном случае определяются ней-

тральными частицами, так как нас интересует процесс сжатия и нагрева нейтрального газа. Сечение столкновения порядка $3 \cdot 10^{-16}$ см², скорость фронта примем $V \geq 150$ км/сек. Время сжатия

$$t_c \approx \frac{3l}{V} = \frac{3}{\sigma n_H V} \leq \frac{7 \cdot 10^8}{n_H}. \quad (25)$$

Время установления равновесной электронной температуры, с которой начинается интегрирование, как было указано выше

$$\tau_{ei} \approx \frac{m_H}{m} \frac{l_{ee}}{v_e} = \frac{m_H}{m} \frac{(kT)^2 m^{3/2}}{e^4 L n_e (3kT)^{1/2}} = 28 \frac{T_e^{3/2}}{n_e}, \quad (26)$$

$$\bar{T}_e \geq 20000^\circ, \quad \bar{n}_e \approx 10^{-2} n_H, \text{ отсюда } \tau_{ei} \geq \frac{8 \cdot 10^9}{n_H}.$$

Время охлаждения (фиг. 3, б) $t_0 = 2 \cdot 10^{10} n_H^{-1}$. Следовательно, имеет место неравенство $\tau_{ei} + t_0 \gg t_c$, т. е. условия при сжатии у фронта действительно близки к адиабатическим, плотность газа позади фронта не должна увеличиться больше, чем в четыре раза. Следовательно, если плотность межзвездного газового облака $n_H^{(0)}$ порядка 20 см⁻³, то $n_H \approx 80$ см⁻³, что недостаточно для образования наблюдаемого свечения. Правда, охлаждение газа может вызвать некоторое увеличение плотности вдали от фронта. Действительно, охлаждение вызовет падение давления, что приведет к течению газа от фронта и к некоторому перераспределению вещества. Однако, поскольку последующее сжатие происходит без разрыва, оно не дает много энергии. В этом случае, как будет показано ниже, свечение не зависит от степени сжатия газа.

Время охлаждения, как видно из фиг. 3, б, уменьшится с увеличением начальной ионизации водорода. Увеличение ионизации может быть вызвано, например, квантами L_c , излучаемыми вперед ионизованным газом волны. Оценим этот эффект.

Интенсивность выходящего излучения за пределом серии Лаймана I_c определяется уравнением переноса, которое можно преобразовать к виду

$$\frac{d\left(\frac{I_c}{n_H}\right)}{(V-v)n_H dt} = -(1-x)\bar{\alpha}_c \frac{I_c}{n_H} \left(1 - \frac{p_1}{4\pi}\right) + \frac{\chi_1}{4\pi} x^2 C_1(T_e). \quad (27)$$

Здесь p_1 — доля рекомбинаций, приводящих к излучению L_c кванта, $\bar{\alpha} \approx \approx 0.8 \cdot 10^{-17}$ — средний коэффициент поглощения за пределом серии Лаймана, рассчитанный на 1 атом нейтрального водорода. Численное решение (27) для рассматриваемого случая дает для потока квантов L_c , пересекающих фронт, значение $2.2 \cdot 10^4 n_H \approx 10^7$ квант/см²·сек, а если учесть поглощение в переходной области и в области установления равновесной электронной температуры [с учетом (25) и (26)], то $1.5 \cdot 10^4 n_H \approx 7 \cdot 10^6$ квант/см²·сек. Эти кванты поглощаются в зоне перед фронтом, толщина которой l порядка $\frac{1}{n_H^{(0)} \alpha_c}$. Излучение волны действует на некоторый объем

межзвездного газа в течение времени, за которое фронт переместится на расстояние l . За это время будет излучено $1.5 \cdot 10^4 n_H \frac{l}{V}$ квант/см² и соответственно такое же количество атомов Н в слое толщины l на 1 см² будет ионизовано. В этом объеме находится $ln_H^{(0)}$ атомов. Следовательно, доля ионизованных атомов

$$x_0 = \frac{1.5 \cdot 10^4 n_H}{V n_H^{(0)}}.$$

Если $n_H \approx 400$ и $n_H^{(0)} \approx 20$, то $x_0 \approx 2\%$, т. е. больше, чем было принято нами. Это может, вообще говоря, уменьшить время охлаждения в два-три раза, так что условия будут не точно адиабатическими. Однако ниже будет показано, что значение n_H , определяемое наблюдениями, требует $n_H^{(0)} \approx 100$, а в таком случае $x_0 \ll 1\%$. Если же $n_H^{(0)} \approx 20$, то и n_H будет ≤ 100 , и x_0 опять меньше 1% , так что наш расчет остается в силе.

Докажем, что абсолютная интенсивность излучения волны данной скорости вообще не зависит от характера сжатия. Действительно, если волна движется в однородной среде, то число рекомбинаций водорода во всей толще волны за 1 секунду равно, в соответствии с условием стационарности, числу ионизаций во всех слоях и числу атомов межзвездного водорода, пересекающих фронт за 1 секунду, т. е. зависит только от концентрации газа перед фронтом $n_H^{(0)}$. В более общем виде это видно из (24). Интеграл в (24) зависит только от $T_i^{(0)}$ и не зависит от n_H ; следовательно, интенсивность излучения пропорциональна $n_H(V - v)$. Последняя величина в силу уравнения неразрывности газа равна $n_H^{(0)} V$.

Легко показать, что $V = v \left(1 - \frac{n_H^{(0)}}{n_H}\right)^{-1}$, т. е. $\approx v$ при $\frac{n_H^{(0)}}{n_H} \ll 1$, так что интенсивность свечения практически не зависит прямо от $\frac{n_H}{n_H^{(0)}}$. Тем не менее остается косвенная зависимость через $T_i^{(0)}$. Действительно, при неадиабатическом сжатии $T_i^{(0)}$ будет меньше, чем следует из (14). Для объяснения наличия [ОIII] придется в таком случае предположить, что $v \gg 150$ км/сек, а тогда и интенсивность соответственно увеличится. Оценим, какой должна быть скорость V , чтобы объяснить наблюдаемую интенсивность излучения при неадиабатическом сжатии.

Полагая температуру $T_i^{(0)}$ и наблюдаемую яркость прежними, получим из уравнения неразрывности $n_H^{(0)} V = n_H(V - v) \approx 2 \cdot 10^9$, откуда при $n_H^{(0)} \approx 20$ получаем $V \approx 10^8$ см/сек, что в десять раз больше наблюдаемого значения. Следовательно, если не предполагать аномально высоких скоростей, ударная волна в обычном межзвездном газовом облаке не может дать наблюдаемой абсолютной интенсивности свечения, даже если сжатие не адиабатическое.

Повидимому, волна движется в газе более плотном, чем межзвездные газовые облака.

Рассмотрим теперь форму светящейся области. Последняя должна быть слоем, прилегающим к фронту и имеющим толщину, определяемую

временем рекомбинаций водорода, зависящим только от n_H . Из фиг. 3, б видно, что время свечения $t \approx 200 \cdot 10^{10} n_H^{-1}$ и толщина $(V-v)t \approx 10^{19} n_H^{-1} \approx \approx 2 \cdot 10^{16}$ см, что близко к наблюдаемой толщине волокон. Однако весь слой не будет, разумеется, иметь форму волокон.

Перечисленные трудности — необходимость существования исключительно плотных облаков газа и необъяснимость волокнистой структуры делают гипотезу Оорта в ее обычном виде маловероятной.

§ 5. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ДВУХ ВОЛН

Чтобы избежать этих трудностей, мы предположим, пока чисто гипотетически, что свечение возбуждается при пересечении двух ударных волн, образующих некоторый угол.

Преимущества такого рассмотрения заключаются в том, что вторая волна входит в уже значительно ионизованный (хотя и холодный) и уплотненный газ, и производит вторичное уплотнение и нагрев. При этом для ионизации ОИ требуется меньшая скорость волны, и плотность $n_H^{(0)} \approx \approx 20$ достаточна для образования наблюдаемого свечения. Область свечения, локализованная вблизи линии пересечения двух поверхностей, должна иметь форму нити с толщиной порядка толщины светящегося слоя в случае одной волны, т. е. близкой к наблюдаемой в волокнистых туманностях.

Состояние газа за фронтом волны, распространяющейся в частично ионизованном газе, определяется той же системой дифференциальных уравнений (19) — (22). Отличие будет лишь в начальном значении x , которое должно быть взято из уже проведенных расчетов.

Численное интегрирование было проведено для $T_i^{(0)} = 200000^\circ, 300000^\circ, 380000^\circ, 400000^\circ$ и 450000° . Результаты двух последних расчетов представлены на фиг. 4, а и б. В этом случае электронная температура почти сразу достигает максимума, ионизация водорода быстро растет, а затем очень медленно падает.

При помощи (23) была рассчитана степень ионизации O, S, N позади фронта второй волны с учетом ионизации, произведенной первой волной. Далее, используя (24), как и в первом случае, определялись относительные интенсивности линий, приведенные в табл. 9. Излучение H_β , возбуждаемое столкновениями, составляет в данном случае около $1/3$ полного излучения H_β .

Из табл. 9 видно, что вычисленные спектры в пределах возможных ошибок расчета и наблюдений близки к наблюдаемому при $T_i^{(0)}$ от 400000° до 450000° (100 км/сек), особенно если учесть различие в излучении разных волокон и неуверенное измерение интенсивности H_β . Излучение запрещенных линий образуется в основном в тонком слое с T_e от 45000° до 10000° , а свечение водорода при T_e больше 90000° и при T_e от 10000° до 3500° . Свечение локализовано в длинных узких областях вдоль линий пересечения фронтов. Как в первом случае, оценим n_H и толщину волокон.

Величина интеграла в (24) из расчета для H_β равна в среднем $3 \cdot 10^{-14}$. Тогда $I_\beta = 3 \cdot 10^{-14} n_H \text{ sec } \vartheta (V - v) \approx 10^{-7} n_H \text{ sec } \vartheta$. Как было показано,

из [4] с редукцией можно найти $I_\beta \approx 10^{-4}$ эрг/см² стерадиан сек, откуда, $n_H \text{ sec } \vartheta \approx 10^3$. Из фиг. 4, б время высвечивания водорода $t \approx 200 \cdot 10^{10} n_H^{-1} \approx \approx 4 \cdot 10^9$ сек, если $n_H \approx 500$ и $\text{sec } \vartheta \approx 2$.

Толщина волокон будет порядка

$$l \geq (V - v)t \approx 35 \cdot 10^5 \cdot 4 \cdot 10^9 = 1.4 \cdot 10^{16},$$

что близко к наблюдаемой величине.

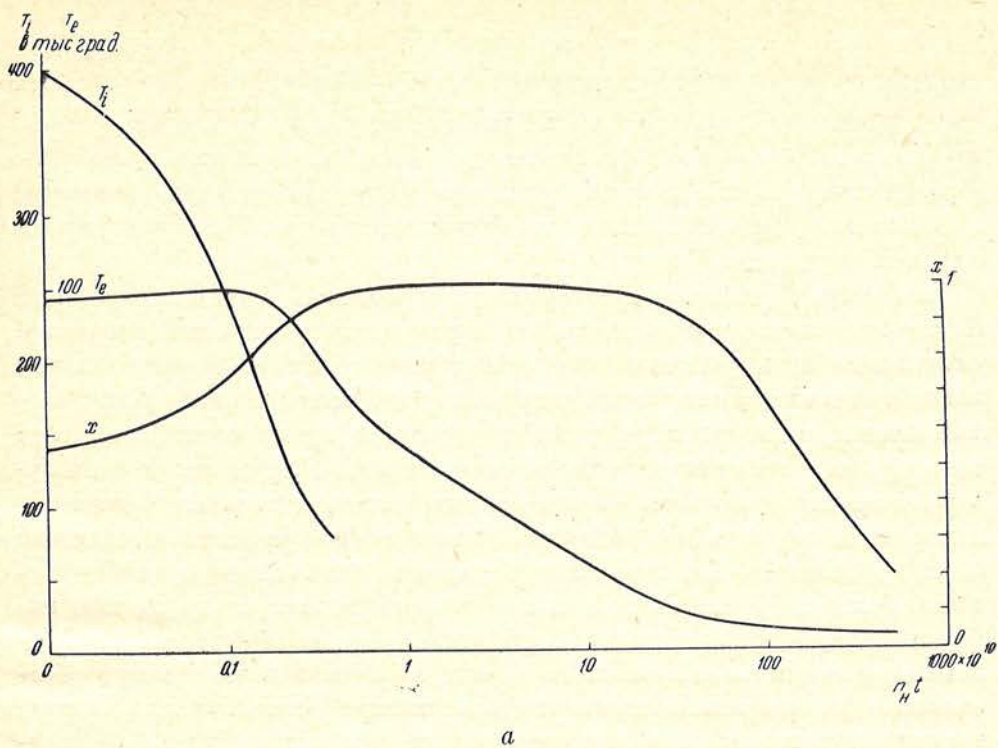
Оценим степень отклонения от адиабатичности. Время сжатия газа теперь обусловлено пробегом ионов среди ионов, который дается формулой (15), где T , характеризующая относительную скорость ионов, определяется (14). Вместо n_e нужно использовать концентрацию ионов в более плотном газе $x n_H$ (глубина проникновения одного газа в другой определяется концентрацией более плотного газа). Подставляя численные значения $T = 450\,000^\circ$, $x = 0.63$ и других величин, получаем $l \approx 2.4 \cdot 10^{15} n_H^{-1}$, откуда, если $V = 1.3 \cdot 10^7$, время сжатия $t_c \approx 2 \cdot 10^8 n_H^{-1}$. Время охлаждения $t_0 \approx 2 \cdot 10^9 n_H^{-1}$, время релаксации электронной температуры значительно меньше. Поскольку $t_c < t_0$, условия и в этом случае будут близки к адиабатическим.

Могут ли две волны образовать уплотнение в несколько сот атомов на 1 см³? Если первая волна вошла в облако с концентрацией ≈ 20 см³, то вторая волна входит в газ с концентрацией ≈ 80 см³, и в адиабатическом случае образует уплотнение с $n_H \approx 320$ см³. Следовательно, две ударные волны могут образовать свечение, подобное наблюдаемому в волокнистых туманностях. То обстоятельство, что скорость газа требуется более высокой, чем та, которую наблюдал Хьюмассон, не существенно, так как он наблюдал лучевую скорость, а пространственная может быть несколько больше.

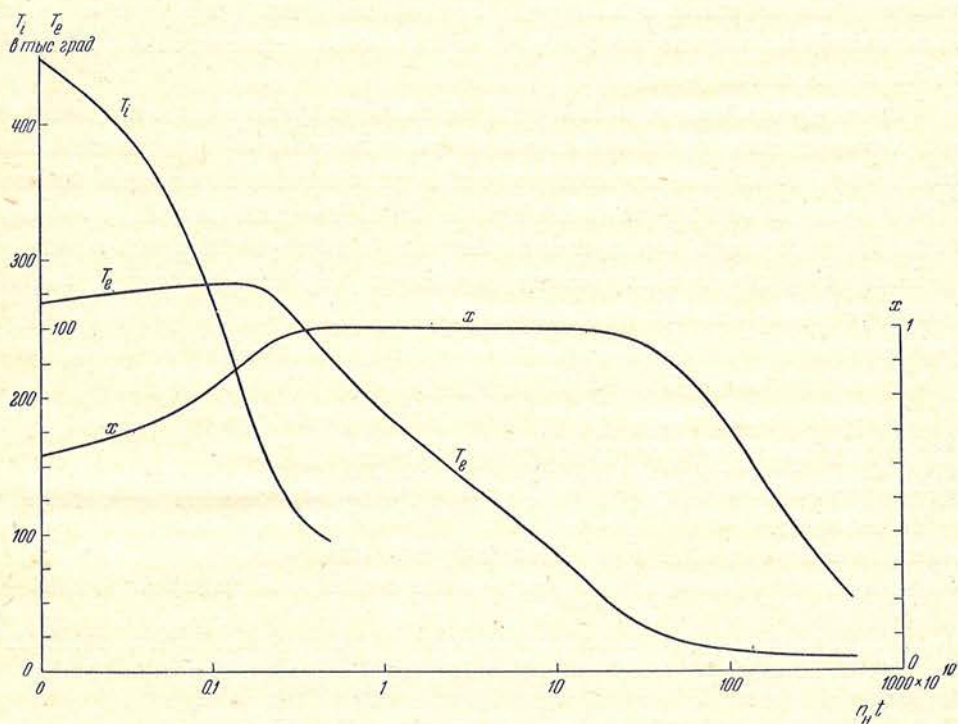
Различие спектра в разных волокнах также говорит в пользу ударного механизма возбуждения свечения, более чувствительного к изменению условий (табл. 9), чем обычный механизм.

Может возникнуть сомнение, не будет ли препятствовать сжатию магнитное давление. При сжатии газа магнитное поле, параллельное фронту, увеличивается, вследствие «приклеенности» силовых линий к проводящему газу, пропорционально плотности, а в случае иной ориентации поля — меньше. Следовательно, напряженность поля при адиабатическом сжатии в двух волнах увеличится, максимум в 16 раз, а магнитное давление — в 256 раз. Если напряженность поля до сжатия была меньше 10^{-5} эрстед, то магнитное давление после сжатия будет меньше $5 \cdot 10^{-10}$ дин/см². Газовое давление после сжатия $n_H k T_i^{(0)} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ дин/см². Следовательно, магнитное давление не изменит величины уплотнения.

Также несущественно влияние давления излучения на сжатие. Можно показать, что поток квантов L_α и при ударном возбуждении (если оно существенно), и при рекомбинационном превышает поток квантов H_β не более чем в 100 раз. Поскольку πI_β из наблюдений $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² · сек = $= 0.8 \cdot 10^8$ квант/см² · сек, поток L_α меньше $8 \cdot 10^9$ квант/см² · сек. Оптическая толща переходного слоя (фронта) в L_α , как показывает расчет, < 10 ,



a



б

Фиг. 4. Состояние газа после прохождения двух волн:

а) $T_i^{(0)} = 400\ 000^\circ$; б) $T_i^{(0)} = 450\ 000^\circ$

следовательно, поглощенный импульс меньше $\frac{\chi_{12}}{c} 8 \cdot 10^9 \cdot 10 \approx 4 \cdot 10^{-11}$ дин/см². Эта величина значительно меньше, чем перепад газового давления, равный $n_H k T_i^{(0)} \approx 3 \cdot 10^{-8}$, так что давлением L_α излучения можно пренебречь. Другие линии и лаймановский континуум дадут еще меньшее давление.

Таким же образом можно показать несущественность давления излучения и в случае одной волны.

Как могут образоваться две пересекающиеся волны? Определенный ответ на это дать сейчас трудно, но можно как гипотезу предложить, например, следующий путь решения. Скорость распространения ударной волны зависит от плотности невозмущенного газа [20]. Если плотность перед волной неоднородна, плоский участок фронта деформируется, как фронт световой волны в оптически неоднородной среде. Каждое уплотнение будет действовать как линза, фокусируя волну, в результате чего может осуществиться пересечение фронтов. Поскольку фокусировка происходит около уплотнений, начальная плотность может быть больше средней плотности облака. Образующие нити проектируются друг на друга там, где фронт виден почти по касательной, а на стороне волны, обращенной к наблюдателю, волокна расположены более редко. Видимые волокна могут образоваться там, где волна встретила более плотное облако; в тех же местах, где она распространяется в разреженном газе, свечения не будет. В [4] подсчитано, что свечение волны не может происходить очень долго из-за закона сохранения энергии. Однако волна могла сравнительно недавно войти в облако.

Резюмируя, можно сказать, что вспышка сверхновой звезды может, по видимому, быть причиной образования волокнистых туманностей. Это тем более вероятно, что выбором одного параметра в расчете можно объяснить целый ряд данных наблюдений, включая интенсивности 5 линий, толщину волокон и близкую к наблюдаемой лучевую скорость в них.

[Возможно, что так же можно объяснить образование волокон крабовидной туманности.

Л и т е р а т у р а

1. J. H. Oort. M. N. 106, 159, 1946.
2. J. M. Burgers. Proc. Akad. Sci. Amst. 49, 589, 1946.
3. С. А. Каплан и С. И. Гопасюк. Циркуляр Львовской астр. обсерв., № 25, 1953.
4. J. Chamberlain. Ap. J. 117, 387, 399, 1953.
5. А. Я. Кипнер. Сборник «О развитии советской науки в Эстонской ССР 1940—1950 гг.», 1950, стр. 316.
6. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 17, 1952.
7. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1950.
8. В. Г. Фесенков. Астрон. журн. 28, 215, 1951; 29, 381, 1952.
9. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Астрон. журн. 30, 125, 1953.
10. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 80, 1953.
11. A. B. Wyse. Ap. J. 95, 356, 1942.
12. R. Minkowski. Ap. J. 96, 199, 1942.
13. Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях. ИЛ, 1948.

14. L. H. Aller. Ap. J. 111, 609, 1950.
 15. M. J. Seaton. Proc. Roy. Soc. A 218, 400, 1953.
 16. D. R. Bates, A. Fundaminsky, H. S. Massey, J. W. Leech. Phil. trans. Roy. Soc. A 243, 93, 1950.
 17. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 111.
 18. Д. Р. Бейтс. Современные проблемы астрофизики и физики Солнца. ИЛ, 1951, стр. 80.
 19. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1944, стр. 286.
 20. И. Бургерс. Проблемы космической аэродинамики. ИЛ, 1953, стр. 75, 122.
 21. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ 7, 203, 1937.
 22. Н. Мотт и Г. Месси. Теория атомных столкновений. ИЛ, 1952.
-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ШЕСТИ ЯРКИХ ОБЛАКОВ
МЛЕЧНОГО ПУТИ*Е. Б. Костякова*

В работе приведены результаты изучения интегрального спектра шести ярких облаков Млечного Пути. Спектр облаков сравнивался со спектром Солнца. Спектрофотометрическая температура звездных облаков оказывается тем ниже, чем ближе облако по долготе к центру Галактики. Такое покраснение звездных облаков не может быть следствием избирательного поглощения света межзвездной средой. Полученный результат согласуется с наблюдениями инфракрасного излучения Млечного Пути, а также с распределением цвета в спиральных галактиках.

Интегральный спектр облаков Млечного Пути может служить важной характеристикой строения Галактики. Исследование интегрального спектра Галактики и ее отдельных частей дает возможность непосредственно сравнить нашу звездную систему с другими звездными системами, для большинства которых мы пока можем исследовать лишь интегральное излучение. Изучение сложной структуры Млечного Пути затрудняется наличием поглощающей свет материи, распределенной крайне неравномерно. Кроме того, исследование таких объектов малой яркости, как облака Млечного Пути, осложняется влиянием побочных источников излучения, главным из которых является атмосферная составляющая свечения ночного неба.

Работы по исследованию интегрального спектра Млечного Пути производились, начиная с 1912 г. [1—3]. Однако до 1938 г. исследователи ограничивались, главным образом, определением спектрального класса некоторых облаков Млечного Пути по внешнему виду спектра и относительной интенсивности спектральных линий. Недостаточное количество материала не дает возможности считать результаты этих работ вполне уверенными. Кроме того, определение спектрального класса для звездных облаков методом, применяемым для классификации спектров отдельных звезд (по интенсивности линий), представляется нам необоснованным: наложение линий звезд различных спектральных классов создает «сложный» спектр, не сравнимый со спектрами отдельных звезд. Распределение энергии в непрерывном спектре облаков Млечного Пути в указанных работах не изучалось.

В Советском Союзе исследование интегрального спектра облаков Млечного Пути было начато в 1938 г. Г. А. Шайном и П. П. Добронравиным [4, 5]. Пути исследования были намечены Г. А. Шайном еще в 1934 г. [6]. Г. А. Шайн и П. П. Добронравин исследовали теоретически и экспериментально распределение энергии в спектре облаков Млечного Пути. Такая постановка вопроса позволила перейти от эмпирической, качественной оценки к точному количественному изучению. В работах Г. А. Шайна и П. П. Добронравина впервые была поставлена задача — отделить свет собственно Млечного Пути от света других источников.

В 1947 г. нами под руководством В. Г. Фесенкова на Горной обсерватории Института астрономии и физики АН КазССР был получен спектр и определена спектрофотометрическая температура облака Млечного Пути, в Лебеде [7]. Однако результат, основанный лишь на одном снимке, нельзя считать уверенным.

Благодаря любезному содействию дирекции Крымской астрофизической обсерватории нам удалось продолжить работу по исследованию интегрального спектра ярких облаков Млечного Пути. При этом, используя чрезвычайно светосильный спектрограф, удалось получить 33 спектрограммы шести ярких областей Млечного Пути. Наблюдения проводились в Симеизе и с. Партизанском в течение летних и осенних месяцев 1949—1950 гг. По существу, эта работа явилась продолжением упомянутых выше работ Г. А. Шайна и П. П. Добронравина: исследование проводилось при помощи того же инструмента; однако методика исследования была несколько иной.

В задачи работы входило изучить распределение энергии в непрерывном спектре выбранных облаков Млечного Пути, определить их спектрофотометрические температуры, а также выявить изменение этих характеристик в зависимости от галактической долготы.

При выполнении работы необходимо было выбрать источник сравнения таким образом, чтобы условия получения его спектра и спектра исследуемого объекта были наиболее близкими как с оптической точки зрения (тот же прибор, тот же ход лучей), так и с фотографической (то же время экспозиции). Кроме того, распределение энергии в спектре источника сравнения не должно сильно отличаться от распределения энергии в спектре исследуемого объекта, т. е. желательно выбрать также небесный объект.

Выбор в качестве источника сравнения какой-либо звезды* представлялся нам не вполне удачным:

Во-первых, спектры звезд, как правило, получаются с гораздо меньшими экспозициями, чем спектры облаков Млечного Пути. При этом необходимые редукции будут вносить лишнюю неопределенность в результат.

Во-вторых, при получении спектра звезды и спектра облака Млечного Пути ход лучей в спектрографе и поглощение света в оптике будут различными.

В нашей работе источником сравнения было выбрано Солнце. В пользу этого выбора можно привести следующие доводы:

* Этот способ применялся в работах [4, 5].

1) Распределение энергии в спектре Солнца можно считать в настоящее время достаточно хорошо изученным.

2) Свет Солнца можно сравнительно простым способом ослабить (и притом в известном отношении), что позволяет получить спектр Солнца с такой же экспозицией, как и спектр облака; при этом можно без особого труда добиться такого же заполнения оптики, как и для исследуемого объекта.

Метод сравнения спектра Млечного Пути со спектром Солнца был предложен В. Г. Фесенковым и применялся нами в 1947 г. [7].

Спектрограф, на котором был получен материал для данной работы, имеет камеру со светосилой 1:0.58 [8]. Объектив камеры имеет отверстие, равное 42.5 мм.

Коллиматор спектрографа со светосилой 1 : 15.3 и фокусным расстоянием 513.7 мм вырезает на небесной сфере площадку около 11 квадратных градусов. Спектрограф имел одну призму из флинта с углом преломления в 60°.

Во время наблюдений спектрограф был установлен на параллактическом штативе и при помощи искателя направлялся на нужную область неба.

Для исследования были выбраны следующие области Млечного Пути:

- 1) часть Большого облака в Стрельце (область между λ , δ , γ и μ Sgr),
- 2) яркое облако в Щите,
- 3) облако в Орле (область, расположенная к северу от α Aql),
- 4) яркое облако в Лебеде (около η и χ Cyg),
- 5) яркая область в Кассиопее (область между δ Cas, ε Cas и χ , h Per) и
- 6) яркая область в Возничем (область, лежащая между κ , θ и χ Aur).

Центры исследуемых областей выбирались таким образом, чтобы яркость Млечного Пути в этом месте была значительной и чтобы свет ярких звезд (ярче 4^m), по возможности, не попадал в коллиматор спектрографа.

В табл. 1 указаны центры выбранных областей (с точностью до 1°).

Таблица 1

Центры исследованных облаков

№	Созвездие	Экваториальные координаты		Галактические координаты	
		α	δ	l	b
1	Стрелец	18 ^h 10 ^m	—26°	333.°5	—6°
2	Щит	18 48	— 7	354	—5
3	Орел	19 46	+13.5	20	—7.5
4	Лебедь	19 46	+34.5	38	+3
5	Кассиопея	2 00	+58.5	100	—2
6	Возничий	5 52	+31	147	+5

Необходимо было освободить спектр облаков Млечного Пути от влияния побочных источников излучения. В изучаемой области спектра наибольшее значение имеют источники, связанные с земной атмосферой. Так, согласно исследованиям В. Г. Фесенкова [9], около 80% светимости

ночного неба вблизи полюса мира обусловлено земной атмосферой. Для этой области неба роль зодиакального света сравнительно мала (около 2—3%); остальная часть (17—18%) приходится на долю галактической составляющей, при этом интенсивность рассеянного света в Галактике может достигать 50—60% интенсивности прямого света звезд. Отсюда можно заключить, что светимость ночного неба в полюсе мира, обусловленная звездами, может составлять лишь 11—12% от общей светимости неба.

Таким образом, для получения собственно спектра звезд Млечного Пути необходимо в первую очередь выделить атмосферную составляющую светимости ночного неба. При этом необходимо учитывать, что интенсивность атмосферной составляющей какой-либо области неба зависит от высоты и азимута области. Вопрос усложняется еще и тем, что атмосферная составляющая не остается постоянной во времени, часто испытывая резкие и неправильные изменения яркости [10].

Наилучшим способом учета излучения атмосферной составляющей свечения ночного неба было бы *одновременное* получение спектров Млечного Пути и неба на равных зенитных расстояниях и в близких азимутах. Однако, как правило, из-за устройства приборов эти условия не удается выполнить полностью. В работе [7] конструкция спектрографа позволила получить спектр Млечного Пути и ночного неба одновременно, однако зенитные расстояния этих областей были различными. В Симеизе мы фотографировали спектр ночного неба сразу после спектра Млечного Пути; при этом можно было получить снимки на одинаковых зенитных расстояниях, с равными экспозициями.

При выборе контрольной области неба необходимо было учесть азимутальный эффект, который, как это нам было указано А. А. Калиняком, в условиях симеизской обсерватории зависит, главным образом, от различия свойств подстилающей поверхности в разных направлениях (море и горы). Для учета азимутального эффекта необходимо было выбрать область неба для сравнения возможно ближе к исследуемому облаку Млечного Пути, но так, чтобы яркость облака не влияла на область сравнения.

Области сравнения выбирались на угловом расстоянии около 20° от полосы Млечного Пути и на том же зенитном расстоянии, что и исследуемое облако (с точностью до 1°). Такой выбор позволяет также лучше исключить зодиакальную составляющую свечения ночного неба (наблюдения проводились на угловых расстояниях от Солнца порядка 180° , поэтому можно считать, что зодиакальная составляющая в наблюдаемых областях неба мала или, во всяком случае, постоянна). Можно также полагать, что при таком способе выделения собственного света облака несколько уменьшается ошибка, возникающая из-за галактического рассеяния света звезд.

Благодаря высокой светосиле спектрографа можно было получить спектры облаков Млечного Пути и ночного неба со сравнительно короткими экспозициями. Мы использовали пластинки Кодак 103а-С и 103а-О.

Наблюдения проводились с шириной щели коллиматора, равной 1 мм. Это соответствовало на пластинке 0.08 мм или ~ 50 Å для средней части спектра. При такой ширине щели хорошо выдержанный спектр удавалось получить с экспозицией в 1 час на пластинках 103а-С и за 45 мин. на пластинках 103а-О.

Наблюдения каждой ночи начинались с фотографирования спектра облака Млечного Пути, при этом в первую очередь фотографировались облака с большим зенитным расстоянием (облака в Стрельце и Щите).

В 1949 г. установка не имела часового механизма и гидирование велось при помощи искателя по звездам облака: в начале экспозиции какая-либо звезда центральной части области ставилась на крест нитей искателя, а в продолжение экспозиции приходилось через каждые 3—5 мин. при помощи микрометрических винтов приводить эту звезду к центру поля зрения. Это давало «размазывание» исследуемой области на $\sim 0^\circ.5$. При наблюдениях 1950 г. спектрограф был установлен на параллактическом штативе с часовым механизмом.

После каждого наблюдения облака спектрограф направлялся на сравниваемый участок неба и устанавливался неподвижно на зенитное расстояние, равное среднему зенитному расстоянию облака.

На первых 15 снимках каждый спектр неба фотографировался рядом со спектром облака на той же пластинке; при этом работали две половины щели, поочередно закрываемые диафрагмой. Впоследствии мы отказались от такого способа и стали получать спектр неба и облака через всю щель на отдельных пластинках, вырезанных из одной и той же большой пластинки.

На пластинках Кодак 103а-С полученные спектры охватывали интервал длин волн 3900—6400 Å, пластинки Кодак 103а-О воспроизводили спектр в интервале 3900—5000 Å. Длина спектров — около 2 мм на пластинках 103а-С и около 1.5 мм на пластинках 103а-О.

Всего было получено 33 спектрограммы облаков Млечного Пути (см. табл. 2).

Для получения спектрограмм Солнца был применен метод, описанный ранее [11, 7]. Ослабление солнечного света производилось при помощи изготовленной нами насадки для щелевой части спектрографа. Насадка имела два гипсовых экрана, покрытых окисью магния, укрепленных в картонных трубках и ориентированных параллельно друг другу под углом 45° к плоскости щели; между экранами помещалась диафрагма с малым отверстием. Размеры экранов и расстояния в насадке были рассчитаны таким образом, чтобы коллиматор спектрографа и оба экрана работали полностью.

Перед началом экспозиции насадка укреплялась на щелевой части коллиматора спектрографа, спектрограф устанавливался неподвижно (горизонтально); вращая патрубки насадки, можно было весь внешний экран осветить прямым солнечным светом.

Основные сведения о полученных спектрограммах Солнца приведены в табл. 3.

Таблица 2

Список спектрограмм облаков Млечного Пути

№	Дата и место наблюдения	Сорт пластинок	Область	Время экспозиции		Среднее зенитное расстояние $\bar{z}$
				облако	небо	
1	26/VII 1949 г. П	103а-С	Орел	45 ^m	45 ^m	57° .5
2	27/VII 1949 г. П	103а-С	Щит	1 ^h	1 ^h	55
3	29/VII 1949 г. С	103а-С	Щит	1 ^h	1 ^h	57 .5
4	30/VII 1949 г. С	103а-С	Стрелец	1 ^h	1 ^h	80
5	31/VII 1949 г. С	103а-С	Стрелец	1 ^h	1 ^h	75
6	1/VIII 1949 г. С	103а-С	Щит	1 ^h	1 ^h	56
7	2/VIII 1949 г. С	103а-С	Щит	1 ^h	1 ^h	55
8	2/VIII 1949 г. С	103а-С	Лебедь	45 ^m	45 ^m	30
9	30/VIII 1949 г. С	103а-О	Лебедь	30 ^m	30 ^m	70
10	31/VIII 1949 г. С	103а-О	Лебедь	45 ^m	45 ^m	58
11	1/IX 1949 г. С	103а-О	Лебедь	35 ^m	35 ^m	70
12	3/IX 1949 г. С	103а-О	Лебедь	45 ^m	45 ^m	66
13	21/IX 1949 г. С	103а-О	Кассиопея	45 ^m	45 ^m	15
14	24/IX 1949 г. С	103а-О	Стрелец	45 ^m	45 ^m	72
15	25/IX 1949 г. С	103а-О	Стрелец	45 ^m	45 ^m	68 .5
16	26/IX 1949 г. С	103а-О	Возничий	45 ^m	45 ^m	52
17	27/IX 1949 г. С	103а-О	Возничий	45 ^m	45 ^m	37
18	3/VIII 1949 г. С	103а-О	Стрелец	45 ^m	—	70
19	16/IX 1950 г. С	103а-О	Щит	45 ^m	45 ^m	57
20	16/IX 1950 г. С	103а-О	Орел	45 ^m	45 ^m	48 .5
21	17/IX 1950 г. С	103а-С	Стрелец	1 ^h	1 ^h	80
22	17/IX 1950 г. С	103а-С	Орел	1 ^h	1 ^h	60
23	18/IX 1950 г. С	103а-С	Лебедь	1 ^h	1 ^h	39
24	18/IX 1950 г. С	103а-С	Лебедь	1 ^h	1 ^h	46
25	19/IX 1950 г. С	103а-С	Кассиопея	1 ^h	1 ^h	23 .5
26	19/IX 1950 г. С	103а-С	Кассиопея	1 ^h	1 ^h	17
27	20/IX 1950 г. С	103а-С	Возничий	1 ^h	1 ^h	63
28	20/IX 1950 г. С	103а-С	Возничий	1 ^h	—	54
29	22/IX 1950 г. С	103а-О	Кассиопея	45 ^m	45 ^m	14
30	11/X 1950 г. С	103а-О	Орел	45 ^m	45 ^m	62
31	11/X 1950 г. С	103а-С	Лебедь	1 ^h	1 ^h	62
32	17/X 1950 г. С	103а-С	Кассиопея	1 ^h	1 ^h	16
33	17/X 1950 г. С	103а-С	Возничий	1 ^h	1 ^h	36

Все наблюдения проводились лишь в безлунные ночи.

Примечания. Во второй графе табл. 2 буквы «С» и «П» означают место наблюдения: Симеиз и Партизанское.

Пластины № 1, 8, 9 и 11 экспонировались несколько меньше прочих пластинок того же сорта. Поэтому интенсивности Млечного Пути и неба, полученные по этим пластинкам, редуцировались к стандартным экспозициям при помощи показателя Шварцшильда.

Для пластинок № 18 и 28 спектр ночного неба получить не удалось. Учет влияния света неба для этих спектрограмм производился по средним значениям интенсивностей неба, полученным по другим спектрограммам для данного облака.

Список спектрограмм Солнца

№	Дата наблюдения	Сорт пластинок	Время экспозиции	Среднее зенитное расстояние Солнца $\bar{z}_{\odot}$
1	19/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	70°
2	24/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	45
3	24/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	75
4	25/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	74
5	26/IX 1949 г.	103a-C	1 ^h	59
6	26/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	46
7	26/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	48
8	26/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	75
9	27/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	46
10	27/IX 1949 г.	103a-O	45 ^m	46.5
11	27/IX 1949 г.	103a-C	1 ^h	59
12	27/IX 1949 г.	103a-C	1 ^h	64
13	27/IX 1949 г.	103a-C	1 ^h	69
14	11/X 1950 г.	103a-C	1 ^h	65
15	11/X 1950 г.	103a-C	1 ^h	57
16	11/X 1950 г.	103a-O	45 ^m	50.5
17	11/X 1950 г.	103a-O	45 ^m	50
18	11/X 1950 г.	103a-O	45 ^m	52
19	11/X 1950 г.	103a-C	1 ^h	54
20	12/X 1950 г.	103a-C	1 ^h	53

Калибровочные (спектрофотометрические) шкалки были получены в Симеизе при помощи лабораторного спектрографа со ступенчатой щелью. Щель освещалась лампой накаливания, покрытой матовым колпаком. Ток накала лампы регулировался реостатом и контролировался амперметром. На каждой калибровочной пластинке было получено по несколько шкалок, с экспозициями от 15 мин. до 1 часа.

Проявление всего фотографического материала производилось в несколько приемов. Каждая серия одновременно проявленных пластинок содержала несколько спектрограмм Млечного Пути и ночного неба, 2—3 спектрограммы Солнца и несколько калибровочных шкалок. Все пластинки одной и той же серии проявлялись одновременно, в одной и той же кювете, проявителем Д-19 в течение 5 мин.

Коэффициент прозрачности земной атмосферы для ночных наблюдений определялся путем глазомерных оценок блеска звезд, наблюдавшихся на больших зенитных расстояниях [12, 13]. Результаты ночных определений коэффициента прозрачности атмосферы в Симеизе и с. Партизанском приведены в табл. 4.

В последней графе таблицы дается значение коэффициента прозрачности $\bar{p}$, определенного для данной ночи, как среднее значение из отдельных определений p по отдельным оценкам звезд; там же приводится средняя квадратичная ошибка результата. Несмотря на малую точность метода, на основании данных табл. 4 можно заключить, что отклонения коэффициента прозрачности в Симеизе от его среднего значения невелики.

Определения коэффициента прозрачности земной атмосферы

№	Дата наблюдения	Место наблюдения	Число оценок звезд	Результат $\bar{p}$
1	26/VII 1949 г.	Партизанское	20	0.88 ± 0.01
2	27/VII 1949 г.	»	26	0.88 ± 0.01
3	29/VII 1949 г.	Симеиз	19	0.87 ± 0.01
4	30/VII 1949 г.	»	27	0.87 ± 0.01
5	1/VIII 1949 г.	»	30	0.87 ± 0.01
6	30/VIII 1949 г.	»	30	0.87 ± 0.01
7	31/VIII 1949 г.	»	45	0.88 ± 0.01
8	1/IX 1949 г.	»	20	0.88 ± 0.02
9	2/IX 1949 г.	»	38	0.87 ± 0.01
10	3/IX 1949 г.	»	18	0.87 ± 0.02
11	21/IX 1949 г.	»	17	0.88 ± 0.02
12	24/IX 1949 г.	»	45	0.85 ± 0.01
13	25/IX 1949 г.	»	29	0.88 ± 0.01
14	26/IX 1949 г.	»	32	0.88 ± 0.01
15	27/IX 1949 г.	»	39	0.87 ± 0.01
16	11/X 1950 г.	»	30	0.87 ± 0.01
17	12/X 1950 г.	»	15	0.88 ± 0.02
18	20/X 1950 г.	»	18	0.86 ± 0.02

При обработке материала мы принимали для каждой спектрограммы коэффициент прозрачности, определенный для ночи, в течение которой была получена спектрограмма. Для тех спектрограмм 1950 г., для которых не имелось определений коэффициента прозрачности, было принято среднее значение коэффициента прозрачности, равное для Симеиза 0.87 (согласно нашим определениям, см. табл. 4). Следует заметить, что для относительной спектрофотометрии важно не столько абсолютное значение коэффициента прозрачности земной атмосферы, сколько его изменение с длиной волны.

Принималось, что коэффициент прозрачности земной атмосферы, полученный по способу Бугера из глазомерных оценок блеска звезд, соответствует эффективной длине волны $\lambda_{\text{эфф}} = 5550 \text{ \AA}$ [12].

Дневной коэффициент прозрачности земной атмосферы был определен по двум сериям спектрограмм Солнца. Каждая серия содержала спектрограммы Солнца, полученные в один и тот же день при различных зенитных расстояниях Солнца. Серии относились к двум дням наблюдений: 24 сентября 1949 г. и 18 октября 1950 г. Указанные спектрограммы Солнца дали возможность установить ход коэффициента прозрачности атмосферы с длиной волны. Для ночных наблюдений ход коэффициента прозрачности с длиной волны был установлен по спектрограммам α Лебеда, полученным также при различных зенитных расстояниях звезды в течение ночи 17—18 октября 1950 г.

На фиг. 1 изображен ход коэффициента прозрачности земной атмосферы с длиной волны, полученный указанным способом; точки показывают значения коэффициента прозрачности, полученные по спектрам Солнца, кружки — по спектрам α Лебеда. Ход коэффициента прозрачности для дневных и ночных определений оказался весьма близким. На той же фигуре приводится для сравнения зависимость коэффициента прозрачности атмосферы от длины волны, установленная Е. В. Пясковской-Фесенковой в Алма-Ата (для интервала 4740—6240 Å) [14] (см. крестики на фиг. 1).



Фиг. 1. Зависимость коэффициента прозрачности земной атмосферы от длины волны

Полученная зависимость коэффициента прозрачности атмосферы от длины волны использовалась при обработке спектрограмм облаков Млечного Пути, ночного неба и Солнца для приведения измеренных интенсивностей спектров к зениту.

Полученный фотографический материал обрабатывался в Государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга. При помощи саморегистрирующего фотоэлектрического микрофотометра системы Крюсса были получены микрофотограммы спектров облаков Млечного Пути, ночного неба и Солнца. На всех микрофотограммах как ночного неба, так и Млечного Пути на фоне непрерывного спектра отчетливо выделяются линии и полосы свечения ночного неба; по этим линиям была построена дисперсионная кривая светосильного спектрографа.

Спектрофотометрические шкалки также были измерены при помощи микрофотометра Крюсса; разрезы шкалок производились в нескольких длинах волн, приблизительно через 500 Å, характеристические кривые строились отдельно для различных длин волн. Однако отклонения оказались в пределах ошибок измерений, поэтому для пластинок каждого сорта (Кодак 103а-С и 103а-О) были построены средние характеристические кривые (отдельно для каждой серии одновременно проявленных пластинок) и с их помощью почернения переводились в интенсивности.

Интенсивности спектров ночного неба вычитались из соответствующих интенсивностей спектров облаков Млечного Пути. Интенсивности (I_λ), полученные после вычитания, исправлялись за поглощение света в земной

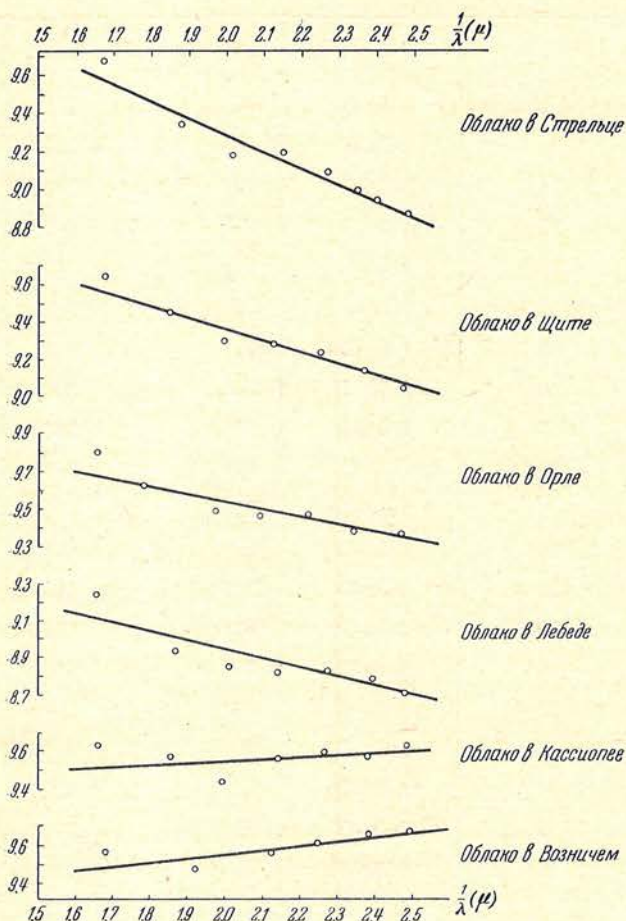
Таблица 5

Относительные спектрофотометрические градиенты и спектрофотометрические температуры облаков Млечного Пути, полученные по отдельным спектрограммам

№	Облако	№ пластинки	Сорт пластинки	$\bar{z}$	$\Delta\Phi$	T_c^0
1	Стрелец	4	103а-С	80°	+1.76	3460°
		5	103а-С	75	2.50	2910
		21	103а-С	80	2.54	2890
		14	103а-О	72	1.93	3320
		15	103а-О	68.5	2.34	3020
		18	103а-О	70	2.24	3090
2	Щит	2	103а-С	55	1.34	3830
		3	103а-С	57.5	1.46	3715
		6	103а-С	56	1.30	3880
		7	103а-С	55	1.43	3740
		19	103а-О	57	1.30	3880
3	Орел	1	103а-С	57.5	1.06	4140
		22	103а-С	60	0.90	4340
		20	103а-О	48.5	1.02	4190
		30	103а-О	62	+0.90	4340
4	Лебедь	8	103а-С	30	+1.05	4160
		23	103а-С	39	1.13	4070
		24	103а-С	46	1.05	4160
		31	103а-С	62	0.94	4290
		9	103а-О	70	1.23	3960
		10	103а-О	58	1.06	4140
		11	103а-О	70	0.78	4500
		12	103а-О	66	+1.05	4160
5	Кассиопея	25	С	23.5	—0.35	7140
		26	С	17	—0.05	6140
		32	С	16	+0.02	5950
		13	О	15	—0.39	7250
		29	О	14	—0.50	7700
6	Возничий	27	С	63	—0.60	8200
		28	С	54	—0.24	6720
		33	С	36	+0.04	5900
		16	О	52	—0.32	7000
		17	О	37	—0.32	7000

атмосфере и приводились к зениту (I_{λ}^0). Интенсивности в спектрах Солнца также исправлялись за атмосферное поглощение и приводились к зениту $I_{\lambda\odot}^0$.

Относительные спектрофотометрические градиенты облака Млечного Пути были определены отдельно по каждой спектрограмме Млечного Пути



Фиг. 2. Средние относительные спектрофотометрические градиенты облаков Млечного Пути

ных по каждой спектрограмме данного сорта пластинок.

Средние относительные спектрофотометрические градиенты каждого облака Млечного Пути представлены на фиг. 2. На рисунке ясно видно, что наклон прямой, соответствующий градиенту, постепенно изменяется при переходе от облака к облаку.

Наклон прямых показывает, что облака в Кассиопее и Возничем имеют в данной области спектра несколько более высокую спектрофотометрическую температуру, чем Солнце. Для всех рассматриваемых облаков наблюдается постепенное покраснение с уменьшением углового расстояния облака от галактического центра.

и вычислялись по способу наименьших квадратов. Точки графика, изображающего разности логарифмов интенсивности облака и Солнца, осреднялись по 6—8 вместе, что давало в большинстве случаев 7—8 «средних» точек. Координаты «средних» точек (x_i, y_i) были использованы для составления условных уравнений вида $y_i = kx_i + b$.

Для каждой спектрограммы было определено k , а затем и относительный спектрофотометрический градиент $\Delta\Phi = \frac{1}{\text{Mod}} k$ (см. табл. 5).

Значения спектрофотометрических градиентов для каждого облака Млечного Пути были определены как средние значения градиентов, получен-

В табл. 6 приведены значения средних относительных спектрофотометрических градиентов $\Delta\Phi$ для каждого исследуемого облака Млечного Пути с их средними квадратичными ошибками. В табл. 7 приведены средние спектрофотометрические температуры каждого облака, полученные по спектрофотометрическим градиентам в предположении, что спектрофотометрическая температура Солнца равна 6000° . Этой температуре соответствует абсолютный спектрофотометрический градиент, равный 2.41.

Таблица 6

Средние спектрофотометрические градиенты облаков Млечного Пути

№	Область	Число снимков			$\Delta\Phi$		
		пласт. 103а-С	пласт. 103а-О	Всего	для 103а-С	для 103а-О	средний
1	Стрелец . .	3	3	6	2.27 ± 0.25	2.17 ± 0.12	2.22 ± 0.13
2	Щит . . .	4	1	5	1.38 ± 0.04	$1.30 \pm ?$	1.37 ± 0.03
3	Орел . . .	2	2	4	0.98 ± 0.08	0.96 ± 0.06	0.97 ± 0.04
4	Лебедь . .	4	4	8	1.04 ± 0.04	1.02 ± 0.13	1.03 ± 0.05
5	Кассиопея	3	2	5	-0.13 ± 0.11	-0.44 ± 0.06	-0.25 ± 0.10
6	Возничий	3	2	5	-0.27 ± 0.18	-0.32 ± 0.00	-0.29 ± 0.10

Таблица 7

Средние спектрофотометрические температуры облаков Млечного Пути

№	Область	Спектрофотометрическая температура			T_c по [5]
		пластинка 103а-С	пластинка 10 а-О	средняя T_c	
1	Стрелец	$3070^\circ \pm 190^\circ$	$3140^\circ \pm 90^\circ$	$3100^\circ \pm 100^\circ$	—
2	Щит	3790 ± 35	$3880 \pm ?$	3800 ± 40	$3350^\circ \pm 500^\circ$
3	Орел	4240 ± 100	4260 ± 75	4250 ± 50	4250 ± 600
4	Лебедь	4170 ± 45	4190 ± 120	4180 ± 60	$5300 \pm ?$
5	Кассиопея	6330 ± 380	7430 ± 270	6750 ± 350	5250 ± 800
6	Возничий	6820 ± 640	7000 ± 0	7000 ± 350	—

Примечания. 1. Спектрофотометрический градиент и спектрофотометрическая температура T_c для каждого облака определялись отдельно по каждому сорту пластинок, так как эти пластинки воспроизводят различный интервал длин волн. Однако при этом систематических различий в $\Delta\Phi$ и T_c в зависимости от сорта пластинок обнаружено не было — различия, в большинстве случаев, оставались в пределах ошибок измерений. Незначительное повышение температуры на пластинках 103а-О по сравнению с пластинками 103а-С, повидимому, нельзя считать реальным. Поэтому нами были определены средние значения $\Delta\Phi$ и T_c для каждого облака, общие для обоих сортов пластинок (см. соответствующие графы табл. 6 и 7), хотя, вообще говоря, эта операция не вполне законна.

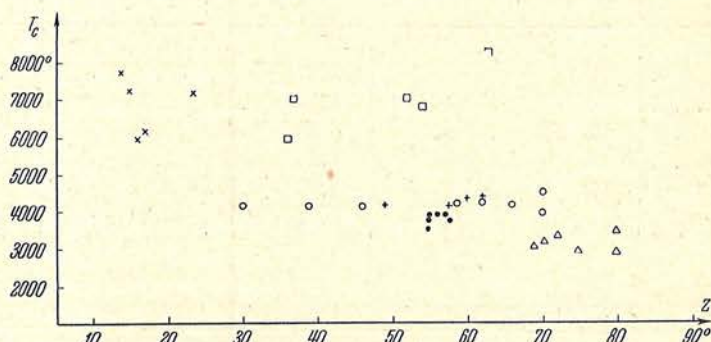
2. Данные табл. 6 и 7 несколько отличаются от результатов, приведенных в [15]. Различие объясняется тем, что в [15] при учете поглощения света в земной атмосфере вместо атмосферной массы $M(z)$ принималось приближенное ее выражение $\sec z$. Это расхождение сказалось, впрочем, лишь для облаков в Стрельце и Щите, зенитные расстояния которых были в среднем больше, чем у других облаков.

Средние квадратичные ошибки результатов, полученные для облаков в Кассиопее и Возничем, больше ошибок, найденных для других облаков. Это обусловлено двумя причинами:

1) Облака Млечного Пути в Кассиопее и Возничем имеют меньшую поверхностную яркость; разности интенсивностей спектров этих облаков и ночного неба малы, что приводит к меньшей точности результатов.

2) Температуры, полученные для облаков в Кассиопее и Возничем, оказались выше температуры остальных облаков. Зависимость ΔF и T такова, что для более высоких температур небольшое изменение спектрофотометрического градиента приводит к значительному изменению температуры.

При рассмотрении табл. 7 и фиг. 2 видно, что найденные спектрофотометрические температуры имеют тенденцию повышаться с увеличением углового расстояния облака Млечного Пути от центра Галактики. Такую



Фиг. 3. Спектрофотометрические температуры облаков Млечного Пути.

× — облако в Кассиопее, □ — облако в Возничем, ○ — облако в Лебеде, + — облако в Орле, • — облако в Щите, Δ — облако в Стрельце

же тенденцию можно заметить, сопоставляя спектрофотометрические температуры, полученные П. П. Добронравиним [5], хотя координаты исследованных им областей несколько отличаются от координат наших областей. Температуры, полученные в [5], приведены для сравнения в последней графе табл. 7.

На фиг. 3 сопоставлены спектрофотометрические температуры облаков Млечного Пути, полученные по каждой отдельной пластинке, и зенитные расстояния облаков во время наблюдений. Отсутствие систематического хода T_c с z позволяет сделать вывод, что найденный ход спектрофотометрических температур облаков Млечного Пути с галактической долготой не вызван различием зенитных расстояний облаков во время экспозиции.

Однако уверенные выводы о различии состава звездного населения этих облаков можно сделать лишь в том случае, если полученные результаты будут освобождены от влияния поглощения света в Галактике.

Чтобы учесть влияние межзвездного поглощения света на полученные результаты, необходимо с достаточной точностью знать расстояния до изучаемых облаков. Вопрос осложняется тем, что в настоящее время нет достаточно точных данных относительно расстояний до облаков Млечного Пути.

Следует заметить, что, поскольку протяжение звездных облаков по лучу зрения является величиной порядка сотен парсеков, можно говорить лишь о некотором «эффективном» расстоянии до них.

Имеющиеся в литературе данные о расстояниях до облаков Млечного Пути приведены в табл. 8 (вторая графа) [4, 16—20].

По данным работы П. П. Паренаго [21] можно оценить полное поглощение света для исследуемых облаков Млечного Пути.

Зная полное поглощение света A_1 на пути от рассматриваемого облака до наблюдателя для фотографических лучей [$\lambda_{\text{эфф}} = 4270\text{\AA}$] и принимая, что $A_\lambda \sim \lambda^{-1}$, можно определить полное поглощение A_2 для какой-либо другой длины волны (например, для $\lambda = 6400\text{\AA}$, т. е. для границы исследуемого нами интервала спектра).

Измеренная в данной длине волны интенсивность спектра облака Млечного Пути связана с величиной A следующим образом:

$$\lg E_\lambda - \lg E'_\lambda = 0.4A'_\lambda = \Delta \lg E_\lambda,$$

где E_λ — истинная интенсивность светового потока, излучаемого облаком, а E'_λ — интенсивность, искаженная поглощением света.

Получая по A_1 и A_2 величины $\Delta \lg E$ для двух длин волн исследуемого интервала спектра, можно определить, как изменяется наклон прямых, изображающих спектрофотометрические градиенты облаков, при учете поглощения света.

Данные, посредством которых был произведен учет поглощения света для облаков Млечного Пути, а также полученные результаты, приведены в табл. 8.

Таблица 8

Относительные спектрофотометрические градиенты и спектрофотометрические температуры облаков Млечного Пути, исправленные за межзвездное поглощение света

Облако	Принятое расстояние	a_0 (по [21])	A_1	A^*	$\Delta \lg E_1$	$\Delta \lg E_2$	$\Delta \alpha$	$\Delta \Phi_{\text{испр.}}$	$T_{\text{испр.}}$
Стрелец . .	—	—	$1^m.8[22]$	$1^m.20$	0.72	0.48	$+17^\circ 13'$	+1.15	4050°
	—	—	2 .6[19]	1 .73	1.04	0.69	$+24 \ 14$	+0.83	4450
	7500пс [19]	$2^m.4$	2 .3	1 .53	0.92	0.61	21 48	+0.94	4300
	2500 [16]	2 .4	2 .1	1 .40	0.84	0.56	19 48	+1.04	4150
	1500 [20]	2 .4	1 .8	1 .20	0.72	0.48	17 13	+1.15	4050
Щит	2000 [18]	2 .4	2 .28	1 .52	0.91	0.61	21 04	+0.39	5150
	(1000)	2 .4	1 .61	1 .07	0.64	0.43	15 07	+0.64	4750
Орел	1500 [4]	1 .8	1 .19	0 .79	0.48	0.32	11 35	+0.46	5000
	(2500)	1 .8	1 .35	0 .90	0.54	0.36	12 58	+0.39	5150
Лебедь . .	2500 [17]	2 .7	3 .78	2 .52	1.52	1.01	33 01	−0.34	7050
	1500 [20]	2 .7	2 .81	1 .87	1.12	0.75	25 10	−0.037	6100
Кассиопея .	1500 [4]	2 .3	2 .69	1 .79	1.08	0.72	24 45	−1.38	17000
	1000 [20]	2 .3	1 .93	1 .29	0.77	0.52	17 45	−1.01	11000
Возничий .	(1500)	2 .3	1 .93	1 .29	0.77	0.52	17 45	−1.06	11650
	1000 [20]		1 .54	1 .03	0.62	0.41	$+15 \ 07$	−0.94	10500

Индексы 1 и 2 у величин, представленных в табл. 8, соответствуют двум указанным длинам волн спектра. $\Delta\alpha$ — величина угла, на которую изменится наклон прямой, характеризующей относительный спектрофотометрический градиент каждого облака. $\Delta F_{\text{испр}}$ и $T_{\text{испр}}$ — относительный спектрофотометрический градиент и спектрофотометрическая температура облака, исправленные за поглощение света.

Данные таблицы показывают, что в ряде случаев изменение принятых расстояний до облаков в довольно больших пределах не сказывается заметно на результате. Это относится, прежде всего, к облакам с низкой спектрофотометрической температурой, где малое изменение спектрофотометрического градиента не может вызвать большого изменения температуры. Так, для области в Стрельце, несмотря на значительные расхождения в оценке расстояния и поглощения, спектрофотометрическая температура меняется в весьма небольших пределах ($4000-4500^\circ$) (ср. [23]). Для облаков в Щите и Орле изменения температуры также невелики.

Спектрофотометрические температуры облаков в Кассиопее и Возничем очень чувствительны к выбору расстояния: небольшое увеличение расстояния приводит к большому повышению температуры. Повидимому, расстояние 1000 парсеков более близко к действительности.

Произведенная попытка учета поглощения света показывает, что отмеченная тенденция спектрофотометрических температур исследуемых облаков Млечного Пути — повышение с увеличением углового расстояния от центра Галактики — сохраняется и после такого учета. Это согласуется с наблюдениями интенсивности инфракрасного излучения Млечного Пути, которая также растет по направлению к галактическому центру [24, 23].

Исследования других галактик [25—27] показывают, что внешние части галактик (ветви спиралей) значительно «голубее», чем их ядра и области, близкие к ядрам.

Представляется вероятным, что, наблюдая различные части нашей Галактики изнутри, мы обнаруживаем тот же эффект.

В заключение приношу искреннюю благодарность профессору Б. А. Воронцову-Вельяминову, руководившему настоящей работой, а также дирекции Крымской астрофизической обсерватории, любезно разрешившей провести необходимые наблюдения.

Гос. астрономический институт
имени П. К. Штернберга

Л и т е р а т у р а

1. E. A. Fath. *Ap. J.* 36, 362, 1912.
2. V. M. Slipher. *P. A. A. S.* 4, 114, 1923.
3. W. S. Adams, M. L. Humason, A. H. Joy. *P. A. S. P.* 39, № 232, 368, 1927.
4. Г. А. Шайн и П. П. Добронравин. *Циркуляр ГАО*, № 28, 5, 1940.
5. П. П. Добронравин. *Докл. АН СССР* 33, № 3, 1941.
6. Г. А. Шайн. *Пулк. циркуляр*, № 7, 35, 1933.

7. Е. Б. Костякова. Астрон. журн. 28, № 3, 184, 1951.
 8. Г. Г. Слюсарев и В. И. Черняев. ОМП 8, 1937.
 9. В. Г. Фесенков. Астрон. журн. 17, № 1, 25, 1940.
 10. К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 10, 54, 1953.
 11. М. Г. Каримов. Астрон. журн. 24, № 2, 114, 1947.
 12. В. Г. Фесенков. Астрон. журн. 3, № 1, 45, 1926.
 13. В. Г. Фесенков. Астрон. журн. 20, № 4, 17, 1943.
 14. Е. В. Пясковская-Фесенкова. Астрон. журн. 23, № 1, 49, 1946.
 15. Е. Б. Костякова. Астрон. циркуляр, № 129, 1952.
 16. В. Lindblad. Hd. Ap. Bd. V, II, 985, 1933.
 17. W. Baade. Ap. J. 79, 475, 1934.
 18. R. H. Baker, L. Kiefer. Ap. J. 96, 224, 1942.
 19. W. Baade. P. A. S. P. 58, 249, 1946.
 20. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астрон. журн., 30, № 4, 410, 1953.
 21. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 22, № 3, 129, 1945.
 22. В. J. Bok, Uco Van Wijk. A. J. № 1203, Nov. 1952.
 23. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 169, 1953.
 24. С. Ф. Родионов и И. Г. Фришман. Докл. АН СССР, 77, 997, 1951.
 25. H. D. Curtis. Hd. Ap., Bd. V, II, 854, 1933.
 26. C. K. Seyfert. Ap. J. 91, 528, 1940.
 27. E. Holmberg. Lund. Medd. (2), 114, 1945.
-

О ПРИМЕНЕНИИ МНОГОЦВЕТНОЙ ЭЛЕКТРОКОЛОРИМЕТРИИ
К ИЗУЧЕНИЮ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ*В. Б. Никонов*

В работе показывается, что многоцветная электроколориметрия звезд дает некоторые новые возможности для изучения избирательного поглощения в Галактике.

В случае использования трехцветной электроколориметрии можно рассчитывать на определение избытков цвета без привлечения какого-либо точного спектроскопического материала. Двухцветная электроколориметрия, примененная к звездам нормальной светимости, позволяет также получать весьма существенные результаты, как это показывается на основе сопоставления теоретически рассчитанной «двухцветной диаграммы» с соответствующими наблюдениями Стеббинса и Уитфорда. При помощи подобных диаграмм оказывается возможным определять не только истинные цвета и избытки цвета звезд ранних спектральных классов, но и находить зависимость избирательного поглощения от длины волны и исследовать ее изменения в различных частях Галактики.

Звездная электроколориметрия является одним из наиболее массовых методов, применяемых для изучения пространственной структуры избирательно поглощающей материи. Как известно, при использовании этого метода мерой избирательного поглощения служит избыток цвета

$$E = C_0 - C_u,$$

где C_0 — наблюдаемый внеатмосферный цветовой эквивалент, а C_u — истинный цветовой эквивалент или, сокращенно, истинный цвет звезды.

К сожалению, эффективность применения электроколориметрии существенно снижается из-за незначительной точности определения избытков цвета, не соответствующей высокой точности современных электроколориметрических наблюдений, обеспечивающих получение внеатмосферных цветовых эквивалентов со средней ошибкой около $0^m.01$ [1]. Дело в том, что при определении избытков цвета берутся не истинные цвета звезд C_u , точное спектроскопическое определение которых в настоящее время еще не осуществимо, а их средние значения для данного спектрального подкласса, так называемые нормальные цвета звезд. При таком способе определения избытков цвета в них вносится существенная погрешность, обусловленная как дисперсией истинных цветов внутри данного спек-

трального подкласса, так и недостаточной точностью не только массовых каталогов спектральных типов звезд, но и самой спектральной классификации.

Такое положение заставляет искать принципиально новые пути для решения проблемы массового определения избытков цвета звезд (наряду с постановкой исследований по разработке спектроскопических методов для точного определения истинных цветов звезд, а также по созданию соответствующих спектральных каталогов). Такие пути открываются при применении многоцветной электроколориметрии.

На возможность колориметрического выделения звезд, отягощенных избирательным поглощением, указывалось еще Беккером [2]. Эта возможность основывается на различиях в излучении звезд и черного тела. Легко видеть, что колориметрическое выделение покрасневших звезд принципиально всегда возможно, кроме того частного случая, когда излучение звезд в изучаемой области спектра аппроксимируется законом Вина, а избирательное поглощение меняется как λ^{-1} *. Во всех остальных случаях применение многоцветной электроколориметрии, а также электроспектрофотометрии дает возможность не только выявлять звезды, отягощенные поглощением, но и определять величину последнего эффекта.

При выборе цветовой системы аппаратуры, предназначенной для такого рода исследований, необходимо, следовательно, предусмотреть возможность наблюдений в тех спектральных областях, где отклонения от излучения черного тела выявляются наиболее резко. Весьма благоприятна с этой точки зрения коротковолновая часть спектров звезд ранних типов (O9 — A0). Эта область к тому же доступна наблюдению с наиболее совершенными в настоящее время сурьяно-цезиевыми фотоумножителями, спектральная чувствительность которых простирается от 3000 до 6500 Å.

Как известно, непрерывный спектр звезд O9 — A0, определяемый в основном спектральным типом и абсолютной величиной, может быть охарактеризован в интересующей нас части спектра четырьмя следующими параметрами [3] (фиг. 1): величиной балмеровского скачка

$$D = \lg \frac{I(3650^+)}{I(3650^-)},$$

* Это следует из того, что при применимости законов Вина и λ^{-1} влияние межзвездного поглощения эквивалентно понижению цветовой температуры звезды. Действительно, при сделанных предположениях распределение энергии в спектре звезды с цветовой температурой T будет

$$I(\lambda) = c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/\lambda T}.$$

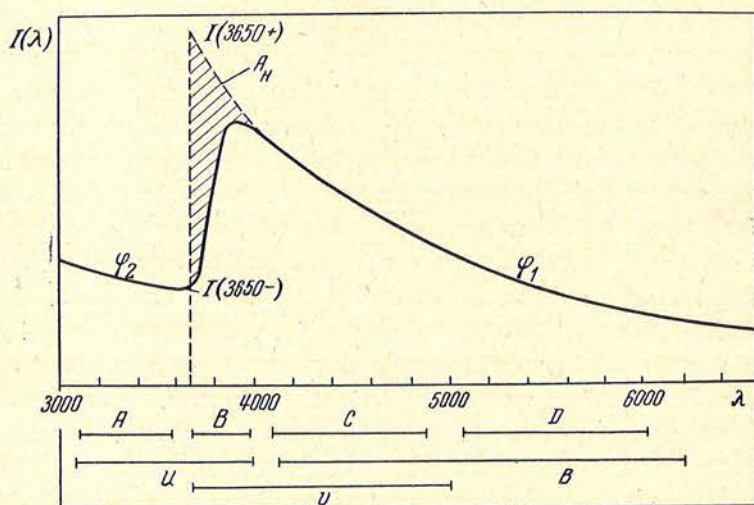
При наличии поглощения распределение энергии примет вид

$$I(\lambda) = c_1 \lambda^{-5} e^{-(c_2/\lambda T + \kappa r)/\lambda},$$

где r — расстояние до звезды. Отсюда видно, что в рассматриваемом случае влияние поглощения эквивалентно понижению цветовой температуры на величину

$$\Delta T = T \left(1 + \frac{\kappa r}{c_2} \cdot T\right)^{-1}.$$

градиентами φ_1 и φ_2 , различными по обе стороны от скачка, но практически постоянными для данной звезды в рассматриваемом спектральном интервале [4], и непрерывным водородным поглощением A_H , обусловленным линиями бальмеровской серии, сливающимися у границы последней (заштрихованная область на фиг. 1). Известно также, что для звезд ранних классов величина бальмеровского скачка и непрерывное водородное поглощение коррелируются со спектральным типом и абсолютной величиной: $D = f(\text{Сп}, M)$ и $A_H = \psi(M, \text{Сп})$. Поэтому D и A_H в совокупности определяют как спектральный тип, так и светимость звезды*, а следовательно, согласно сказанному



Фиг. 1. Схематическое распределение энергии в коротковолновой части непрерывного спектра звезд ранних спектральных классов

выше, и истинные, не отягощенные поглощением градиенты φ_1 и φ_2 . Практически достаточно определить один истинный градиент (например, φ_1), сопоставляя который с наблюдаемым распределением энергии, можно найти эффект межзвездного поглощения. Для испытания и практического использования изложенного метода (точность которого определяется дисперсией градиента φ_1 для данных D и A_H) необходимы тщательные электро-спектрофотометрические наблюдения.

Освоение звездной электро-спектрофотометрии начато уже в СССР Н. Ф. Купревичем [6], а также Мак Раем [7] в США. К сожалению, применение этого весьма прецизионного и многообещающего метода, равно как и электроколориметрии с узкополосными интерференционными фильтрами [8, 9], возможно пока лишь в отношении сравнительно ярких звезд, что практически исключает применение его для массового изучения избирательного поглощения по слабым звездам.

* Это подтверждено Шалонжем и Диван [5], показавшими возможность определения спектрального типа и класса светимости по измерению параметров D и λ_1 ; λ_1 есть, как известно, некоторая мера водородного поглощения A_H .

Отсюда возникает естественная мысль обратиться к некоторому pallиативу электроспектрофотометрии — многоцветной электроколориметрии, выполняемой с обычными широкополосными светофильтрами. Правильный подбор последних позволяет рассчитывать и здесь на получение интересных результатов.

Выбирая (для наблюдения звезд ранних спектральных типов) светофильтры, пропускающие области, схематически показанные на фиг. 1 и обозначенные через A, B, C и D , можно получить с их помощью три независимых цветовых эквивалента $C_{AC} = (m_A - m_C)$, $C_{BC} = (m_B - m_C)$ и $C_{CD} = (m_C - m_D)$, образующие трехцветную электроколориметрическую систему*.

Первый из этих цветовых эквивалентов зависит в основном от скачка D , второй — от водородного поглощения A_H , а третий характеризует наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре звезды для области, определяемой истинным градиентом φ_1^{**} .

Из изложенного ранее следует, что, наблюдая звезды ранних типов, обладающие, по возможности, различной светимостью, в свободных от поглощения областях Галактики ([1], глава VII, § 1), можно установить эмпирическое соотношение для определения истинного значения C_{CD} в зависимости от C_{AB} и C_{BC} . Для звезд, подвергшихся влиянию поглощения, разность наблюдаемого и найденного по C_{AC} и C_{BC} цветовых эквивалентов C_{CD} и даст искомое значение избытка цвета E_{CD} [в цветовой системе $(C-D)$]. При этом нужно все же располагать хотя бы самыми грубыми спектроскопическими данными для составления программы наблюдений: выбора звезд ранних классов и исключения звезд с эмиссионными линиями; согласно исследованию Барбье и Шалонжа [10] распределение энергии у этих звезд несколько отличается от обычного. Получение подобных спектральных сведений, основывающихся хотя бы на снимках с объективной призмой, не связано с какими-либо затруднениями.

Испытание изложенного метода и выяснение точности, которую он может дать при определении избытков цвета, представляет весьма значительный интерес. К сожалению, трехцветных электроколориметрических наблюдений в необходимых для этого спектральных областях типа A, B, C и D (фиг. 1) еще не производилось. Вообще наблюдательный материал по многоцветной электроколориметрии очень ограничен. Все, чем мы располагаем в настоящее

* В отличие от принятой сейчас терминологии мы называем « n -цветной электроколориметрией» — колориметрическую систему, позволяющую получить n независимых цветовых эквивалентов по $n + 1$ монохроматическим величинам. Согласно нашей терминологии так называемая «шестицветная электроколориметрия» Стеббинса и Уитфорда будет пятицветной, так как она позволяет получить лишь пять независимых цветов. Предлагаемая здесь терминология представляется нам более логичной.

** Как на одну из комбинаций светофильтров, удовлетворяющих поставленному выше требованию выделения областей $A-D$, в сочетании с сурьяно-цезиевыми фотоумножителями, можно указать хотя бы на следующую: $A = \text{УФС } 2 \text{ (3 мм)}$; $B = \text{УФС } 3 \text{ (0.5 мм)} + \text{СЗС } 18 \text{ (2 мм)}$; $C = \text{СС } 5 \text{ (2 мм)} + \text{ЖС } 12 \text{ (0.5 мм)}$ и $D = \text{ОС11 (1 мм)}$; границы соответствующих областей будут: 3000—3900, 3600—4200, 4100—5200 и 5100—6500 Å.

время — это пятицветные ряды Стеббинса и Уитфорда [11], трехцветные — Валравена и Фоккера [12], двухцветные — Остерхофа [13], а также только что опубликованные (уже после окончания данной работы) тоже двухцветные наблюдения Джонсона и Моргана [14]. Каталоги Валравена-Фоккера и Остерхофа представляют мало интереса для рассматриваемой проблемы из-за неудачно выбранных систем светофильтров, не обеспечивающих четкого выделения нужных спектральных областей. Точность этих каталогов также незначительна из-за недостаточно удовлетворительного учета ослабления света в земной атмосфере.

Наблюдения Стеббинса и Уитфорда позволяют построить для области $\lambda\lambda$ 3000—6500 Å только два цветовых эквивалента, основывающихся на наблюдениях в спектральных областях U , V и B (см. фиг. 1), из которых один захватывает бальмеровский скачок, а другой лежит в более длинноволновой области. Но, согласно изложенному ранее, можно думать, что даже такие, всего двухцветные, ряды могут дать весьма существенные результаты. Действительно, если ограничиться звездами, не слишком различающимися по светимости (например, нормальными звездами классов V—III), то коротковолновый цветовой эквивалент C_{UV} (см. фиг. 1) будет в основном определять величину бальмеровского скачка, а следовательно, спектральный класс и цветовую температуру. Это в свою очередь определит и истинный цвет звезды*. Длинноволновый же цветовой эквивалент (C_{VB}) послужит для определения избытка цвета.

Возможность выделения звезд, отягощенных поглощением, на основании электроколориметрических наблюдений была показана еще Гюнтером [16] при помощи рассмотрения «двухцветной диаграммы», графически сопоставляющей наблюдения, выполненные в двух цветовых системах, т. е. два независимые цветовые эквивалента. В своей работе Гюнтер использовал наблюдательный материал Стеббинса и Уитфорда [11]. Им не были, однако, вскрыты возможности, даваемые двухцветными диаграммами для количественного изучения избирательного поглощения в межзвездной среде.

Мы считали представляющим значительный интерес построить теоретическую двухцветную диаграмму, рассмотреть ее свойства, даваемые ею возможности, а также сопоставить ее с имеющимся наблюдательным материалом. Результаты этого исследования уже сообщались нами вкратче ранее [17]. Сейчас мы остановимся на этом более подробно.

Для расчета теоретической двухцветной диаграммы для цветовой системы Стеббинса и Уитфорда воспользуемся опубликованными данными о спектральной чувствительности аппаратуры этих авторов [18], а также выведенными нами ранее значениями для относительного распределения энергии в спектрах нормальных звезд ранних типов ([1], стр. 85), которые мы дополняем здесь данными для звезд B0** (табл. 1).

Мы будем вести расчет для двух следующих цветовых эквивалентов

* Это подтверждено работой Барбье [15], в которой устанавливается возможность определения скачка на основании электроколориметрических наблюдений.

** Использованные нами данные о распределении энергии в спектрах нормальных звезд ранних спектральных классов основываются на работе Барбье и

пятицветной электроколориметрии Стеббинса и Уитфорда [14]: $C_{UV} = (U - V)$ и $C_{VB} = (V - B)$, образуемых из ультрафиолетовых, фиолетовых и синих звездных величин (U , V и B соответственно), которые лежат в пределах $\lambda\lambda$ 3000—6500 Å.

Значения спектральной чувствительности аппаратуры Стеббинса и Уитфорда в комбинации с ультрафиолетовым, фиолетовым и синим светофильтрами с учетом двухкратного отражения от алюминированных зеркал— $\sigma_U(\lambda)$, $\sigma_V(\lambda)$ и $\sigma_B(\lambda)$ соответственно приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

$I(\lambda)$ (относительное)									
λ	B0	B3	B5	B8	B9	A0	$\sigma_U(\lambda)$	$\sigma_V(\lambda)$	$\sigma_B(\lambda)$
3100	235	267	199	140	99	72	0.0		
3200	213	250	186	133	94	70	26.1		
3300	196	232	174	126	90	68	133.3		
3400	181	216	164	119	87	65	171.5	0.0	
3500	168	204	154	112	83	63	170.0	0.2	
3600	155	188	144	106	79	62	124.2	7.7	
3700	147	190	146	118	89	68	80.3	19.2	
3800	140	225	200	173	147	118	65.3	28.4	0.0
3900	132	220	204	184	168	151	45.5	33.2	1.0
4000	122	204	188	172	160	146	16.3	35.6	6.0
4100	113	189	176	161	150	137	1.9	33.9	12.2
4200	104	175	163	150	140	129	0.0	31.0	17.3
4300	97	163	152	140	131	121		26.8	23.3
4400	90	152	141	131	123	114		23.8	27.1
4500	83	141	132	123	116	107		19.5	28.8
4600	77	131	123	114	108	101		14.2	29.4
4700	72	123	116	107	101	96		8.1	28.6
4800	67	115	108	100	95	90		3.5	28.0
4900	62	108	101	94	90	85		0.8	26.8
5000	58	101	95	88	85	80		0.0	23.8
5100	53	95	89	84	80	76			19.9
5200	51	88	83	79	75	72			17.2
5300	48	83	78	74	71	68			14.2
5400	45	78	74	69	67	64			11.9
5500	42	74	70	66	63	60			9.9
5600	40	70	66	62	60	57			7.8
5700	38	66	62	58	57	54			6.2
5800	36	62	58	55	53	52			4.1
5900	33	58	55	52	50	50			2.1
6000	31	54	52	49	48	47			0.6
6100	30	52	49	46	45	44			0.0
6200	29	50	46	44	43	42			

Шалонжа [10]. Недавно Шалонж и Диван [5] получили новые, дополнительные данные по распределениям энергии в спектрах звезд. Однако эти данные не вносят никаких изменений в средние значения φ_1 , φ_2 , A_H и D для звезд B0—B2; для звезд более поздних спектральных типов эти изменения весьма незначительны. Поэтому мы не считали нужным пересматривать найденные ранее средние значения для распределения энергии.

Эта таблица дает все необходимое для вычисления истинных цветовых эквивалентов звезд спектральных типов В0 — А0:

$$C_{UV} = -2.5 \lg \left\{ \frac{\int_{\lambda_{V1}}^{\lambda_{U2}} W_U(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{V1}}^{\lambda_{V2}} W_V(\lambda) d\lambda} \right\}; \quad C_{VB} = -2.5 \lg \left\{ \frac{\int_{\lambda_{B1}}^{\lambda_{V2}} W_V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{B1}}^{\lambda_{B2}} W_B(\lambda) d\lambda} \right\},$$

где действующий поток $W_i(\lambda) = \sigma_i(\lambda) I(\lambda)$; $i = U, V, B$.

Для вычисления цветовых эквивалентов, отягощенных межзвездным поглощением, имеем, очевидно, следующее выражение:

$$C_{ij} = -2.5 \lg \left\{ \frac{\int_{\lambda_{j1}}^{\lambda_{i2}} W_i(\lambda) e^{-\tau(\lambda, r)} d\lambda}{\int_{\lambda_{j1}}^{\lambda_{j2}} W_j(\lambda) e^{-\tau(\lambda, r)} d\lambda} \right\}.$$

Здесь $\tau(\lambda, r)$ — оптический путь до звезды, связанный с монохроматическим поглощением $\Delta m(\lambda, r)$ соотношением

$$\Delta m(\lambda, r) = 1.086 \tau(\lambda, r) = k(\lambda) \cdot r,$$

где r — расстояние до звезды, а $k(\lambda)$ — коэффициент избирательного поглощения межзвездной среды.

При вычислении отягощенных поглощением цветовых эквивалентов необходимо принимать некоторый определенный закон для зависимости поглощения от длины волны. Нами проведены подсчеты для закона $k(\lambda) = \kappa \lambda^{-n}$, где n равняется 0.5, 1.0 и 1.5, а κ — некоторая постоянная. Был выполнен расчет и для зависимости, найденной для $k(\lambda)$ О. А. Мельниковым [19]:

$$k(\lambda) = \kappa(\lambda) \cdot \lambda^{-n(\lambda)}.$$

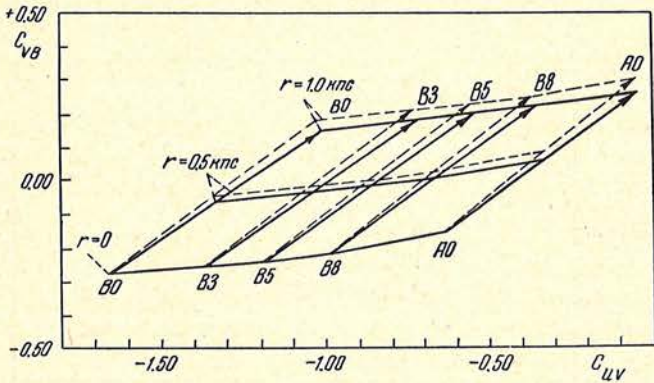
В этой зависимости и коэффициент $\kappa(\lambda)$ и $k(\lambda)$ являются функциями длины волны. Для хода показателя $n(\lambda)$ и относительных изменений $k(\lambda)/k(4400)$ Мельников дает следующую таблицу:

λ	$k(\lambda)/k(4400)$	$n(\lambda)$
3500	0.8	0.5
4400	1.0	1.0
5500	1.3	1.2
8000	2.3	1.5

Во всех рассмотренных нами случаях было принято, согласно П. П. Паренаго [20], что фотографическое поглощение $\Delta m(\lambda_{\text{фк}}, \phi, 1)$ равняется $3^{\text{м}5}$

(на килопарсек) для эквивалентной фотографической длины волны ([1], стр. 200) $\lambda_{\text{эк}, \Phi} = 4220 \text{ \AA}$.

Значения цветовых эквивалентов C_{UV} и C_{VB} , рассчитанные для расстояния $r = 0$, а также для $r = 0.5$ и 1.0 килопарсеков, как в соответствии с законом λ^{-1} , так и согласно зависимости Мельникова, приведены в табл. 2, иллюстрируемой фиг. 2. На этом рисунке приведена, следовательно, теоретическая двухцветная диаграмма (C_{UV} , C_{VB}), дающая соотношения между рассматриваемыми цветовыми эквивалентами как для звезд, свободных от поглощения, так и для отягощенных им.



Фиг. 2. Теоретическая двухцветная диаграмма для двух различных законов избирательного поглощения в пространстве:
 --- согласно Мельникову; — согласно закону λ^{-1}

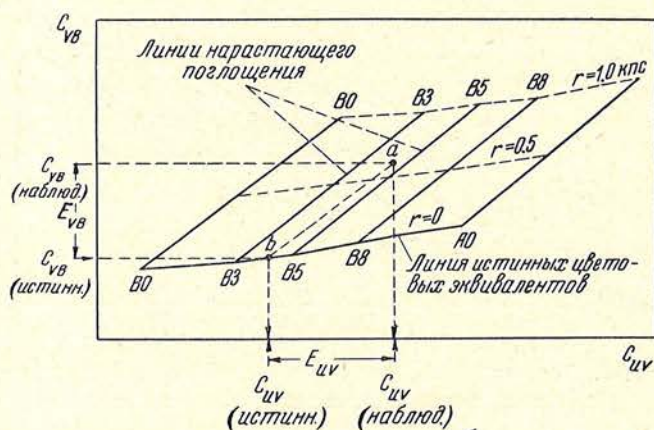
Таблица 2

Спектр	$r = 0$		$k(\lambda) = \lambda^{-1}$				$k(\lambda)$ по Мельникову			
			$r = 0.5 \text{ кпс}$		$r = 1.0 \text{ кпс}$		$r = 0.5 \text{ кпс}$		$r = 1.0 \text{ кпс}$	
	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}
B0	-1 ^m 67	-0 ^m 28	-1 ^m 34	-0 ^m 07	-1 ^m 01	+0 ^m 15	-1 ^m 34	-0 ^m 05	-1 ^m 02	+0 ^m 19
B3	-1.37	-0.25	-1.05	-0.03	-0.72	+0.19	-1.05	-0.02	-0.73	+0.22
B5	-1.20	-0.23	-0.87	-0.02	-0.56	+0.20	-0.88	0.00	-0.56	+0.23
B8	-1.00	-0.21	-0.69	+0.06	-0.38	+0.22	-0.69	+0.02	-0.38	+0.25
A0	-0.64	-0.14	+0.34	+0.07	-0.04	+0.28	-0.34	+0.08	-0.04	+0.32

Фиг. 2 показывает, что точки диаграммы (C_{UV} , C_{VB}), соответствующие звездам, отягощенным влиянием поглощения, действительно сходят с основной зависимости (для $r = 0$), которую можно назвать «линией истинных цветов», и смещаются направо вверх вдоль «линий нарастающего поглощения». Отметим, что согласно зависимости Мельникова эти последние линии идут более круто, чем согласно закону λ^{-1} .

Фиг. 2 показывает также, что линии нарастающего поглощения оказываются практически прямыми, параллельными друг другу. Напомним, что

построенная диаграмма относится к звездам нормальной светимости. Для сверхгигантов получится уже другая диаграмма, более сжатая в направлении оси абсцисс: ее линии нарастающего поглощения будут лежать значительно ближе друг к другу. Это объясняется более медленным ростом балмеровского скачка со спектральным типом для сверхгигантов по сравнению с нормальными звездами [3]. Так, например, скачок D для сверхгиганта В9 имеет то же значение, что и для нормальной звезды В3. Отметим, что для звезд В0 линии нарастающего поглощения практически совпадут на обеих диаграммах, что следует из одинаковых в этом случае величин скачка для сверхгигантов и нормальных звезд.



Фиг. 3. Определение истинных цветов и избытков цвета звезд при помощи двухцветной диаграммы

К сожалению, отсутствие необходимого спектрофотометрического материала не дает возможности рассчитать теоретическую диаграмму и для звезд высокой светимости.

Двухцветная диаграмма дает нам в руки метод непосредственного определения истинных цветовых эквивалентов и избытков цвета звезд без привлечения точных спектральных определений. Для получения интересующих нас данных необходимо провести через точку a (фиг. 3), определяемую двумя наблюдаемыми цветовыми эквивалентами C_{UV} и C_{VB} , прямую ab , параллельную системе линий нарастающего поглощения, до ее пересечения с линией истинных цветов в точке b . Точка b , очевидно, и определит истинные цветовые эквиваленты звезды в обеих цветовых системах, а проекции отрезка ab на оси координат — истинные избытки цвета E_{UV} и E_{VB} .

При применении двухцветной диаграммы точность определения истинных цветов и избирательного поглощения ограничивается естественной дисперсией параметров D , A_H , φ_1 и φ_2 , определяющих истинное же распределение энергии в спектре звезды (для данного спектрального типа, классифицированного до 0.1 класса, и данной абсолютной величины). Эта точность ограничивается также возможными изменениями закона по-

глощения в разных частях Галактики*. Для суждения об этом мы еще не имеем необходимых данных.

Следует особо отметить, что сопоставление наблюдений весьма точно спектрально классифицированных звезд с теоретически рассчитанной двухцветной диаграммой дает возможность изучать изменения закона межзвездного поглощения в различных областях нашей звездной системы (по изменению наклона линий нарастающего поглощения).

Перейдем теперь к сравнению построенной нами теоретической двухцветной диаграммы с данными наблюдений Стеббинса и Уитфорда. При этом следует учесть различие нуль-пунктов цветовых эквивалентов, вычисленных нами для цветовой системы Стеббинса и Уитфорда и полученных этими авторами из наблюдений. Дело в том, что нуль-пункты звездных величин, а следовательно, и цветовых эквивалентов, были установлены в работе Стеббинса и Уитфорда совершенно произвольно [18]. Сравнение вычисленных (C_{ij}^B) и наблюдаемых (C_{ij}) цветовых эквивалентов позволило установить следующие соотношения:

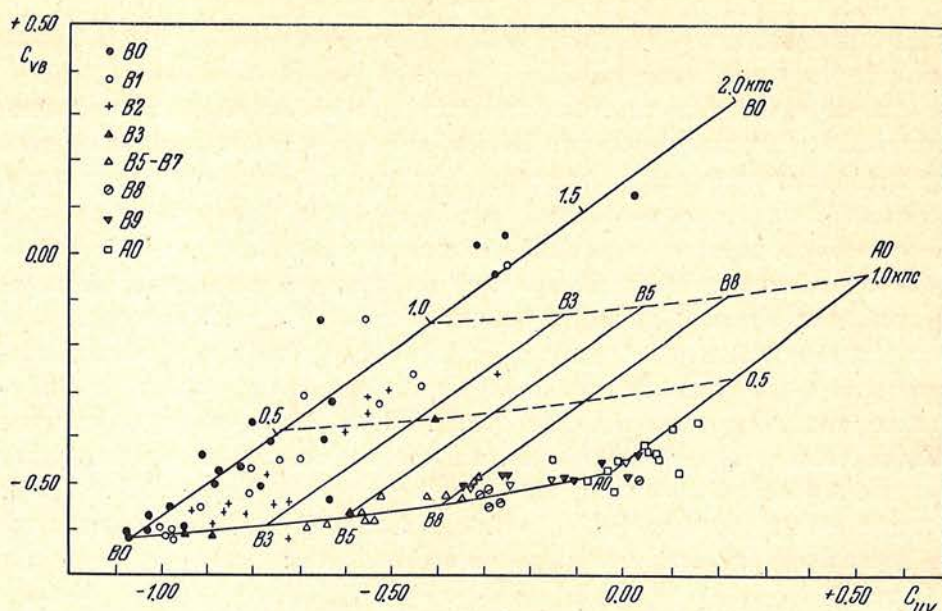
$$C_{UV} = +0^m60 + C_{UV}^B; \quad C_{VB} = -0^m34 + C_{VB}^B.$$

На фиг. 4 дана двухцветная диаграмма (C_{UV} , C_{VB}) для звезд В0 — А0, на которой сопоставлены наблюдения Стеббинса и Уитфорда с результатом теоретического расчета для зависимости Мельникова (табл. 2). При этом для звезд спектрального типа В0 были дополнительно вычислены значения C_{UV} и C_{VB} , соответствующие расстояниям в 1.5 и 2.0 кпс. Фиг. 4 показывает, что наблюдения весьма хорошо ложатся на теоретически построенную двухцветную диаграмму. Это справедливо как для звезд, свободных от поглощения, так и для звезд спектральных типов В0 — В2,отягощенных значительным влиянием поглощения.

Хорошее согласие теоретической диаграммы с наблюдениями позволяет заключить, что полученное нами на основании данных Барбье и Шалонжа распределение энергии в спектрах звезд ранних типов весьма близко к действительности.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какой из законов межзвездного поглощения лучше всего соответствует данным наблюдений. Для этого остановимся на звездах В0, для которых, с одной стороны, эффект поглощения будет наибольшим, а, с другой стороны, возможное включение звезд высокой светимости не внесет существенных погрешностей (выше уже указывалось, что для звезд В0 влияние светимости не сказывается сколько-нибудь значительно на распределении энергии в их спектре). Результаты выполненных для этого дополнительных расчетов приведены в табл. 3, не требующей каких-либо особых пояснений. Отметим только, что даваемые в ней значения цветовых эквивалентов приведены уже к нуль-пунктам, принятым в работе Стеббинса и Уитфорда.

* С этой же причиной ограничения точности сталкиваются, очевидно, и спектроэлектрофотометрические методы исследования поглощения.



Фиг. 4. Сравнение теоретической двухцветной диаграммы с электроколориметрическими наблюдениями Стеббинса и Уитфорда

Таблица 3

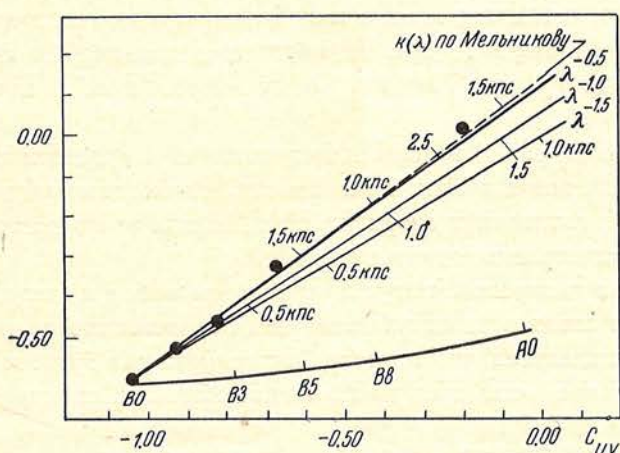
Закон поглощения	$r = 0.5$		$r = 1.0$		$r = 1.5$		$r = 2.0$	
	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}	C_{UV}	C_{VB}
$n = 0.5$	-0^m92	-0^m51	-0^m75	-0^m40	-0^m59	-0^m28	-0^m26	-0^m05
$n = 1.0$	-0.74	-0.41	-0.41	-0.19				
$n = 1.5$	-0.54	-0.31	-0.00	$+0.02$				
По Мельникову	-0.74	-0.39	-0.42	-0.15	-0.08	$+0.09$	$+0.25$	$+0.34$

Примечание. Значения C_{UV} и C_{VB} для закона $n = 0.5$, приведенные в графе для $r = 2.0$, относятся к расстоянию $r = 2.5$ кпс.

Сопоставление данных табл. 3 с нормальными точками зависимости (C_{UV} , C_{VB}) для звезд В0 дано на фиг. 5. В каждой нормальной точке осреднены данные для четырех звезд.

Получающийся из наблюдений ход линии нарастающего поглощения достаточно хорошо соответствует и зависимости по закону Мельникова, и $\lambda^{-0.5}$. Последнее согласуется с результатом Гринштейна, получившим для n значение $+0.56$ [22]. Однако хотя наклон линий нарастающего поглощения для обеих зависимостей практически и совпадает, но величина избирательного поглощения на единицу расстояния оказывается совершенно различной. Различным оказывается, следовательно, и отношение $\gamma = \frac{a_{\Phi}}{E}$ общего фотографического поглощения a_{Φ} — к избирательному E .

Легко рассчитать, что зависимость Мельникова дает для международной системы показателей цвета и общего фотографического поглощения значение $\gamma \cong 4$. Данное значение гораздо лучше согласуется с наблюдениями [23], чем $\gamma \cong 9$, получающееся согласно закону $\lambda^{-0.5}$. Это и дает нам основание признать, что результатам наблюдений лучше соответствует зависимость Мельникова для $k(\lambda)$, чем закон $\lambda^{-0.55}$. Ввиду незначительности использованного материала этот результат может рассматриваться лишь как предварительный. Но и он дает убедительный пример тех возможностей, которые открывает применение многоцветной электроколориметрии.



Фиг. 5. Определение закона избирательного поглощения при помощи теоретической диаграммы

При практическом использовании метода двухцветных диаграмм для определения избытков цвета необходимо заранее располагать соответствующей диаграммой. Эта последняя может быть построена и теоретически, и эмпирически. Каждый из этих способов имеет и свои преимущества, и свои недостатки.

Пример теоретического построения диаграммы уже рассматривался нами выше. Для этого необходимо иметь тщательно определенную спектральную чувствительность аппаратуры, данные о распределении энергии в непрерывном спектре звезд, а также принимать тот или иной закон для зависимости межзвездного поглощения от длины волны. Получение некоторых из этих данных является далеко не простой задачей. Но весьма существенным преимуществом теоретической диаграммы является возможность находить из наблюдений закон межзвездного поглощения, как это уже было показано нами выше. Необходимой предпосылкой является получение наблюдений звезд различной степени покраснения, принадлежащих к какому-либо определенному спектральному подклассу.

Двухцветная диаграмма может быть построена и чисто эмпирически. Для этого необходимо провести наблюдения звезд, в различной мере отягощенных влиянием поглощения с очень тщательно классифицирован-

ными спектрами. Линия истинных цветов и ход линий нарастающего поглощения получаются здесь для разных спектральных классов непосредственно из наблюдений.

При эмпирическом построении двухцветной диаграммы отпадает необходимость исследования спектральной чувствительности аппаратуры, что является весьма существенным облегчением. Не надо знать ни распределения энергии в спектрах звезд, ни предполагать справедливым тот или иной закон для межзвездного поглощения. Но, как легко видеть, нахождение такого закона при помощи эмпирической двухцветной диаграммы становится невозможным.

Определение истинных цветов и избытков цвета звезд может выполняться в равной мере и при помощи теоретической и эмпирической двухцветных диаграмм. Техника этих определений пояснялась на фиг. 3.

Напомним еще раз, что при использовании двухцветных диаграмм, построенных для звезд обычной светимости, необходимо выделять звезды с эмиссионными линиями и сверхгиганты. Но для этого достаточно иметь лишь грубые спектроскопические данные.

Двухцветные диаграммы могут применяться также и для спектральной классификации звезд ранних классов, как это очевидно из рассмотрения фиг. 3. Можно надеяться, что точность классификации будет в этом случае существенно выше, чем при применении обычных спектроскопических методов.

Сверхгиганты B5 — A0, грубый спектральный тип которых известен, могут очень легко находиться при помощи двухцветной диаграммы, построенной для нормальных звезд. Сверхгиганты будут попадать в области, соответствующие звездам более ранних классов.

Наконец, двухцветная диаграмма наглядно показывает, какие типы цветовых эквивалентов надо брать при определении избытков цвета обычным, спектроскопическим методом. В этом случае необходимо, чтобы изменение истинного цветового эквивалента со спектральным типом было наименьшее. Как это видно из фиг. 2, для ранних звезд такой системой цветовых эквивалентов является C_{VB} , определяемая в длинноволновой части спектра (или, еще лучше, C_{CD} на фиг. 1). Система типа C_{UV} , захватывающая область бальмеровского скачка, наоборот, весьма неблагоприятна с этой точки зрения*. Отсюда ясно, что обычная международная система показателей цвета (полученная с алюминированным рефлектором [21]) является неудачной для определения избытков цвета звезд; такой же неблагоприятной системой является для этого и цветовая система нашего фундаментального электроколориметрического каталога звезд B8 — B9 [1].

В самое последнее время, когда настоящая работа была уже закончена, а ее результаты кратко опубликованы [17], появилась очень ценная

* Интересно отметить, что для звезд F главной последовательности положение становится обратным ([14], рис. 14).

работа по двухцветной электроколориметрии Джонсона и Моргана [14]. Установленные в этой работе факты, основанные на рассмотрении эмпирически построенной двухцветной диаграммы, полностью согласуются с нашими выводами.

Из наблюдений Джонсона и Моргана следует, между прочим, что для сверхгигантов линия истинных цветов должна располагаться несколько выше, чем для нормальных звезд. Это дает указание на более глубокое различие в распределении энергии у сверхгигантов и нормальных звезд, чем обусловленное только разницей в бальмеровском скачке. Наблюдения Джонсона и Моргана показывают также, что звезды классов светимости V—III могут быть объединены в одной двухцветной диаграмме. Это очень важный результат с точки зрения практического использования метода двухцветных диаграмм.

Все изложенное показывает, что многоцветная электроколориметрия дает нам новые существенные возможности в деле изучения межзвездного избирательно поглощающего вещества. Но для выяснения вопроса о точности, обеспечиваемой применением многоцветной электроколориметрии необходимо еще получение значительного наблюдательного материала в весьма тщательно подобранной электроколориметрической системе.

Декабрь 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуман. обсерв. № 14, 1953.
2. W. Becker. Veröff. Göttingen № 79—81, 1946.¹
3. D. Barbier, D. Chalonge. Ann. Ap. 2, 254, 1939.
4. Э. Р. Мустель. Успехи астрон. наук 3, 173, 1947.
5. D. Chalonge, L. Divan. Ann. Ap. 15, 224, 1952.
6. Н. Ф. Купревич. Астрон. циркуляр, № 137, 8, 1953.
7. D. Mac Rae. Sky and Telescope 12, 150, 1953.
8. M. Rudkjöbing. Ann. Ap. 14, 272, 1951.
9. B. Strömberg. Ap. J. 57, 200, 1952.
10. D. Barbier, D. Chalonge. Ann. Ap. 4, 49, 1941.
11. J. Stebbins, A. Whitford. Ap. J. 102, 273, 1945.
12. T. Walraven, A. Fokker. B. A. N. 11, № 435, 441, 1952.
13. P. Oosterhoff. B. A. N. 11, № 425, 299, 1951.
14. H. Johnson, W. Morgan. Ap. J. 117, 313, 1953.
15. D. Barbier. Ann. Ap. 15, 113, 1952.
16. S. Günther. Zs. f. Ap. 27, 167, 1950.
17. В. Б. Никонов. Автореферат докторской диссертации, Ленинград, май, 1953.
18. J. Stebbins, A. Whitford. Ap. J. 98, 325, 1943.
19. О. А. Мельников. Труды ГАО. Сер. 2, 64, 99, 1950.
20. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 22, 129, 1945.
21. F. Seares, M. Joyner. Ap. J. 98, 302, 1943.
22. J. Greenstein. Ap. J. 104, 403, 1946.
23. Н. Ф. Флоря. Труды ГАИШ 16, 6, 1949.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ А И F С АНОМАЛЬНЫМИ ИНТЕНСИВНОСТЯМИ ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ

Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин

ЧАСТЬ I. ИЗУЧЕНИЕ КОНТУРА ЛИНИИ H_{α} В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД С УСИЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ МЕТАЛЛОВ *

Работа посвящена вопросу о химическом составе атмосфер так называемых «металлических» А-звезд, спектр которых характеризуется тем, что по линии К, CaII он оказывается более ранним (в основном классов A1—A6), чем по большинству линий металлов (Fe, Mn и др.). Аномальная слабость линии К может быть следствием или аномального химического состава атмосфер рассматриваемых звезд или результатом аномальных условий ионизации кальция в этих атмосферах. Гринштейн показал [3, 4], что эта аномалия распространяется не только на Ca, но и на некоторые другие элементы: Sc, Zr, V, Ti, Mg, и сделал попытку объяснить ее избыточной ионизацией атомов CaII, Sc II, Zr II, VII, Ti II и Mg II протонами посредством резонансного механизма с «перезарядкой» по схеме $H^+ + Ca^+ \rightleftharpoons H + Ca^{++}$.

Второй раздел настоящей работы посвящен критическому обсуждению этого механизма. Отмечается, что в рассматриваемом случае он мало правдоподобен, ибо требует совершенно особых условий, не реализуемых в атмосферах «металлических» звезд. В частности, основным условием его эффективности является аномально высокая ионизация водорода в этих атмосферах, что даже противоречит результатам самой работы Гринштейна.

В разделе 3 статьи рассматривается другой возможный механизм аномальной ионизации Ca, Sc и т. д., исходящий из аналогии с солнечными факелами и основанный на том, что коэффициент поглощения у атомов CaII (и, повидимому, у других ионов той же группы ScII и т. д.) весьма медленно спадает с частотой. Поэтому всякий избыток в интенсивности далекого ультрафиолета может приводить к аномальной ионизации рассматриваемых ионов, что, в частности, и могло бы быть причиной фиктивного «дефицита» в содержании атомов Ca, Sc и т. д. ([1], стр. 250). Однако и в отношении данного механизма имеются трудности, которые заключаются в том, что в противоположность факелам центры линий H_{α} и К в спектрах «металлических» звезд не обнаруживают заметной эмиссии.

Так как для двух указанных и вообще для других мыслимых механизмов аномальной ионизации атомов CaII, ScII и т. д. главную роль играет гипотетическая ионизация H в атмосферах металлических звезд, этот вопрос рассмотрен путем сравнения контура линии H_{α} в спектрах девяти «металлических» звезд (см. табл. 1 и фиг. 1, 2) с контуром той же линии в спектрах звезд главной последовательности эквивалентного класса. Всякая избыточная ионизация водорода должна была бы приводить к уве-

* Терминология в данном случае еще окончательно не установлена. Проще всего эти звезды именовать просто «металлическими» (см. [1], стр. 249—250).

личению рекомбинационных процессов, а следовательно, и к избыточной эмиссии в центральных частях линии, т. е. вообще к аномальному соотношению в интенсивности центральных частей и крыльев линии H_{α} . Такое сравнение (см. фиг. 4, 5), проведенное на основании материала, полученного со 120-см рефлектором обсерватории, указывает на отсутствие ожидаемых эффектов, а поэтому значительно увеличивает правдоподобность гипотезы о том, что в атмосферах «металлических» звезд имеется действительный «дефицит» в содержании атомов Ca, Sc, V, Ti, Mg и Zr.

1. Одним из наиболее важных вопросов проблемы звездной эволюции является вопрос о химическом составе звезд. В частности, исключительно важно изучение химического состава различных звезд, входящих в какую-либо последовательность. В первую очередь, естественно, наибольшее внимание привлекает главная последовательность. Для нее известно ([1], § 15, а также [2], стр. 86—87), что в то время, как химический состав звезд классов О и В, звезд поздних подразделений класса F и звезд класса G довольно однотипен и близок к химическому составу Солнца, звезды классов А и ранних подразделений класса F обнаруживают подчас весьма резкие аномалии. Известно, что в указанном интервале спектральных классов главная последовательность разделяется на ряд подгрупп, характеризующихся усилением в спектре линий одного или нескольких элементов. К таким элементам относятся Si, Sr, Cr, Mn. Каждая из таких подгрупп, например подгруппа «кремниевых» звезд с усиленными линиями Si II, образует свою «последовательность», идущую в общем примерно параллельно главной последовательности.

Особенно интересной группой классов А и F являются звезды, в спектрах которых интенсивность линий некоторых металлов, в частности линий H и K, Ca II, а иногда и линий водорода, оказывается ослабленной, если за нормальную интенсивность принять интенсивность большинства линий металлов, в основном Fe I и Fe II. В результате спектральный класс, оцениваемый по линиям H и K, оказывается более «ранним», чем по линиям большинства металлов (Fe и т. д.). Табл. 1 (стр. 156) иллюстрирует сказанное для 9 «металлических» звезд, рассматриваемых в настоящей работе*.

Если все указанные аномалии в интенсивности линий являются результатом различий в химическом составе соответствующих звезд, то возникает целый ряд проблем чисто эволюционного порядка, главной из которых является следующая: почему (если считать правильным представление об эволюции звезд вдоль главной последовательности) у звезд классов А и ранних подразделений класса F наблюдается разрыв в «нормальном» химическом составе — составе, которым характеризуются звезды классов О, В, звезды поздних подразделений класса F и звезды класса G, до K2.

Из этого следует, что вопрос о том, действительно ли в рассматриваемых случаях мы имеем дело с аномалиями в химическом составе, а не с ано-

* Последние графы таблицы будут объяснены позднее.

мальными условиями возбуждения и ионизации атомов некоторых элементов, является вопросом исключительной важности.

В настоящей и ближайших работах по данному вопросу нами будут подвергнуты изучению наиболее яркие «металлические» звезды.

2. Вопрос о химическом составе одной из «металлических» звезд τ UMa был подробно обсужден в двух работах Гринштейном [3, 4], где для анализа наблюдений был использован метод кривых роста. В результате указанного анализа Гринштейн находит, что относительное процентное содержание ряда элементов в атмосфере τ UMa, а именно Ca, Sc, Zr и Mg, примерно на порядок ниже, чем «нормальное» содержание тех же элементов в звездах главной последовательности. Относительное содержание Ti и V, повидимому, также меньше «нормального», но различие здесь меньше.

Для истолкования этих результатов имеются две возможности: или следует признать, что в атмосфере τ UMa имеется действительный «дефицит» атомов указанных элементов, или же можно попытаться объяснить этот «дефицит» аномальными условиями ионизации и возбуждения атомов Ca, Sc, Zr и т. д. в атмосфере данной звезды.

В своей второй работе [4] Гринштейн, не отвергая полностью первую возможность, обсуждает подробно вторую. При этом он исходит из того, установленного им в той же работе факта, что практически все элементы, обнаружившие «дефицит» в относительном содержании, имеют второй потенциал ионизации между 11.8 и 15 эв и что одновременно другие атомы, не обнаружившие «дефицита», не попадают в этот интервал вторых потенциалов ионизации*. В связи с этим Гринштейн считает, что указанный «дефицит» мог бы быть результатом аномально усиленной ионизации однажды ионизованных атомов Ca, Sc, Zr и т. д. в атмосфере τ UMa и, следовательно, может рассматриваться как фиктивный, ибо аномально сильная ионизация однажды ионизованных атомов[†] должна как-то привести и к кажущемуся «дефициту» не только однажды ионизованных атомов данного элемента, но и нейтральных.

Соответственно им рассмотрены два мыслимых механизма избыточной второй ионизации указанных элементов.

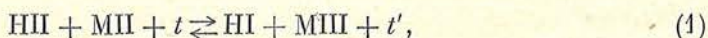
а) Ионизация атомов Ca II, Sc II, Zr II и т. д. в атмосфере звезды избыточным ультрафиолетовым излучением в линиях L_β , L_γ лаймановской серии или в лаймановском континууме. Это избыточное излучение может возникать или в самых внешних слоях атмосферы звезды и идти вниз в «обращающий слой», или же, по каким-либо причинам, и внутри самой атмосферы, где образуются линии поглощения указанных элементов Ca, Sc,....

Этот механизм Гринштейном отброшен по той причине, что при наличии интенсивного лаймановского континуума или интенсивной эмиссионной L_β -линии в спектре излучения внешних слоев атмосферы мы должны были бы из-за явления флуоресценции наблюдать повышенную *центрально* интенсивность у некоторых линий поглощения спектра звезды, особен-

* Об одном исключении, YII, см. далее.

но в центре линии H_{α} . Однако наблюдения показывают, что в спектре τUMa этого нет.

б) В связи с указанным результатом Гринштейн для объяснения аномалий в химическом составе атмосферы τUMa выдвигает другой, более правдоподобный с его точки зрения механизм. Замечая, что в указанный интервал вторых потенциалов ионизации атомов Ca, Sc и т. д., т. е. в интервал 11.8—15 эв, попадает потенциал ионизации водорода ($\chi_1 = 13.54$ эв), он считает, что в данном случае может происходить ионизация атомов Ca II, Sc II и т. д. *протонами*, носящая характер «перезарядки». Этот резонансный по своей природе процесс должен происходить по схеме:



где HII означает протон,

МII — атом однажды ионизованного металла*,

HI — атом нейтрального водорода,

МIII — атом дважды ионизованного металла,

t и t' — начальное и конечное значения кинетической энергии.

Таким образом, например, протон, ионизуя атом Ca^+ , отделяет от последнего электрон, с которым и воссоединяется, образуя нейтральный атом водорода. При этом появляется дважды ионизованный атом Ca. Расчеты, произведенные Гринштейном в той же работе, показывают, что описанный механизм ионизации с перезарядкой может быть более эффективным, чем ионизация излучением.

Однако согласиться с мнением Гринштейна о том, что рассматриваемый механизм перезарядки может быть основной причиной аномальной ионизации атомов Ca, Sc и т. д. и, следовательно, основной причиной, приводящей к «дефициту» указанных элементов, весьма трудно. Здесь можно указать на такие соображения:

а) Рассмотрение данных, представленных на рис. 5 в [4], показывает, что элементы, обнаруживающие «дефицит» в содержании, отграничены от элементов, не показывающих «дефицита», слишком резко. Так, магний, показывающий большой «дефицит» в содержании, имеет потенциал второй ионизации χ_2 , равный 14.97 эв, а марганец, не обнаруживший аномалии, имеет $\chi_2 = 15.6$ эв, железо имеет $\chi_2 = 16.16$ эв, кремний имеет $\chi_2 = 16.27$ эв. Далее, кальций, показывающий большой «дефицит» в содержании, имеет $\chi_2 = 11.82$ эв, а иттрий, показавший нормальное содержание, имеет $\chi_2 = 12.3$ эв, что даже больше, чем χ_2 для Ca! Лантан имеет $\chi_2 = 11.38$ эв и примерно такое же значение χ_2 имеют редкие земли.

С другой стороны, эффективное сечение для процессов ионизации с перезарядкой хотя и уменьшается довольно быстро** с увеличением разности

$$|\chi_2(MII) - \chi_1(HI)|,$$

* Второй потенциал ионизации которого близок к потенциалу ионизации водорода.

** Как это вообще должно иметь место для процессов, носящих резонансный характер.

где χ_2 (MII) — потенциал второй ионизации рассматриваемого элемента, а χ_1 (HI) = 13.54 эв, но это уменьшение должно носить вполне плавный характер, совершенно несовместимый с тем, что следует из только что приведенных данных, особенно если учесть случай с Ca и Y.

б) Второе, и это самое главное, совершенно непонятно, почему рассматриваемый механизм ионизации с перезарядкой должен играть такую важную роль именно в атмосферах «металлических» звезд. Из расчетов, проведенных в [4], следует, что отношение числа ионизаций столкновениями (в соответствии с рассматриваемым «резонансным» механизмом) к числу фотоионизаций пропорционально (для заданной температуры) величине $x_H p_g$, где x_H — степень ионизации водорода, а p_g — полное газовое давление. Вместе с тем из табл. 7 [3] следует, что по сравнению со звездами θ UMa и α CMi, имеющими примерно такую же температуру, как и τ UMa, величина p_g у τ UMa примерно на порядок меньше. Величина x_H в этой таблице не вычислена. Однако, судя по отношению p_e/p_g , которое на основании этой таблицы примерно одинаково для всех трех звезд τ UMa, θ UMa и α CMi, никаких указаний на избыточную ионизацию водорода в атмосфере τ UMa по сравнению с атмосферами двух других звезд нет. В то же время для рассматриваемых температур T_e порядка 6500°, когда водород начинает становиться основным источником свободных электронов, всякая заметная избыточная ионизация его должна была бы повысить концентрацию электронов n_e и, следовательно, p_e . То, что в атмосферах «металлических» звезд мы не можем ожидать аномально сильной ионизации водорода, будет следовать и из дальнейшего рассмотрения, основанного на полученном нами наблюдательном материале. Во всяком случае имеются серьезные основания считать, что величина $x_H p_g$ в атмосфере τ UMa не может превосходить по порядку величины $x_H p_g$ в атмосферах θ UMa и α CMi. Таким образом, и с этой точки зрения трудно допустить, что причиной «дефицита» в химическом составе атмосферы τ UMa является главным образом ионизация с перезарядкой. Вполне возможно, что «изолированная» группировка вторых потенциалов ионизации Ca, Sc и т. д. в интервале примерно 12—15 эв является или случайной и будет нарушена использованием нового материала, или же она имеет другое, более глубокое значение.

3. В дополнение к двум изложенным механизмам возможного усиления ионизации атомов Ca II, Sc II и т. д. в атмосферах «металлических» звезд следует рассмотреть еще один механизм, на наличие которого указывают наблюдения Солнца, а именно изучение солнечных факелов. Известно, что факелы являются в среднем более нагретыми областями, чем соседние места солнечной фотосферы. В частности, линии ионизованных элементов в спектре факелов усилены (по сравнению с прилежащими участками фотосферы), а нейтральные ослаблены. Единственным пока известным исключением из этого правила являются линии H и K, Ca^+ , которые в спектре факела *ослаблены*. Правда, в этом нет ничего удивительного, ибо в рассматриваемом интервале температур (факел — фотосфера) эквивалентная ширина W_λ линий K и H убывает и при переходе от звезд

более холодных к более горячим. Однако если использовать ход звездных эквивалентных ширин со спектральным классом и по найденной из наблюдений разнице $[W_\lambda \text{ (факел)} - W_\lambda \text{ (фотосфера)}]$ вычислить различие в температурах* между факелом и фотосферой, то, как показывают измерения О. Н. Митропольской [5], это различие по линиям Н и К оказывается *большим*, чем по большинству остальных линий. Оно оказывается даже *большим*, чем для линий других ионизованных элементов, показывающих вообще большее температурное различие (факел — фотосфера), чем линии нейтральных элементов.

Аномальное поведение линий Н и К, Ca^+ в спектре факелов подверглось обсуждению в указанной работе О. Н. Митропольской [5] с точки зрения возможности отклонения условий ионизации и возбуждения в факеле от условий термодинамического равновесия. Наиболее важным здесь является то, что коэффициент непрерывного поглощения атомами Ca^+ ведет себя совершенно отлично от коэффициента поглощения водородоподобными атомами [6]. С удалением от предела главной серии он меняется весьма медленно и, повидимому, вначале растет с частотой, обнаруживая некоторый максимум и затем спад. Поэтому оказывается, что даже в далеком ультрафиолете при $\lambda = 500 \text{ \AA}$ величина k_ν по порядку такова же, как и при пределе серии ($\lambda = 1044 \text{ \AA}$). Таким образом, всякое достаточно сильное избыточное излучение в далеком ультрафиолете может достаточно сильно ионизовать и атомы CaII .

Правда, неясно, поступает ли в факелы избыточное ультрафиолетовое излучение из более наружных частей солнечной оболочки, т. е. идет ли оно из хромосферы и короны вниз к факелу или же оно локализуется в *самых* факелах. Повидимому, более правдоподобным является последнее, ибо оптическая толща факелов в ультрафиолете весьма велика. Достаточно высокая интенсивность излучения внутри *непрозрачного* слоя может возникать, например, из-за аномально сильной ионизации водорода. Вследствие своего высокого процентного содержания водород, являясь даже не очень сильно ионизованным, может создавать достаточно сильное поле излучения в ультрафиолете и тем самым ионизовать другие атомы, подобные Ca^+ .

Первичный фактор ионизации водорода в факелах неизвестен,** однако это уже другой вопрос, в детали которого нам нет необходимости входить.

Механизм, только что рассмотренный для факелов, можно было бы предположить действующим и для «металлических» звезд ([1], стр. 250).

Атомы Ca, Sc, Ti, V, Zr и Mg, т. е. атомы элементов, показывающих «дефицит» в содержании, имеют весьма сходные свойства. А именно, у атомов этих металлов имеются два внешних электрона. Поэтому можно думать, что ионы всех этих элементов имеют, аналогично CaII , указанный выше весьма специфический ход коэффициента непрерывного поглощения

* Приняв, конечно, некоторую шкалу эффективных температур для звезд.

** Один из таких возможных механизмов см. [1], стр. 377.

с частотой. Следовательно, при наличии высокочастотного избыточного излучения ионы всех этих элементов должны были бы быть аномально сильно ионизованы, что и привело бы к кажущемуся «дефициту» в содержании.

Правда, атомы Mn, Fe, Si и некоторые другие имеют также два внешних электрона, но не показывают «дефицита» в содержании. Однако можно было бы допустить, что для указанных элементов Fe, Mn и т. д. играют существенную роль следующие факторы:

а) У указанных атомов величина χ_2 больше, чем у атомов Ca, Sc и т. д. (т. е. атомов с «дефицитом» в содержании). Вместе с тем представляется возможным, что уже в областях спектра, для которых $h\nu > \chi_2$, где χ_2 принадлежит к Fe, Mn, Si и т. д., интенсивность ультрафиолетового излучения мала.

б) Возможно, что строение оболочек у атомов Fe II, Mn II, Si II и т. д. таково, что коэффициент поглощения у этих атомов отличен от коэффициента поглощения у атомов Ca II, Sc II, Zr II и т. д. Так, например, заполнение *N*-оболочки для атомов с замкнутой оболочкой аргона испытывает в числе электронов разрыв как раз после атомов Ca, Sc, Ti, V, после чего идут атомы Cr, Mn, Fe, Co, Ni, не показывающие «дефицита» в содержании.

Все же представляется, что и эта попытка объяснения аномалий в химическом составе «металлических» звезд не является удовлетворительной. Действительно, если основываться на аналогии с солнечными факелами, то в спектрах «металлических» звезд следовало бы ожидать наличия *эмиссии* в центральных частях линий H_α и К. Этого же, как мы увидим в следующем разделе, нет. Имеются и другие неясности. Так, например, факелы не показывают аномалий в линии $\lambda 4227 \text{ CaI}$ (и вообще в интенсивностях линий нейтральных элементов), в то время как «дефицит» в атмосферах «металлических» звезд, а следовательно, и гипотетическая избыточная ионизация атомов выявляются в равной мере и по линиям нейтральных элементов, в частности по линии $\lambda 4227 \text{ CaI}$ и т. д.

Суммируя изложенные попытки объяснения аномалий в химическом составе «металлических» звезд, мы видим, что все они так или иначе связаны с необходимостью допустить существование в атмосферах этих звезд избыточной ионизации водорода. С другой стороны, совершенно ясно, что проверка этой гипотезы должна в первую очередь основываться на изучении линий самого водорода. Избыточная аномальная ионизация водорода должна неизбежно усиливать процессы рекомбинаций и, следовательно, повышать центральную интенсивность линий поглощения водорода. Далее, для интересующих нас температурных условий, когда водород начинает становиться основным источником свободных электронов, всякая заметная избыточная его ионизация, как мы уже указывали, должна увеличивать электронную концентрацию и тем самым приводить к увеличению ширины линий бальмеровской серии и вообще к изменению их контуров. Это, в частности, должно вести к другому взаимоотношению между формой контуров линии H_α и других линий серии, чем это наблюдается для обычных звезд того же спектрального класса и т. д. Главной задачей настоящего исследования и является изучение, с ука-

занной точки зрения, контуров линий бальмеровской серии в спектрах «металлических» звезд и детальное их сопоставление с контурами линий той же серии в спектрах «нормальных» звезд главной последовательности. Кроме того, поскольку возникает вопрос о возможности существования эмиссии в центре линии K , Ca^+ , специально изучению подвергнется и эта линия.

В настоящей первой работе специально обсуждается вопрос о контурах линии H_α в спектрах «металлических» звезд. Эта линия представляет особый интерес, ибо среди всех линий бальмеровской серии явления центральной эмиссии в линии H_α проявляются, как правило, резче всего. Вообще рекомбинационные явления, возникающие из-за избыточной ионизации водорода и ведущие к центральной эмиссии, нарушают взаимоотношение между интенсивностью крыльев линии и ее более центральными частями, причем в связи со сказанным это сильнее всего должно сказываться на контуре линии H_α . Для остальных линий бальмеровской серии центральная эмиссия при всех возможных механизмах свечения должна быть меньше. Важность задачи изучения контуров линии H_α в спектрах «металлических» звезд подчеркивается также и тем обстоятельством, что таких исследований пока вообще нет. Гринштейн [4] лишь указывает, что в спектре ϵ Uma центральные остаточные интенсивности линий бальмеровской серии невелики и что в центре линии H_α эмиссии нет. Однако, как мы только что указали, *основная* задача здесь заключается в сравнении *всего* контура линий H_α (и других линий бальмеровской серии) с контуром линии H_α в спектре «нормальных» звезд эквивалентного класса. Кроме того, представляется важным провести подобное исследование не для одной, а для многих звезд, для того чтобы быть уверенным в конечных результатах. В следующем разделе статьи приводятся результаты соответствующих измерений контура H_α в спектрах девяти «металлических» звезд, а также контура линии K в спектрах α Gem B, θ Ser, ϵ Lyr. В последнем разделе статьи проведено краткое обсуждение полученных результатов и вообще проблемы химического состава «металлических» звезд.

4. Для исследования линии H_α были выбраны 9 ярких «металлических» звезд из списка, составленного Слеттебаком [7].

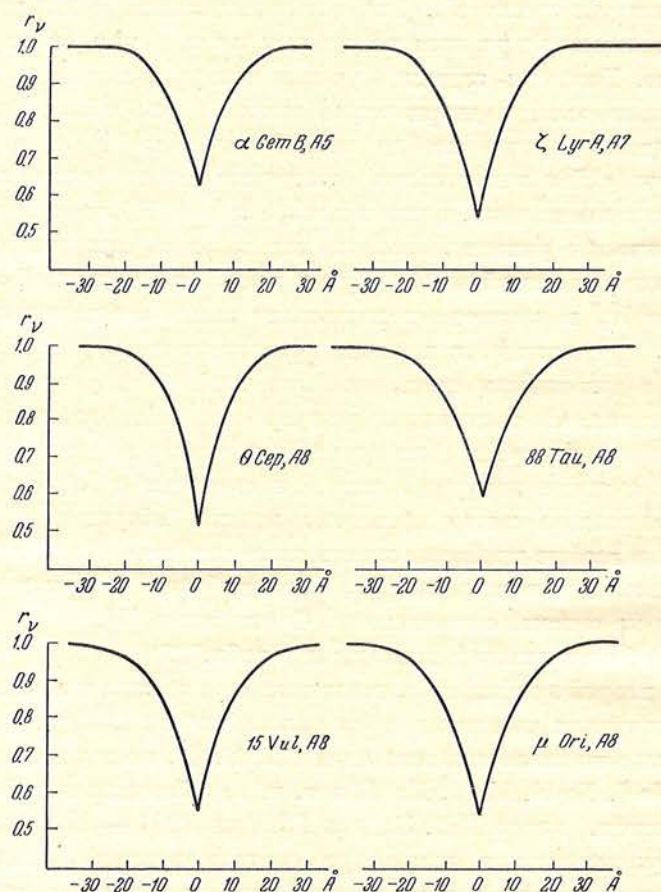
Данные об этих звездах приведены в табл. 1.

В первой и второй графах приведены название звезды и ее звездная величина. В следующих четырех графах указан спектр звезды, определенный соответственно по интенсивности линии K , $Ca II$, по интенсивности линий металлов ($Fe I$, $Fe II$, $Mn I$, $Mn II$ и т. д.), по бальмеровской серии водорода и, наконец, класс HD. Запись $F5IV \equiv F0II - III$ обозначает, что из-за турбулентности в атмосфере соответствующей «металлической» звезды* линии металлов в ее спектре столь расширены, что возникает указанная эквивалентность в спектральных классах.

* Несмотря на то, что «металлические» звезды по светимости относятся к главной последовательности, в их атмосферах присутствует значительная турбулентность [3].

Таблица 1

Звезды	m_v	Спектр звезд				Число использованных спектров
		K, Ca II	Линии металлов (Fe, Mn и т. д.)	H-линии	HD	
α Gem B	2 ^m .85	A1	A5	A5	A0	2
ω Tau	4 .80	A2	F5 IV $\equiv$ FO II — III	F0	A3	2
ξ Cep	4 .57	A2	F5 IV $\equiv$ FO II — III	F0	A3	2
88 Tau	4 .38	A3	A7	A8	A3	2
μ Ori	4 .19	A3	A7	A8	A2	3
ζ Lyr A	4 .29	A4	FO	A7	A3	4
15 Vul	4 .74	A6	F5 IV $\equiv$ FO II — III	A8	A5	2
θ Cep	4 .28	A6	F5 IV $\equiv$ FO II — III	A8	A5	2
δ Cap	2 .98	A6	F5 IV $\equiv$ FO II — III	F2	A5	5

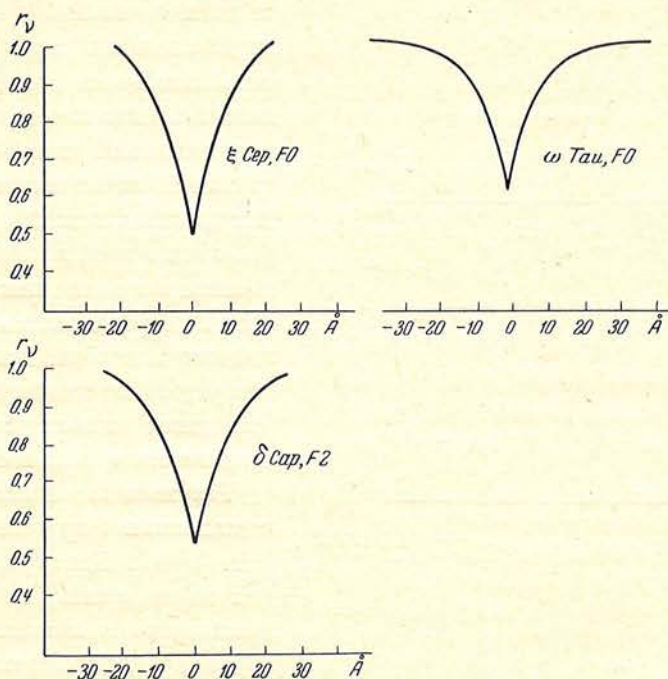


Фиг. 1. Контуры линии H_{α} в спектрах «металлических» звезд α Gem B, ζ Lyr A, θ Cep, 88 Tau, 15 Vul, μ Ori

В последней графе указано число спектров, использованных для построения контура линии H_{α} . Для того чтобы иметь более уверенные

результаты, каждый контур строился на основании не менее двух спектрограмм.

Спектрограммы получались при помощи 120-см рефлектора обсерватории [8], причем использовалась камера № 3, дающая наибольшую дисперсию ($23.4\text{\AA}/\text{мм}$ у H_γ). При H_α эта камера дает $104\text{\AA}/\text{мм}$. В начале спектры получались на пластинках НРЗ, затем на панхроматической пленке наивысшей чувствительности. Пластинки частично обрабатывались на саморегистрирующем микрофотометре, частично на шнелльфометре.

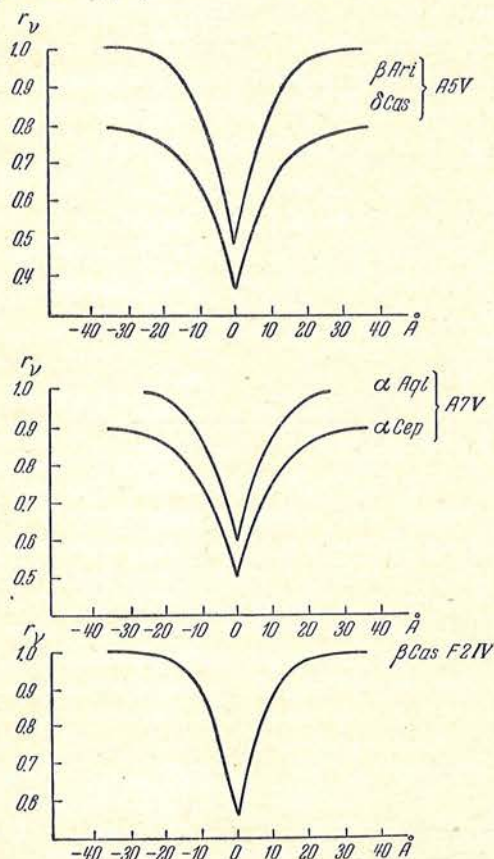


Фиг. 2. Контурсы линии H_α в спектрах «металлических» звезд ξ Cep, ω Tau, δ Cap

Для сравнения линии H_α в спектрах «металлических» звезд с линией H_α в спектрах обычных, так сказать «нормальных», звезд были сняты спектры пяти звезд, принадлежащих главной последовательности. Как уже указывалось, имеются все основания считать, что «металлические» звезды имеют светимости, соответствующие звездам главной последовательности [3]. При подборе «стандартных» звезд эквивалентных классов мы исходили, конечно, из классов, определенных для изучаемых нами «металлических» звезд по линиям водорода. В результате были выбраны следующие звезды главной последовательности, классы которых взяты в основном из работы Джонсона и Моргана [9]: β Ari A5V (4); δ Cas A5V (3); α Aql A7V (4); α Cep A7V (5); β Cas F2IV (6). В скобках стоит число спектрограмм, использованных для построения среднего контура H_α у данной звезды.

Средние контурсы линии H_α в спектрах «металлических» звезд представлены на фиг. 1 и 2. На фиг. 3 приведены контурсы линии H_α в спек-

рах указанных выше пяти звезд сравнения. Следует отметить, что контуры линии H_α даже в спектрах звезд сравнения одного и того же класса несколько отличаются друг от друга. Поэтому при сопоставлении контуров линии H_α в спектрах «металлических» звезд с контурами линии H_α в спектрах звезд сравнения того же класса имеется некоторая неопределенность,



Фиг. 3. Контуры линии H_α в спектрах звезд сравнения

был использован контур H_α в спектре β Cas, F2IV. Как показала интерполяция остаточных интенсивностей на фиг. 3, контур H_α в классе F2 весьма мало отличается от контура H_α в классе F0. Поэтому можно считать, что практически во всех случаях каждая пара контуров на фиг. 4 и 5 соответствует примерно одному и тому же классу. Единственное небольшое отступление от этого имеет место, повидимому, лишь для H_α в спектре α Gem B, где контур линии соответствует классу даже немного более позднему, чем A7, а в табл. 1 значится класс A5.

Фиг. 4 и 5 показывают, если учесть вообще точность фотографической спектрофотометрии, что контур линии H_α в спектре «металлической» звезды практически не отличается от контура линии H_α в спектре «нормальной» звезды того же класса. При этом необходимо отметить следующее:

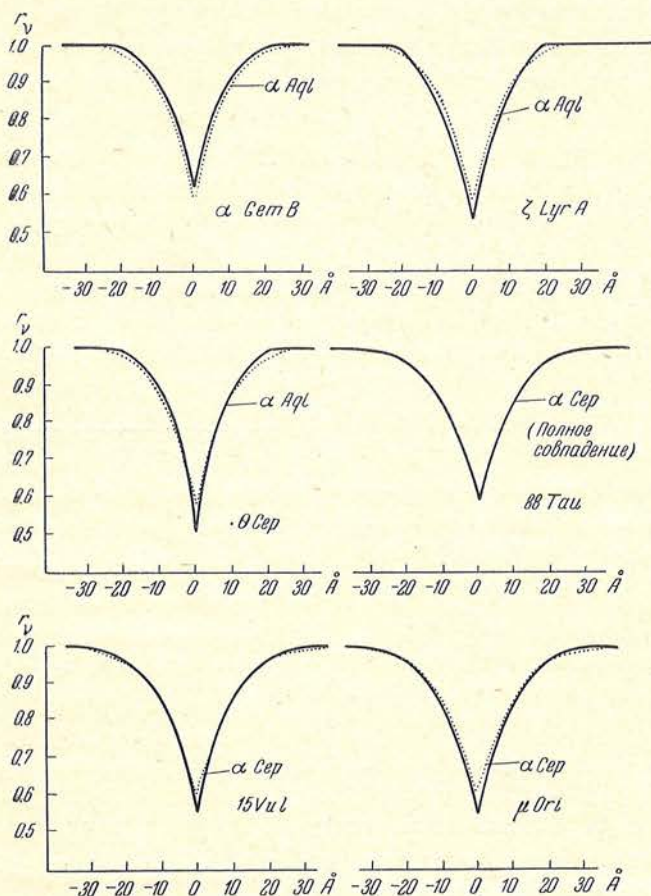
а) Спектральный класс «металлических» звезд, указанный в табл. 1,

хотя и весьма небольшая. Кроме того, вполне возможно, что и при оценках спектрального класса данной «металлической» звезды по линиям водорода может быть ошибка на одно-два подразделения. Наконец, не исключена и возможность того, что спектральный класс «металлических» звезд, определяемый по линии H_α , может несколько отличаться от спектрального класса тех же звезд, определяемого по всем линиям водорода, хотя, вообще говоря, это по нашему материалу (см. далее) может быть скорее исключением, чем правилом.

Результаты описанного сопоставления представлены на фиг. 4 и 5. Контуры линии H_α для звезд сравнения проведены пунктирными линиями, причем стрелки указывают, какой звезде принадлежит данный контур.

Так как среди звезд сравнения мы не располагали контурами линии H_α для класса F0, нами для звезд ξ Ser и ϕ Tau

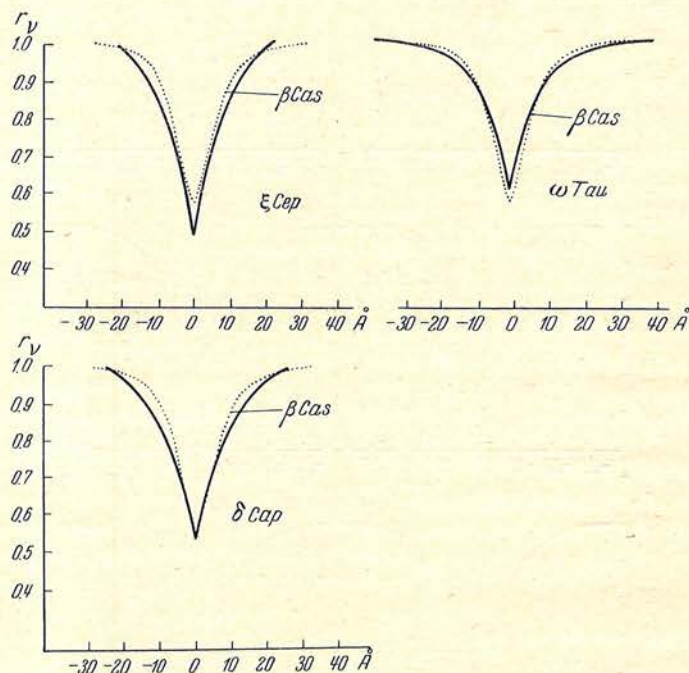
оценен на основании интенсивностей членов бальмеровской серии, более высоких, чем H_α . То, что и по линии H_α получается практически тот же подкласс, говорит о вполне «нормальном» характере линий бальмеровской серии в спектрах «металлических» звезд.



Фиг. 4. Сопоставление контуров линии H_α в спектрах «металлических» звезд α Gem B, ζ Lyr A, θ Ser, 88 Tau, 15 Vul, μ Ori и звезд сравнения

б) Для ряда изученных нами «металлических» звезд спектральный класс, определенный по линиям водорода (табл. 1), весьма близок к спектральному классу тех же звезд, определенному по линиям металлов (Fe, Mn и т. д.). В этих случаях большинство линий металлов (Fe, Mn и т. д.) совместно с линиями бальмеровской серии, включая и линию H_α (что особенно важно), образуют вполне нормальный спектр звезды главной последовательности. Единственной аномалией в спектрах рассматриваемых звезд является слабость линии K и, как можно думать по аналогии со случаем τ UMa, аномальная интенсивность линий Sc, Mg, V, Ti, Zr.

в) Можно считать, что для всех девяти рассматриваемых нами звезд центральная остаточная интенсивность линии H_α и вообще соотношение между центральной интенсивностью и интенсивностью крыльев являются вполне «нормальными», если иметь в виду контуры линии H_α в спектрах обычных звезд главной последовательности эквивалентного класса. Некоторые различия между сравниваемыми контурами на фиг. 4 и 5 являются весьма небольшими и частично могут рассматриваться как ошибки спектрофотометрических измерений.



Фиг. 5. Сопоставление контуров линии H_α в спектрах «металлических» звезд и звезд сравнения ξ Cep, ω Tau, δ Cap

5. Изложенные результаты спектрофотометрии линии H_α в спектрах «металлических» звезд говорят в пользу гипотезы о том, что в атмосферах звезд рассматриваемого типа ионизация водорода является вполне нормальной и не может привести к возникновению находимого из наблюдений «дефицита» в содержании атомов Ca, Sc, Zr, V, Ti, Mg.

Измерение контуров К-линии, проведенное нами в спектрах трех звезд — α Gem B, θ Cep и ζ Lyr, также показало вполне нормальную центральную интенсивность, что, в частности, создает трудность для механизма, рассмотренного нами в разделе 3. Таким образом, хотя здесь и требуются дополнительные исследования, особенно контуров остальных линий балмеровской серии, все же представляется весьма правдоподобной гипотеза о том, что в атмосферах «металлических» звезд имеются вполне реальные отклонения от «нормального» химического состава основной массы звезд главной последовательности.

Вообще, учитывая, что «кремниевые», «стронциевые», «хромовые» и «марганцевые» А-звезды обладают, по всей видимости, аномально высоким содержанием соответствующих элементов Si, Sr, Cr и Mn, не представляется удивительным то, что в некоторых звездах атомы ряда металлов показывают аномально низкое содержание. Интересно отметить, что ни один из элементов Si, Sr, Cr, Mn *не попадает* в группу элементов, показывающих в атмосферах «металлических» звезд низкое содержание.

Особенно важно выяснение того, к какой подсистеме (сферической, промежуточной или плоской) принадлежит группа «металлических» звезд. Это несколько устранило бы неопределенности в решении данной проблемы. Интересно отметить, что субкарлики, которые относятся к сферической подсистеме, также, повидимому [10] обладают «дефицитом» в содержании Ca. Крайне интересным также является и то, что многие из «металлических» звезд являются компонентами двойных систем, причем часто другой компонент имеет, повидимому, вполне нормальный химический состав. Ясно, что эволюционное истолкование этого факта наталкивается на значительные трудности.

В заключение авторы настоящей статьи приносят благодарность Р. Н. Кумайгородской, получившей ряд спектрограмм и помогавшей при их обработке.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952.
2. O. Struve. Stellar evolution, Princeton, 1950.
3. J. Greenstein. Ap. J. 107, 151, 1948.
4. J. Greenstein. Ap. J. 109, 121, 1949.
5. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 93, 1952.
6. L. Geen. Ap. J. 109, 289, 1949.
7. A. Slettebak. Ap. J. 109, 547, 1949.
8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 44, 1953.
9. H. Johnson and W. Morgan. Ap. J. 117, 313, 1953.
10. J. Chamberlain and L. Aller. Ap. J. 114, 52, 1951.

СПЕКТР γ КАССИОПЕИ В ОКТЯБРЕ 1953 г.*И. М. Коньков*

Приводятся результаты изучения эмиссионного и абсорбционного спектров γ Кассиопеи в октябре 1953 г. На основании обработки спектрограмм γ Кассиопеи, полученных с дисперсией $23.4 \text{ \AA}/\text{мм}$ около H_{γ} , была составлена табл. 1, содержащая для 20 эмиссионных и абсорбционных линий эквивалентную ширину W , полную полуширину $\Delta\lambda$, полную ширину b и остаточную интенсивность $r\lambda_0$ в центре линии.

Сравнение данных табл. 1 с результатами работы [3] показывает, что в течение года общий вид спектра γ Кассиопеи изменился сравнительно мало. Произошло некоторое ослабление эмиссионных линий с незначительным усилением линий поглощения. Ширина всех линий поглощения (кроме водородных, расширенных эффектом Штарка), определяемая скоростью вращения звезды, осталась практически неизменной.

Кратко обсуждаются причины наблюдавшихся изменений в спектре γ Кассиопеи. Вид контуров абсорбционных линий серии Бальмера, имеющих четко выраженные ядра в центре, говорит о том, что на широкие линии спектра обращаемого слоя налагаются более узкие линии внешних частей оболочки звезды.

Оценивается скорость вращения и высота внешней оболочки.

Исследования спектра γ Кассиопеи, во многих отношениях наиболее интересной из всех звезд В с эмиссионными линиями, приводят к заключению, что процессы, происходящие в оболочке этой звезды, отличаются большой сложностью [1], [2].

Наблюдавшиеся в спектре γ Кассиопеи изменения указывают на крайнюю неустойчивость оболочки звезды и существенное изменение физических условий в ней с течением времени. Неправильные и иногда исключительно быстрые изменения общего излучения звезды, ее цветовой температуры, непрерывное изменение вида и смещения эмиссионных и абсорбционных линий требуют по возможности регулярных наблюдений в течение длительных интервалов времени.

В работе [3] по спектрофотометрии γ Кассиопеи проводится изучение контуров эмиссионных и абсорбционных линий в спектре γ Кассиопеи в октябре — декабре 1952 г.

В течение ночи 17 октября 1953 г. был получен ряд спектрограмм γ Кассиопеи на $50''$ рефлекторе при помощи однопризменного спектрографа.

Для получения спектров использовалась камера с наибольшим фокусным расстоянием ($f = 720$ мм), дающая дисперсию $23.4 \text{ \AA/мм}$ около H_γ . Всего было получено пять спектрограмм γ Кассиопеи: две спектрограммы на пластинках Hypersensitive Panchromatic-3 с экспозициями 52^m и $1^h 10^m$ и три спектрограммы на пластинках Ilford Zenith с экспозициями $1^h 15^m$, $1^h 10^m$ и 47^m .

Способы калибровки пластинок и обработки спектрограмм были такие же, как и в работе [3]. Для каждой линии строился ее контур в интенсивностях; на основании полученных контуров для каждой линии определялось полное поглощение (или излучение) в линии (W) в ангстремах, полная полуширина ($\Delta\lambda$) в ангстремах, ширина линии (b), выраженная в км/сек, и остаточная интенсивность r_λ в центре линии. Результаты обработки полученных спектрограмм представлены в табл. 1 (см. стр. 164).

Уже предварительное сравнение данных табл. 4 в работе [3] и табл. 1 позволяет прийти к заключению, что за период времени с октября — декабря 1952 г. в спектре γ Кассиопеи произошли следующие изменения.

Прежде всего следует отметить существенное ослабление эмиссионных линий H_α , $\text{HeI } \lambda 5876$, H_β .

Ослабление эмиссии заметно и в линии H_γ , эмиссионные компоненты которой несколько уменьшились в интенсивности. Ослабление эмиссий подтверждается и изменением вида контура абсорбционной линии H_δ , в котором в результате этого наметилось центральное ядро, присущее высшим членам серии Бальмера, начиная с H_ϵ .

Контур эмиссионных линий H_β и H_γ сохранили в общем свою форму, за исключением того, что красный компонент эмиссии стал ярче фиолетового, в то время как 13 ноября 1952 г., когда эмиссионные линии были более сильными, наблюдалась обратная картина.

Можно отметить наличие весьма небольшой депрессии в центре эмиссионной линии $\text{HeI } \lambda 5876$. Депрессия в линии отсутствовала, и линия имела 13 ноября 1952 г. одиночную круглую вершину. В то же время депрессия была явно выражена у этой линии 31 октября и 31 декабря 1952 г., когда интенсивность линий была в 1.5 раза меньше, чем 13 ноября 1952 г.

При тщательном изучении спектра можно видеть, что эмиссионная линия H_α имеет едва заметную депрессию в центре в виде небольшой волны, несколько уменьшающей интенсивность фиолетового компонента эмиссионной линии.

Эквивалентные ширины эмиссионных линий H_α , $\text{HeI } \lambda 5876$, H_β изменились за счет одновременного уменьшения центральной интенсивности и ширины линий.

Ослабление интенсивности линий вероятнее всего свидетельствует о понижении мощности истечения вещества с поверхности звезды.

Уменьшение ширины эмиссионных линий может быть вызвано совместным действием двух факторов, относительное влияние которых на ширину линий в разные фазы развития γ Кассиопеи может, повидимому, заметным образом меняться. Первым фактором может быть уменьшение скорости выброса вещества, сопровождающее понижение мощности

выброса. Второй, более вероятной причиной является увеличение эффективной высоты излучающего слоя. Действительно, с ослаблением мощности истечения вещества с поверхности ионизирующее излучение звезды будет проникать во все более высокие слои атмосферы. Увеличение средней высоты излучающего слоя приведет к тому, что эмиссионные линии станут более узкими, так как возможно, что скорость вращения уменьшается с увеличением расстояния от звезды.

Таблица 1

Линия, элемент		$W, \text{\AA}$	$\Delta\lambda, \text{\AA}$	$b, \text{км/сек}$	λ_0
6563*	H $_{\alpha}$	11.9	9.5	1190	2.16
5876*	HeI	1.40	11.1	910	1.12
4861***	H $_{\beta}$	1.15	6.4	560	1.20—1.12**
4869	C III, O II	0.88	7.5	750	0.88
4640	C III, O II	0.39	5.1	580	0.92
4388	HeI	0.71	7.4	790	0.90
4340	H $_{\gamma}$	2.25****	—	1760	0.99—0.93**
4144	HeI	0.44	5.6	650	0.91
4118	Fe III?	0.55	5.8	590	0.90
4102*****	H $_{\delta}$	2.00	11.1	1800	0.82
4090	P III, P II, O II	0.51	7.0	700	0.92
4070	C III, O II	0.58	7.6	830	0.91
4026	HeI	0.52	4.6	710	0.89
3970	H $_{\epsilon}$	1.84	7.9	1430	0.78
3889	H $_{\zeta}$ + HeI	1.14	6.7	1260	0.85
3835	H $_{\eta}$	1.18	5.1	1190	0.81
3820	HeI, O III	0.64	4.6	560	0.85
3798	H $_{10}$ + Si III	0.96	5.5	1060	0.83
3771	H $_{11}$	0.65	5.2	880	0.86
3750	H $_{12}$	0.60	4.5	860	0.88

* Широкая линия поглощения не заметна.

** Величина r_{λ_0} дана отдельно для эмиссионных максимумов и для центра линии.

*** Линия поглощения по обе стороны от эмиссии видна.

**** Эквивалентная ширина (для широкой линии поглощения) вычислена путем экстраполяции к центру линии интенсивности в крыльях и поэтому определяется неточно.

***** Значительная неуверенность в проведении крыльев линии и в полученных значениях W и b связана с наличием с обеих сторон линии бленд λ 4118 и λ 4090. Эквивалентная ширина линии возможно занижена.

Табл. 2 иллюстрирует убывание эквивалентной ширины эмиссионных линий с шириной b и интенсивностью r_{λ_0} .

На фиг. 1 приведены контуры линий H $_{\alpha}$, HeI λ 5876, H $_{\beta}$, H $_{\gamma}$ и H $_{\delta}$ для 13 ноября 1952 г. и 17 октября 1953 г.

Отмечавшееся выше ослабление эмиссии сопровождается некоторым, правда очень незначительным, увеличением полного поглощения в широких абсорбционных линиях.

Эти линии поглощения образуются в обрабатываемом слое звезды, где плотность вещества достаточно высока для того, чтобы линии поглоще-

Таблица 2

Дата \ Линия	H_{α}			$HeI \lambda 5876$			H_{β}		
	r_{λ_0}	b	W	r_{λ_0}	b	W	r_{λ_0}	b	W
31/X 1952 г.	2.5	1050	15.9	1.13	760	1.22	1.23	700	1.62
13/XI 1952 г.	2.7	1620	20.1	1.16	1120	1.95	1.26	660	1.42
31/XII 1952 г.	—	—	—	1.13	760	1.42	1.24	600	1.43
2/I 1953 г.	2.7	1470	18.9	—	—	—	1.22	660	1.49
17/X 1953 г.	2.2	1190	11.9	1.12	910	1.40	1.20	560	1.15

ния серии Бальмера, кроме расширения в результате вращения звезды, были расширены еще эффектом Штарка.

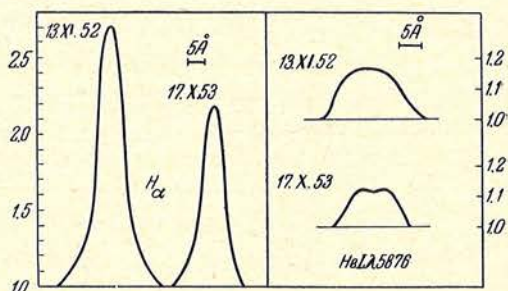
Исключая поэтому из рассмотрения водородные линии, мы по полной ширине остальных линий поглощения, причиной расширения которых является вращение звезды, определили линейную скорость вращения на поверхности звезды. Она оказалась в среднем по 9 линиям равной 340 км/сек. Это значение находится в хорошем согласии со скоростью 330 км/сек, полученной ранее [3].

Было обращено внимание на весьма своеобразную форму контуров широких абсорбционных линий серии Бальмера (фиг. 3). Во всех абсорбционных линиях водорода, контуры которых мы смогли построить, а именно от H_{ϵ} до H_{12} , имеется центральное, четко выраженное ядро. Создается впечатление, что в данном случае мы имеем дело с наложением двух отдельных линий. Одна, более широкая линия образуется в обрамляющем слое звезды, где скорость вращения очень велика и где, кроме того, большое электронное давление приводит к существенному расширению линии благодаря действию эффекта Штарка.

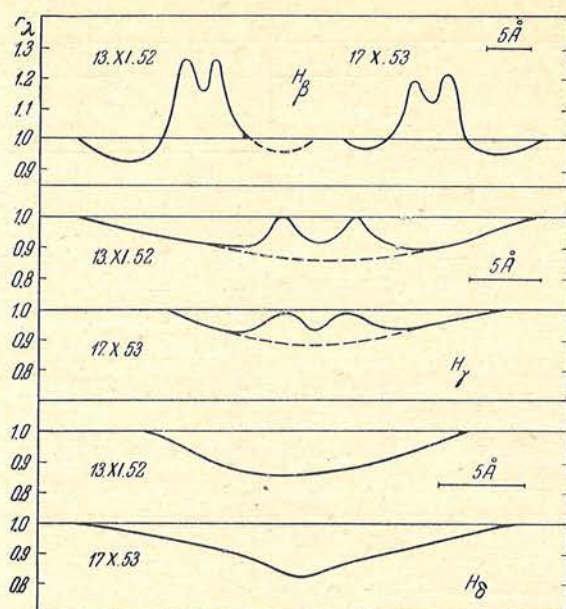
Центральные ядра водородных линий образуются в более высоких слоях оболочки звезды, где из-за малого электронного давления влияние эффекта Штарка на расширение линии сводится на нет и расширение линий вызывается в основном эффектом Доплера.

Естественно, что в центре эмиссионных линий поглощения атомами верхней оболочки должно вызвать депрессию. Таким образом, ядра абсорбционных линий и депрессия в центре эмиссионных линий имеют одинаковое происхождение.

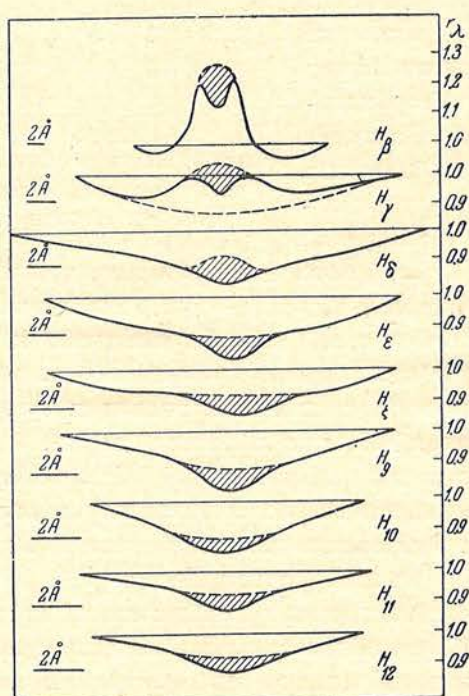
Мы предприняли попытку определить по ширине ядер водородных линий поглощения скорость вращения и высоту над поверхностью звезды внешних слоев оболочки.



Фиг. 1. Контуры линий H_{α} и $HeI \lambda 5876$ в спектре γ Кассиопеи 13 ноября 1952 г. и 17 октября 1953 г.



Фиг. 2. Контуры линий H_{β} , H_{γ} и H_{δ} в спектре γ Кассиопеи 13 ноября 1952 г. и 17 октября 1953 г.



Фиг. 3. Контуры линий H_{β} — H_{12} в спектре γ Кассиопеи 17 ноября 1953 г.

Заштрихованные области — линии поглощения, образующиеся во внешней оболочке звезды

По построенным контурам линий была оценена ширина ядер в ангстремах и центральная остаточная интенсивность. Это удалось сделать для всех линий от H_{12} до H_{ϵ} . Для линий H_{β} , H_{γ} и H_{δ} остаточная интенсивность центральной линии поглощения была определена путем экстраполяции, в то время как ширину их можно было определить непосредственно по контуру. Были построены контуры для линий поглощения и для центральных линий поглощения, налагающихся на эмиссию. В процессе определения контуров ядер снова пришлось столкнуться с наличием не обнаруживаемой непосредственно эмиссии, которая искажает заметно контур абсорбционной линии H .

Таблица 3

Линия		W'' в $\text{\AA}$	$1-r_{\lambda_0}$	b в $\text{\AA}$	v_H в км/сек
H_{β}	4861	0.39	0.14	4.9	160
H_{γ}	4340	0.26	0.10	4.9	170
H_{δ}	4102	0.22	0.09	4.9	170
H_{ϵ}	3970	0.21	0.08	4.8	180
H_{ζ}	3889	0.19	0.07	4.6	170
H_{η}	3835	0.18	0.07	4.3	165
H_{10}	3797	0.14	0.06	4.4	165
H_{11}	3770	0.13	0.06	4.5	180
H_{12}	3750	0.09	0.04	4.4	180

В табл. 3 приводятся эквивалентные ширины, центральные глубины линий, ширины ядер в ангстремах и скорости v_H , соответствующие половине ширины ядра $b/2$.

При определении скорости вращения верхней оболочки звезды по наблюдаемой скорости v_H необходимо было принять во внимание эффект экранирования звезды оболочкой. При этом мы исходили из следующей упрощенной модели звезды. Оболочку звезды можно считать состоящей из трех слоев, повидимому, не имеющих между собой резких границ: обращающий слой, в котором возникают широкие линии поглощения, излучающий слой и внешняя оболочка, создающие узкие центральные линии поглощения.

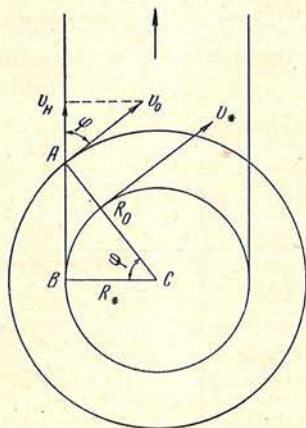
Ширина центральных ядер определяет, в сущности, только проекцию на луч зрения v_H скорости оболочки v_0 в точке A (фиг. 4).

В последней графе табл. 3 приводятся наблюдаемые скорости v_H . Средняя скорость по всем линиям равна 170 км/сек. Скорость вращения звезды, определенная по линиям спектра обращающего слоя, $v_* = 340$ км/сек.

Из элементарных геометрических соображений мы находим (см. фиг. 4), что скорость вращения оболочки

$$v_0 = \frac{v_H}{\cos \varphi} = \frac{R_0}{R_*} v_*$$

Имея в виду то обстоятельство, что в оболочках вращающихся звезд осуществляется, повидимому (см. [1]), принцип сохранения углового момента $Rv = \text{const}$, приходим к выводу, что эффективный радиус внешней оболочки γ Кассиопеи, образующей узкие линии поглощения, налагающиеся на широкие линии спектра обрабатываемого слоя, в 1.4 раза больше радиуса самой звезды. Расчеты проведены в предположении, что собственная ширина линий поглощения пренебрежимо мала по сравнению с шириной, определяемой вращением, а поэтому имеет только оценочный характер.



Фиг. 4.

То обстоятельство, что ширина центральных линий поглощения, налагающихся на эмиссионные линии, мало отличается от ширины ядер в центре широких линий поглощения, может говорить о том, что эффективная высота излучающего слоя невелика.

Г. А. Шайн показал [4], что в спектрах звезд ранних спектральных классов широкие водородные линии имеют характерный контур со слабым ядром в центре, которое должно образовываться в верхних слоях атмосферы звезды. Однако для обычных, невращающихся

звезд ширина этих ядер оказывается порядка одного ангстрема, поэтому такие ядра, вследствие своей слабости и узости, плохо выделяются в спектрах, снятых даже с умеренной дисперсией. В спектрах, полученных с большой дисперсией, ядра хорошо видны.

В случае же быстро вращающихся звезд происходит значительное расширение ядра. В частности, у γ Кассиопеи ширина ядра в водородных линиях достигает 4—5 Å. Кроме того, наличие протяженной оболочки увеличивает значительно и глубину ядра. Поэтому обнаружение таких расширенных вращением глубоких ядер на фоне еще более расширенных крыльев линий уже не представляет особых трудностей.

В заключение автор выражает признательность профессору Э. Р. Мустелю за ценные замечания по данной работе и А. А. Боярчуку за помощь в обработке материала наблюдений.

Л и т е р а т у р а

1. R. B. Baldwin. *Ap. J.* 92, 82, 1940.
2. В. Ф. Газе. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 1, 59, 1947.
3. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 11, 59, 1954.
4. Г. А. Шайн. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 3, 46, 1948.

О СВЕЧЕНИИ НОЧНОГО НЕБА ВЕНЕРЫ

Н. А. Козырев

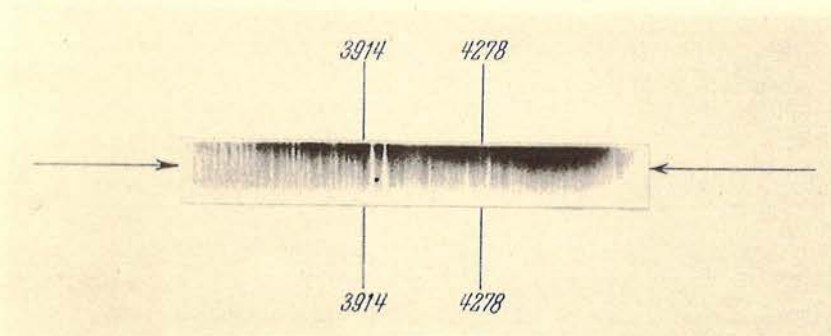
Настоящая работа содержит предварительные результаты опытов получения спектра ночного неба Венеры, предпринятые на 50" рефлекторе Крымской обсерватории. В марте 1953 г. при помощи кварцевого спектрографа (дисперсия $\sim 150 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_γ) удалось получить удовлетворительный снимок, на котором вышел эмиссионный спектр темного края Венеры. В спектре имеются эмиссионные полосы $3914 \text{ \AA}$ и $4278 \text{ \AA}$ молекулы N_2^+ , характерные для спектра полярных сияний. Абсолютная яркость этих полос порядка $10^{-2} \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$. Повидимому, имеются также полосы второй положительной группы N_2 ; система же Вегарда-Каплана отсутствует. Таким образом, свечение молекулы азота в ночном небе Венеры соответствует полярным сияниям, а не свечению ночного неба. В спектре неба Венеры присутствует большое количество других эмиссионных полос, отождествить которые не удалось. Атомные линии отсутствуют. Общая яркость свечения неба Венеры в пятьдесят раз больше яркости ночного неба Земли; получается освещенность лишь в пять раз слабее, чем при полной Луне.

Для исследования физических условий и химического состава планетных атмосфер существенно получить их эмиссионный спектр, т. е. спектр собственного свечения атмосфер. Из всех планет только у Земли изучен эмиссионный спектр атмосферы — спектр свечения ночного неба и полярных сияний. До сих пор природа этих свечений не вполне ясна. Однако не подлежит сомнению, что энергия свечений ночного неба и полярных сияний в конечном счете представляет собой энергию Солнца. Поэтому следует ожидать, что Венера, получающая от Солнца вдвое больше энергии, чем Земля, должна иметь значительно более яркое свечение атмосферы. Венера особенно благоприятна для этих исследований еще потому, что при узком серпе можно наблюдать точки на темной стороне диска, существенно удаленные от яркой, дневной стороны планеты. При этих обстоятельствах, как показывает расчет на основании яркости ореола ясного неба около Солнца, яркость фона, на который должно проектироваться свечение ночного неба Венеры, составит около одной десятичной яркости дневного неба Венеры. Этот неизбежный предел, ограничивающий возможность наблюдений ночного неба Венеры, можно отодвинуть на порядок, производя наблюдения в высоких горах, 4—5 км высотой. Ввиду того что спектр фона является непрерывным солнечным спектром, следует при получении спектров ночного неба планет

пользоваться возможно большей дисперсией, используя для экспозиции все допустимое время. Однако, как показал опыт, это должно быть временем наблюдений в течение одной ночи.

Вечерние наблюдения Венеры в 1953 г., перед нижним соединением 9 апреля, были особенно благоприятными. В середине марта при узком серпе, благодаря большому склонению (около $+18^\circ$), Венера была доступна для наблюдений около часа на темном небе, без признаков зари. Наблюдения производились на 50" рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории (с. Партизанское), в кассегреновском фокусе с эквивалентным фокусным расстоянием 24 м (масштаб 8" в мм). В эту пору окрестные холмы были покрыты снегом и при небольшом северном ветре прозрачность воздуха до самого горизонта была особенно хорошей. К сожалению, недостаточное количество ясных вечеров помешало выполнению всей намеченной программы. В результате был получен только один удовлетворительный снимок [18 марта при помощи кварцевого спектрографа (светосила камеры 1:4.5, дисперсия у $H\gamma \sim 150 \text{ \AA}/\text{мм}$)]. Спектр получен на пластинках Илфорд Зенит с экспозицией 1^h в пределах от 3500 до 4900 $\text{\AA}$. В тот же день, при тех же условиях, получен недодержанный снимок с экспозицией 11^m . Дальнейшие наблюдения производились на большом спектрографе с камерой $f = 72$ см (светосила 1:12, дисперсия 22 $\text{\AA}/\text{мм}$ у $H\gamma$) на пластинках Истмен Кодак 103aF. Экспозиция набиралась в течение ряда ночей: 19 марта 0^h30^m , 22 марта 1^h12^m , 23 марта 1^h05^m , 26 марта 1^h00^m , 30 марта 0^h27^m . Общая продолжительность — 4^h14^m . Спектр получился в интервале 4100 $\text{\AA}$ — 6600 $\text{\AA}$ несколько недодержанным. Оптимальная экспозиция должна была быть около 7^h — 8^h . Этот снимок поглотил все остававшееся для наблюдений время. Повторить снимок на кварцевом спектрографе не удалось, и выводы настоящей работы по существу основываются только на одной спектрограмме; другие два снимка использованы как контрольные только в некоторых вопросах. Поэтому излагаемые результаты следует считать предварительными; в отдельных частностях они могут оказаться ошибочными.

Снимок 18 марта на кварцевом спектрографе получен от 19^h00^m до 20^h00^m декретного времени. Высота Венеры над горизонтом в начале экспозиции была 20° , а в конце 10° . В момент снимка видимый полудиаметр Венеры равнялся $22''.9$, угол фазы был 130° и площадь серпа составляла 0,18 площади диска. Щель спектрографа располагалась по диаметру планеты, перпендикулярно к серпу. Ширина щели равнялась 0,035 мм. Часть щели была закрыта черным экраном, на который целиком проектировался серп. Концы серпа были расположены на расстоянии около 3" от края экрана, перпендикулярного к щели. Поэтому при возможных дрожаниях изображения серп не выходил за пределы экрана. Расчетное положение спектра края диска Венеры должно было получиться на расстоянии 20".0 от яркого края спектра фона неба. Фиг. 1 воспроизводит полученный негатив, увеличенный в 5.2 раза. Получился непрерывный солнечный спектр фона, яркость которого по высоте спектра быстро спадает с удалением от серпа. Полная высота спектра равна $42''.5$.



Фиг. 1. Спектр окрестностей серпа Венеры.
Горизонтальной чертой отмечено положение темного края диска

Хорошо заметно, что примерно на середине высоты спектра постепенное падение яркости фона нарушается: здесь проходит вдоль всего спектра прерывистая граница. Очевидно, это эмиссионный спектр темного края диска Венеры, накладывающийся в виде четок на спектр фона. Такой спектр и следовало ожидать, так как на самом краю резко увеличивается толщина светящегося слоя. Действительно, отношение толщины слоя на краю к толщине в центре равно $2\sqrt{2R/h}$, где R — радиус планеты и h — высота атмосферы. Таким образом, при вероятной относительной высоте атмосферы порядка $1/20$ яркость эмиссионного спектра на краю должна быть раз в десять больше, чем в средней части диска.

Измерения расстояний упомянутой границы от яркого края спектра дают $19''.0$ в длинноволновой части ($\lambda \sim 4400\text{\AA}$) с постепенным увеличением этого расстояния (при уменьшении длины волны) до $21''.0$ близ $\lambda \sim 3700\text{\AA}$. Полученное расстояние весьма близко совпадает с расчетным положением края диска и не оставляет сомнения в том, что нами действительно получен спектр свечения ночного неба Венеры. Кроме того, ход этого расстояния с длиной волны вполне соответствует эффекту атмосферной дисперсии. Действительно, для указанных длин волн, при высоте 15° над горизонтом, атмосферная дисперсия должна достигать $3''$, поднимая серп и отодвигая спектр края в коротковолновой области. Интересно отметить, что во время гидирования, при тщательном рассмотрении фона непосредственно на щели, не удалось заметить никаких признаков края темной стороны диска Венеры; очевидно, непрерывный спектр свечения атмосферы весьма слаб.

На воспроизведенном негативе (фиг. 1), слева от коротковолновой линии дублета кальция (K, $\lambda 3933\text{\AA}$) хорошо видна тонкая линия поглощения Si ($\lambda 3906\text{\AA}$). Справа в непосредственной близости от этой линии заметен темный (эмиссионный) узелок: $\lambda 3914\text{\AA}$. Это самая яркая полоса спектра полярных сияний, принадлежащая первой отрицательной системе молекулы азота (N_2^+). Вторая яркая полоса полярных сияний, принадлежащая тоже N_2^+ , имеет длину волны $\lambda = 4278\text{\AA}$ и также присутствует в спектре ночного неба Венеры. Действительно, на фиг. 1 слева около полосы G $\lambda 4308\text{\AA}$, видна тонкая линия поглощения Fe $\lambda 4272\text{\AA}$. Около этой линии, справа, хорошо заметна упомянутая эмиссионная полоса $\lambda 4278\text{\AA}$. Длины волн этих эмиссий были измерены особенно тщательно, и с точностью до $1\text{\AA}$ они совпадают с указанными значениями длин волн полос полярных сияний. Таким образом, присутствие молекул азота в атмосфере Венеры почти достоверно. Помимо этих двух полос, в спектре Венеры видно большое количество эмиссионных узелков, особенно хорошо заметных за H_γ около $4400\text{\AA}$ и в ультрафиолетовой части спектра около $3700\text{\AA}$. Была сделана попытка определить длины волн всех заметных на этом спектре эмиссионных полос. Измерения были сделаны как по оригинальному негативу, так и по контрастированным, увеличенным копиям, что позволило более критически разобраться в возможных фотографических дефектах. Результаты измерений представлены в табл. 1. В первой графе этой таблицы даны длины волн в $\text{\AA}$ с вероятной ошибкой $2\text{--}3\text{\AA}$.

Таблица 1

λ	I	h	Спектр N_2 в полярных сияниях
3528	2	—	
3536	2	—	3537, 5, 2 PG (1, 2)
			3564, 4, NG (2, 1)
3577	2	+	3578, 10, 2 PG (0, 1)
3583	2	$\pm$	3582, 2, NG (1, 0)
			3602, 1, VK (0, 10)
3616—3630	1	—	
3646	1	+	
3655	1	—	
3665	2	+	
3686	2	+	3683, 2, VK (1, 11)
3700	2	+	
3710—3716	2	$\pm$	3710, 2, 2 PG (2, 4)
3724—3732 Å	2	+	
3746—3756	2	—	3755, 4, 2 PG (1, 3)
			3767, 1, VK (2, 12)
3781	1	+	
3805	1	—	3805, 5, 2 PG (0, 2)
3825	1	+	
3836	1	—	
3860	2	+	3858, 1, NG (2, 2)
3888	2	—	3884, 2, NG (1, 1)
3900	1	—	
3914	3	$\pm$	3914, 47, NG (0, 0)
3946	2—3	$\pm$	3943, 2, 2 PG (2, 5)
3958	1	—	
4000	1	—	3998, 4, 2 PG (1, 4)
4024—4038	1	—	
4052—4056	1	—	4059, 3, 2 PG (0, 3)
			4072, 1, VK (2, 13)
4090	2	$\pm$	4092, 2, 2 PG (4, 8)
4128	1	+, —	
4141	1	—	4143, 1, 2 PG (3, 7)
			4171, 1, VK (3, 14)
4184—4192	2	+	
			4200, NG (2, 3)
4206—4219	2	+, —	4218, VK (0, 12)
			4236, 6, NG (1, 2)
4250	3	—	
4264	3	—	
4278	3	$\pm$	4278, 24, NG (0, 1)
4314—4330	2	—	4320, 2, VK (1, 13)
4340—4350	2	—	4346, 3, 2 PG (0, 4)
4363—4370	3	+	
4390—4395	2	$\pm$	
4410—4420	3	$\pm$	
4430—4440			
4450—4462			
4496—4504	2	$\pm$	4535, 2, VK (3, 15)

Таблица 1 (продолжение)

λ	I	h	Спектр N_2 в полярных сияниях
4612—4616	2	—	
4640	1	—	
4652	1	—	4652, 5, NG (1, 3)
4670	2	—	
4710—4720 } 4760—4780 }	2 2	— —	4709, 8, NG (0,2) 4771, 1, VK (5,17)
4856	2	—	4836, 1, VK (2,15)
Сомнительные данные:			
4880—4890	2		
4986 - 5020	3		
5068—5108	1		
5184—5204	2		
5224—5284	2		
5292—5320	3		
5360—5388	3		
5480—5485	3		
5608—5640	2		

Далее, до 6600 Å, полосы не прослеживаются.

Если отдельные полосы сливаются, то соответствующие длины волн объединены фигурными скобками. Во второй графе приведена оценка яркости полос I в трехбалльной шкале. Разумеется, эти яркости оценены в сравнении с яркостью соответствующих длин волн фона. Но это обстоятельство не вносит существенных искажений, так как в этом участке спектра яркость должна мало зависеть от длины волны (ультрафиолетовый конец спектра повышен в яркости из-за релеевского рассеяния света земной атмосферой). Подробное изучение спектра показывает, что эмиссионные узелки находятся не на одном расстоянии от края спектра. Получается впечатление, что эмиссия происходит в двух слоях атмосферы с разностью высот около $1''$ — $1.5''$, т. е. около 500 км. Насколько отвечает реальности это заключение, сказать трудно. Тем не менее для полноты материала, могущего помочь отождествлению полос, в третьей графе таблицы, « h » указана принадлежность полосы верхнему слою «+» или нижнему «—». Знак «+» означает, что полоса непрерывно захватывает оба слоя, а знак «+, —» — раздельное свечение в обоих слоях. Подчеркиваем, что к этим оценкам следует относиться с большой осторожностью. Для сравнения в четвертой графе выписаны длины волн молекулярных полос азота спектра полярных сияний с указанием условных интенсивностей и систем переходов [1]. Полосы полярных сияний помещены в одну строчку с полосами спектра Венеры, если их длины волн совпадают в пределах точности измерений.

Наиболее яркие полосы, перечисленные в табл. 1, подтверждаются следами, которые можно усмотреть на недодержанном 11-минутном снимке. Для полноты характеристики спектра в таблицу включены, как «сомнительные данные», еще заметные следы полос по четырехчасовому снимку с большой дисперсией. Спектрограф, которым получен этот спектр, не было возможности ориентировать так, чтобы щель была перпендикулярна к серпу. С другой стороны, с 19-го по 30-е марта (время получения снимка) полудиаметр Венеры возрос очень заметно — с 23" до 28" 5. При таких условиях нельзя было получить спектр края диска. Все же на спектре заметны ступени, соответствующие размерам диска в разные дни наблюдений. По этим ступеням и можно обнаружить слабые следы эмиссионных полос. Назначение этого снимка было иное; предполагалось выяснить вопрос о существовании атомных эмиссионных линий в спектре ночного неба Венеры. Дело в том, что непрерывный спектр фона, на который должна проектироваться эмиссионная линия, будет, пропорционально дисперсии, раз в семь слабее фона на кварцевом спектрографе. Поэтому линия, сравниваемая по яркости с полосами, видимыми на кварцевом спектрографе, должна удобно усматриваться по значительной высоте спектра. Никаких признаков эмиссионных атомных линий не обнаружено. Нет и следов самых ярких линий 5577 Å и 6300 Å кислорода, столь характерных для свечения земной атмосферы.

Из табл. 1 видно, что, помимо отрицательной системы полос азота «NG», в спектре неба Венеры весьма вероятно присутствие второй положительной группы «2 PG». Повидимому, свечение полос этой группы происходит в нижних слоях атмосферы. Система Вегарда-Каплана «VK» скорее всего отсутствует в спектре Венеры; отдельные совпадения длин волн, вероятно, случайны. Таким образом, свечение неба Венеры похоже на свечение полярных сияний, а не на свечение ночного неба, где наиболее интенсивны полосы Вегарда-Каплана и совершенно отсутствуют полосы N_2^+ .

Большое количество других полос, наиболее ярких и характерных для спектра неба Венеры, не удалось отождествить. Решающим при отождествлении должно быть объяснение яркой группы полос в интервале 4400—4500 Å и отсутствия полос от 4500 до 4600 Å. Этот критерий делает весьма мало вероятными возможные отождествления с полосами окислов углерода и азота, цианом и хлором, несмотря на отдельные замечательные совпадения длин волн [2]. Таким образом, главные особенности свечения ночного неба Венеры остаются совершенно неясными.

Произведенные фотометрические оценки показали, что интенсивность ярких полос свечения неба Венеры составляет около 20% интенсивности фона. Для перехода к абсолютным значениям интенсивностей был сделан на большом спектрографе с малой камерой специальный снимок фона в сравнении со спектром Юпитера, снятым на той же высоте. Этот снимок по техническим причинам оказался непригодным для изучения свечения неба Венеры и мог быть использованным только для упомянутой цели. Спектр фона около Венеры был получен с экспозицией в 23 мин., спектр

Юпитера с экспозицией 15 сек. и плотности оказались приблизительно одинаковыми. Принимая для этих экспозиций (пластинка 103 аF) показатель Шварцшильда $p = 0.85$, можно определить яркость фона в разных длинах волн по отношению к поверхностной яркости Юпитера. В общем свете поверхностная яркость Венеры в 70 раз больше поверхностной яркости Юпитера. К сожалению, в литературе нет данных о распределении энергии в спектре Венеры. Имеется только интересное указание Эвершеда на существование значительной депрессии в ультрафиолетовом конце спектра Венеры [3]. Оставалось считать распределение энергии в видимой части спектра Юпитера и Венеры одинаковым. Вычисленные таким путем яркости фона I , на который проектировался край диска, по отношению к яркости дневной стороны Венеры приведены в табл. 2. В среднем получается рост яркости фона с уменьшением длины волны $\sim \lambda^{-2.9}$, в хорошем соответствии с распределением энергии спектра неба на высоте около 15° над горизонтом. Таким образом, фон, на котором получался спектр ночного неба Венеры, скорее всего являлся неизбежным фоном от рассеяния света в атмосфере, а не от рассеяния в приборах.

Таблица 2

λ	$1/I$	λ	$1/I$
6000	11 400	4750	4700
5760	11 200	4650	4700
5420	8 000	4530	4900
5230	7 700	4350	4700
5080	6 400	4250	4300
4820	5 100	4080	4600

Примем для длин волн $4000\text{--}4400 \text{ \AA}$ $1/I \approx 5000$. Яркость внутри эмиссионной полосы, как указано выше, будет в пять раз меньше. Полученное число надо уменьшить еще приблизительно в десять раз, чтобы от яркости на краю диска перейти к яркости в центре. Таким образом, яркость внутри эмиссионной полосы ночного неба Венеры в 250 000 раз меньше спектральной интенсивности дневного неба. В нашем участке спектра квадратный сантиметр поверхности Солнца излучает в секунду в $1 \text{ \AA}$ непрерывного спектра $7.8 \cdot 10^6$ эрг. [4]. Приводя это значение к расстоянию Венеры от Солнца и умножая на альбедо 0.59, получим абсолютное значение яркости дневного неба Венеры, равное $1.9 \cdot 10^2$ эрг/см²·сек $\text{\AA}$. Следовательно, яркость эмиссионной полосы ночного неба Венеры шириной в $1 \text{ \AA}$ имеет значение $0.8 \cdot 10^{-3}$ эрг/см²·сек. Полосы N_2^+ 3914 и 4278 $\text{\AA}$, ширина которых составляет, вероятно, несколько ангстрем, в ночном небе Венеры имеют яркость порядка 10^{-2} эрг/см²·сек. Такова же приблизительно яркость этих полос при освещении неба Земли полярными сияниями.

Общую яркость ночного неба Венеры проще всего оценить, пользуясь полученным выше значением $1 : 250\,000$ для яркости внутри эмиссионной полосы. Будем считать, что в табл. 1 ширина полос без указания составляет 2—3 $\text{\AA}$. Отбрасывая полосы интенсивности 1, получим, что полосы заметной интенсивности занимают около $1/6$ всего спектра. Таким образом,

яркость ночного неба Венеры в полтора миллиона раз меньше яркости ее дневного неба. Ночное небо Венеры освещает лишь в пять раз слабее, чем полная Луна. Следовательно, его яркость раз в пятьдесят больше яркости ночного неба Земли.

Быть может, явление пепельного света Венеры, о котором упоминали наблюдатели прошлого века, связано со свечением ночного неба и имеет реальное основание. Интересно, что пепельный свет отмечался не при каждом нижнем соединении Венеры. Например, Виннеке из ряда эпох наблюдал его только раз — в 1871 г. Если свечение ночного неба Венеры — типа полярных сияний, то возможны сильные изменения яркости. При увеличении же яркости на порядок наблюдатель сможет заметить край темной стороны Венеры. В связи с этим интересно отметить, что на нашем снимке в середине диска виден намек на те же эмиссионные полосы, которые усматриваются на краю диска. При следующем благоприятном соединении весьма существенно получить спектры ночного неба Венеры в течение возможно большего числа ночей. Можно надеяться, что такой материал позволит получить окончательное суждение о свечении ночного неба и пепельном свете Венеры.

В заключение автор приносит глубокую благодарность Э. С. Бродской, любезно оказавшей большую помощь при наблюдениях на рефлекторе.

Май 1953 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. А. Хвостиков. Свечение ночного неба. Изд. АН СССР, 1948; W. Petrie and R. Small. *Ap. J.* 116, 433, 1952.
 2. Р. Пирс и А. Гейдон. Отождествление молекулярных спектров, ИЛ, 1949.
 3. M. N. 79, Feb. 1919.
 4. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949, стр. 42.
-

МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ФИОЛЕТОВОЙ ЧАСТИ
СПЕКТРА ВЕНЕРЫ*Н. А. Козырев*

Осенью 1953 г. на 50" рефлексоре Крымской обсерватории были получены спектрограммы Венеры, позволившие произвести подробное фотометрическое сравнение спектра Венеры со спектром Солнца в интервале 3800—6500 Å. В красных лучах атмосфера Венеры рассеивает свет без заметного поглощения. С уменьшением длины волны поглощение постепенно растет до 0^m5 при $\lambda 4540$ Å и обуславливается твердыми или жидкими частицами желтого цвета. Начиная с $\lambda 4540$ Å, поглощение резко возрастает и к $\lambda 3800$ Å увеличивается еще на 1^m5. Здесь обнаружены два канта молекулярных полос с красным оттенением: $\lambda_1 = 4372 \pm 3$ Å и $\lambda_2 = 4120 \pm 4$ Å. Этим доказывается, что фиолетовое поглощение в спектре Венеры молекулярного происхождения. Дана интерпретация ультрафиолетовых снимков диска Венеры и высказано предположение, что обнаруженная многоатомная молекула играет в атмосфере Венеры такую же основную роль, как водяной пар на Земле.

В спектре ночного неба Венеры присутствует большое количество эмиссионных полос, принадлежащих некоторой сложной молекуле. Вероятно, эта молекула играет существенную роль в атмосфере Венеры. Поэтому можно ожидать, что она проявит себя некоторым образом и в абсорбционном, т. е. в обычном, спектре дневной стороны Венеры. Видимая часть спектра Венеры многими исследователями сравнивалась со спектром Солнца, при этом никаких полос атмосферы Венеры обнаружено не было. Однако большое количество фраунгоферовых линий, особенно в фиолетовом конце спектра, делает спектр столь неравномерным, что очень трудно обнаружить глазом широкую молекулярную полосу. Для выявления таких полос необходимо произвести тщательное фотометрическое сравнение спектра Венеры со спектром Солнца. Это исследование представляет и самостоятельный интерес, поскольку распределение энергии в спектре Венеры количественно никогда не изучалось. Известно только, что Венера более желтого цвета, чем Солнце (показатель цвета на 0^m3 больше солнечного), и что ультрафиолетовый конец спектра Венеры значительно ослаблен.

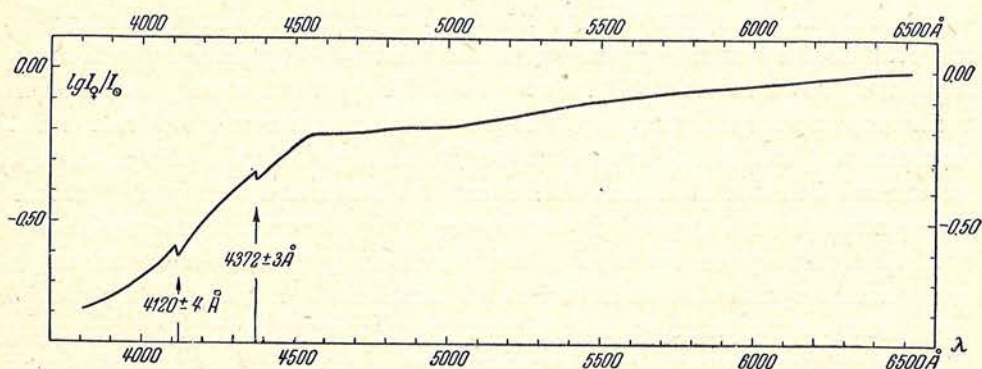
Для решения поставленной задачи спектр Венеры был снят на 50" рефлексоре Крымской обсерватории спектрографом с камерой, дающей

линейную дисперсию $\sim 22 \text{ \AA/мм}$ у Н γ . Наблюдения производились 29, 30 сентября и 2 октября 1953 г. — перед верхним соединением. Площадь освещенной части диска в это время составляла 0.87 и полу диаметр Венеры равнялся $6''$. Всего было получено 15 спектрограмм при ширине щели 0.025 мм на пластинках средней чувствительности (Agfa Изопан) с экспозициями от 20 сек. до 10 мин., чтобы иметь оптимальные плотности по всему спектру (6600—3800 $\text{\AA}$). Высота Венеры во время наблюдений была около 25° . Каждое утро, через $3\frac{1}{2}$ часа после этих наблюдений, с той же аппаратурой и на тех же пластинках снимался спектр Солнца, на высоте Венеры — с точностью до полуградуса. При наблюдениях Солнца большое зеркало рефлектора закрывалось диафрагмой с двенадцатью отверстиями диаметром 8 мм, расположенными так, чтобы средний ход лучей в аппаратуре соответствовал ходу лучей при полной работе зеркала. Снимки Солнца были получены с экспозициями от 0.4 до 0.5 сек. Фотометрическая шкала (ступенчатая щель) получалась с промежуточной экспозицией, порядка 10 сек. Устойчивая ясная погода в период наблюдений должна была обеспечить хорошую фотометрическую привязку спектра Венеры к спектру Солнца.

За каждый день наблюдений лучшие спектрограммы были обработаны на микрофотометре Молля. Яркости спектра Венеры сравнивались с яркостями совершенно тех же длин волн солнечного спектра. Для уменьшения влияния ошибок микрофотометра и неточностей характеристической кривой сравнение производилось в непрерывном спектре, вне фраунгоферовых линий. Точки выбирались возможно более часто и в интересных участках спектра относительные яркости измерялись через 2—5 $\text{\AA}$. Сводная кривая всех измерений представлена на фиг. 1. Здесь по оси ординат отложены десятичные логарифмы яркости Венеры по отношению к яркости Солнца: $\lg I_V / I_\odot$. Таким образом, эта кривая передает только свойства атмосферы Венеры — ее селективное поглощение. Нуль-пункт выбран с тем расчетом, чтобы кривая возможно лучше воспроизводила монохроматическое альbedo Венеры. Действительно, согласно Кейперу [1], визуальное альbedo Венеры A_v , соответствующее $\lambda = 5500 \text{ \AA}$, равно 0.76, $\lg A_v = -0.12$; для фотографических лучей ($\lambda \sim 4500 \text{ \AA}$) $\lg A_p = -0.24$. В этих длинах волн наш график дает соответственно: -0.10 и -0.25 . Таким образом, кривая фиг. 1 дает процент вышедшей из атмосферы Венеры энергии по отношению к энергии упавшей. Следует заметить, что при гидировании спектр Венеры не растягивался и построенная кривая передает свойства центральной части диска. Таким образом, кривая фиг. 1 может не вполне строго соответствовать ходу монохроматического альbedo с длиной волны.

Кривая фиг. 1 показывает, что красные лучи практически не поглощаются атмосферой Венеры: в длинах волн около 6500 $\text{\AA}$ происходит почти чистое рассеяние света. С уменьшением длины волны появляется небольшое, очень плавно растущее поглощение. Логарифм яркости спектра Венеры уменьшается на 0.20 (0 m . 5) при переходе от λ 6500 $\text{\AA}$ к λ 5100 $\text{\AA}$. В интервале 5100—4540 $\text{\AA}$ поглощение практически остается неизменным,

после чего наступает резкое увеличение поглощения, совершенно иного характера. От длины волны $\lambda 4540 \text{ \AA}$ и до $\lambda 3800 \text{ \AA}$ яркость падает еще на $1^m 5$. Здесь альbedo Венеры составляет только 0.12. Очевидно, для $\lambda \geq 4540 \text{ \AA}$ поглощение вызывается пылевыми частицами (твердыми или жидкими) желтого цвета. Резкое же падение яркости в фиолетовом спектре ($\lambda < 4540 \text{ \AA}$) получается в результате молекулярного поглощения. Действительно, как видно из кривой, в этом участке спектра обнаруживаются две полосы поглощения с резкими фиолетовыми кантами: $\lambda_1 = 4372 \pm 3 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 4120 \pm 4 \text{ \AA}$. Эти две полосы получаются по всем



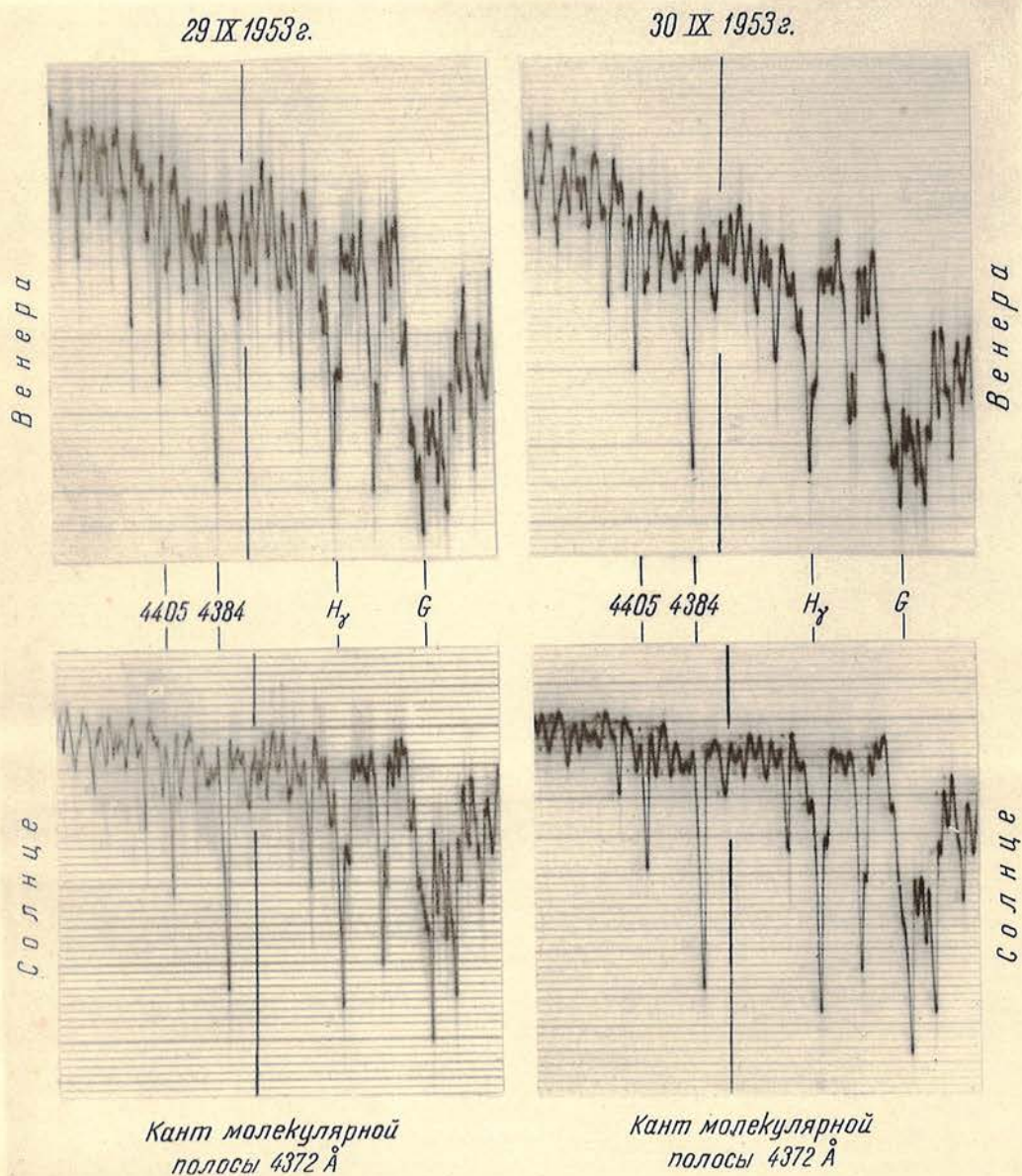
Фиг. 1. Зависимость поглощения света в атмосфере Венеры от длины волны (кривая монохроматического альbedo)

спектрограммам без исключения. Полосы эти не глубоки: скачок логарифма яркости вблизи канта составляет только 0.02—0.03. Однако их реальность подтверждается сдвигом по яркости, до и после канта, больших участков спектра, в которых было измерено много точек. Рассматривая просто глазом спектрограммы Венеры, можно заметить особенность спектра вблизи этих кантов в сравнении с солнечным спектром. Полоса $4372 \text{ \AA}$ находится в более благоприятном участке спектра и легче усматривается, чем полоса $4120 \text{ \AA}$, где мешает близость H_δ . Полоса $4372 \text{ \AA}$ хорошо заметна на регистрирограммах и без измерений. Фиг. 2 показывает две регистрирограммы спектра Венеры около этой полосы в сравнении с солнечным спектром. Солнечный спектр здесь несколько плотнее спектра Венеры, а потому менее контрастный. Тем не менее легко убедиться, что в спектре Венеры, справа от канта $4372 \text{ \AA}$, действительно существует повышение яркости спектра. Канты этих полос, вероятно, очень резкие. Но точное определение их длин волн затрудняется линиями солнечного спектра.

Полученные результаты показывают, что в атмосфере Венеры, помимо углекислоты и молекулы азота, проявляющей себя в спектре ночного неба Венеры, очень существенное значение имеет некоторая другая молекула. Вероятно, это многоатомная органическая молекула. Для ее определения существенно продолжить фотометрическое изучение спектра Венеры в ультрафиолетовую область, с тем чтобы найти большее число кантов. Существенно также подробно изучить ее эмиссионные полосы по

свечению ночного неба. К сожалению, в нашем полушарии это исследование можно выполнить только весной 1956 г. Для отождествления молекулы можно привлечь еще некоторые физические соображения. В 1927 г. Росс, на обсерватории Маунт Вилсон, показал, что детали на диске Венеры получаются только при фотографировании в ультрафиолетовом свете [2]. Ультрафиолетовый фильтр Росса пропускал $\lambda \leq 4000 \text{ \AA}$ при максимуме прозрачности около 3600—3700 $\text{\AA}$. Слабые детали получались и с синим фильтром, пропускавшим свет от 4000 до 5000 $\text{\AA}$. С красным и инфракрасным фильтром никаких деталей обнаружено не было. При сопоставлении этих данных с кривой фиг. 1 становится очевидным, что детали на диске Венеры получаются только в результате изменения содержания нашей неизвестной молекулы. Подобный эффект наблюдал Кейпер в инфракрасных полосах CO_2 . Согласно Кейперу, эти полосы усиливаются в некоторых местах диска планеты и меняют свою интенсивность в зависимости от фазы [1]. Теперь снимкам Росса можно дать простую интерпретацию. Темные, изменяющиеся пятна на снимках Росса представляют места атмосферы Венеры с повышенным содержанием неизвестной молекулы. Эти пятна располагаются зонально, вдоль предполагаемого экватора планеты. Полярные области планеты выходят особенно яркими. Повидимому, содержание молекулы в атмосфере зависит от температуры и с понижением температуры содержание молекулы уменьшается. Тогда можно ожидать, что на больших высотах содержание молекулы будет меньшим. Следовательно, края диска должны быть светлее и пятна должны лучше усматриваться в центре диска. Эта картина и видна по фотографии Росса. Уменьшение содержания молекулы с падением температуры, вероятно, связано с переходом ее в конденсированную фазу. Возможно, что таким путем и создаются частицы, обуславливающие поглощение более длинных волн. Из развитых ниже соображений об общем строении атмосферы Венеры можно заключить, что этот переход в конденсированную фазу должен происходить при условиях, близких к условиям конденсации водяного пара. Если высказанные соображения справедливы, то найденная молекула будет определять погоду Венеры, подобно тому как водяной пар определяет погоду Земли.

Погода Венеры должна быть своеобразна еще из-за особенностей общего строения атмосферы. Остановимся отдельно на этом вопросе. Прежде всего вычислим при помощи кривой фиг. 1 полное количество энергии, задерживаемое атмосферой Венеры, считая, что в инфракрасных лучах, как и в красных, атмосфера Венеры рассеивает свет без заметного поглощения. Умножая распределение энергии в солнечном спектре на $(1 - A_\lambda)$ и производя интегрирование по длинам волн, находим, что Венера задерживает 20% падающей радиации (длина волны максимального поглощения энергии равна 4200 $\text{\AA}$). Таким образом, тепловое альbedo Венеры равно 0.80. Несмотря на то, что Венера получает от Солнца вдвое больше энергии, чем Земля, количество использованной энергии на Венере в полтора раза меньше, чем на Земле, поскольку Земля имеет малое тепловое альbedo, равное 0.40. Таким образом, эффективная температура Венеры



Фиг. 2. Сравнение регистрограмм спектра Венеры и спектра Солнца
в окрестностях полосы λ 4372 Å

должна быть в $\sqrt[4]{1.5}$ раза меньше эффективной температуры Земли, равной -30° . Получается для Венеры $T_{ef} = -50^\circ$, в хорошем соответствии с радиометрическими измерениями. Температура стратосферы, т. е. температура верхней границы атмосферы, может быть найдена делением этой температуры на $\sqrt[4]{2}$: $T_0 = -90^\circ$. Геометрическая толщина стратосферы определяется условием, что ее оптическая глубина в тепловых лучах собственного излучения планеты $\lambda \sim 10 \mu$ равна 0.2 [3]. На Земле тепловые лучи поглощает водяной пар, на Венере же поглощение происходит в основных частотах CO_2 , создающих большой эффективный коэффициент поглощения этих лучей. Поэтому стратосфера Венеры имеет ничтожную глубину (практически отсутствует) и почти сразу начинается тропосфера. В тропосфере происходит поглощение солнечной радиации и идет возрастание температуры с конвективным градиентом ~ 10 град/км. Вероятно, в близких инфракрасных лучах энергия Солнца проникает в атмосферу глубже всего. Поэтому температура $+30^\circ$, найденная Аделем и Герцбергом по структуре инфракрасных полос CO_2 [4], должна быть близка к наибольшей температуре, существующей вообще в атмосфере Венеры. Действительно, ниже слоя, где задерживаются солнечные лучи, наступает устойчивая изотермия, продолжающаяся до самой поверхности планеты. Легко видеть, что конвекция в этих слоях невозможна. В тропосфере Венеры перепад температуры получается равным 120° . Следовательно, толщина тропосферы должна быть порядка 10—15 км. Согласно Аделю и Слайферу, инфракрасная радиация доходит до глубин, где парциальное давление CO_2 составляет десятую долю атмосферы. Полное давление здесь, вероятно, порядка одной атмосферы. Однако эти слои относятся уже к изотермической зоне, о глубине которой решительно ничего не известно. Мы видим, что атмосфера Венеры отличается от атмосферы Земли тем, что на Венере в нижних слоях не происходит конвекции: на поверхности планеты атмосфера устойчива, температура держится около $+30^\circ$ с небольшими суточными колебаниями и сюда доходит лишь слабое сумеречное освещение. Все же явления погоды разыгрываются в верхних слоях атмосферы. Возможно, что найденное нами очень яркое свечение ночного неба Венеры вызывается атмосферными разрядами (грозами), происходящими в самых верхних слоях ее атмосферы.

Л и т е р а т у р а

1. G. P. Kuiper. The Atmospheres of the Earth and Planets. Revised Edition.
2. F. E. Ross. Photographs of Venus. Ap. J. 68, 57, 1928.
3. Н. А. Козырев. О лучевом равновесии земной атмосферы. Труды Совещания по изучению стратосферы 1934 г. Изд. АН СССР, стр. 453.
4. A. Adel. Ap. J. 86, 337, 1937. G. Herzberg, J. R. Astr. Soc. Canada 45, 100—123.

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В СИМЕИЗЕ В 1953 г.

И. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен-Кодак 103 а — О; σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе. Для некоторых малых планет разности О — С не даны из-за отсутствия эфемерид.

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	О—С
Январь 18.7731	366 Винцентина	6 ^h 21 ^m .3	+36°42'	13.0	+0 ^m .1 0'
	563 Зулейка	6 33 .5	+29 44	10.3	—0 .7— 6
	773 Ирминтрауда	6 36 .7	+38 22	13.5	+0 .5+ 1
	1366 Пиколло	6 41 .0	+36 17	14.0	—0 .5+ 1
	1126 Отеро	6 44 .9	+35 5	13.6	+6 .3 0
	432 Пифия	6 50 .0	+29 22	12.2	—1 .1+ 21
	96 Эгле	7 15 .8	+35 32	11.0	—0 .4+ 5
	101 Елена	7 19 .7	+34 38	11.3	+2 .5—14
	48 Дорис	8 50 .2	+ 9 23	10.7	+1 .2— 3
	322 Фео	8 57 .1	+ 7 7	12.8	+7 .1—40
Январь 18.9184	134 Софросина	9 58 .6	+15 11	11.0	—3 .9+ 24
	11 Партенона	10 7 .4	+15 39	10.2	—0 .1+ 3
	335 Роберта	10 13 .6	+12 43	12.0	—4 .0+ 12
Март 17.7965	8 Флора	10 13 .9	+18 50	9.6	—0 .2+ 1
	804 Испания	10 16 .1	+14 40	11.4	+0 .2 0
	σ 209	10 23 .2	+13 40	13.7	
	σ 210	10 29 .6	+11 23	13.5	
	58 Конкодрия	10 30 .5	+ 9 44	11.4	—0 .3— 1
	σ 211	10 33 .5	+15 43	13.5	
	844 Леонтина	10 34 .0	+10 47	13.2	+5 .8—48
	σ 212	10 39 .3	+11 59	13.3	
	780 Армения	10 47 .1	+16 32	12.8	+0 .6 0
	272 Антония	10 48 .3	+13 30	12.8	0 0
	68 Лето	10 55 .0	+17 31	11.7	+4 .8—33
	527 Эврианта	11 26 .6	+15 18	13.0	—1 .9+ 15
	341 Калифорния	11 26 .9	+ 9 41	13.2	—1 .4+ 5
	247 Эвкрата	11 29 .8	+ 9 47	11.3	+2 .4—43
	1083 Сальвия	11 36 .0	+13 18	13.4	+1 .1— 5
Март 17.8873	210 Изабелла	11 38 .2	+ 7 53	12.6	+0 .7—11

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Март 17.8873	744 Агунтина	11 ^h 43 ^m .8	+ 8°34'	13.0	+4 ^m .6—17'
	1015 Криста	11 45 .1	+12 50	13.0	+0 .6— 1
	σ 213	11 50 .7	+ 8 57	13.5	
	858 Эль-Джезаир	11 51 .3	+15 44	13.3	—1 .2+11
	σ 214	11 52 .9	+13 26	12.8	
	17 Фетида	11 56 .1	+ 8 32	9.8	+1 .0— 8
	909 Улла	11 59 .3	+13 22	12.8	+1 .7— 1
	446 Этернитас	12 0 .7	+12 27	12.2	—4 .3+32
	600 Муза	12 1 .6	+10 40	12.4	—1 .9+ 9
	535 Монтегю	12 2 .4	+11 56	11.9	+0 .7— 5
	424 Грация	12 2 .9	+13 5	12.4	—2 .6+20
	487 Венеция	12 5 .7	+14 22	12.0	+0 .8— 5
Март 18.8881	134 Софросина	9 57 .8	+15 9	11.0	—3 .9+23
	11 Партеона	10 6 .6	+15 44	10.2	—0 .2+ 4
	σ 215	10 7 .3	+19 32	12.7	
	335 Роберта	10 12 .8	+12 49	12.2	—4 .0+13
	8 Флора	10 13 .0	+18 52	9.3	—0 .4— 1
	804 Испания	10 15 .2	+14 40	11.9	+0 .2 0
	σ 209	10 22 .5	+13 40	13.7	
	58 Конкордия	10 29 .8	+ 9 51	11.4	—0 .3 0
	σ 212	10 38 .5	+12 2	13.3	
	780 Армения	10 46 .4	+16 39	13.2	+0 .6+ 1
	272 Антония	10 47 .5	+13 33	12.8	0 0
	68 Лето	10 54 .1	+17 33	11.4	+4 .6—3.4
Март 18.9768	79 Эвринома	12 32 .0	— 6 19	11.1	+4 .3—22
	356 Лигурия	12 33 .4	— 6 3	11.4	—1 .2+14
	1458 Минейра	12 43 .3	— 3 2	13.3	—5 .0+18
	483 Септина	12 46 .1	+ 0 58	12.8	—0 .9 0
	160 Уна	12 51 .9	— 5 30	12.0	—0 .8— 1
	82 Алкмена	12 52 .9	— 3 50	10.4	—11 .3+78
	801 Гельвеция	12 56 .7	— 5 7	13.6	—0 .9+ 5
	74 Галатея	12 57 .9	— 6 54	12.4	—0 .3— 2
	341 Калифорния	11 24 .7	+ 9 51	13.2	—0 .4+ 5
	527 Эврианта	11 25 .0	+15 30	13.0	—1 .9+15
Март 19.9240	247 Эвкрата	11 27 .4	+ 9 44	11.3	+2 .4—43
	1083 Сальвия	11 34 .2	+13 27	13.4	+1 .2— 4
	210 Изабелла	11 36 .4	+ 8 1	12.6	+0 .7— 9
	744 Агунтина	11 42 .3	+ 8 48	13.0	+4 .5—17
	1015 Криста	11 43 .7	+13 1	13.0	+0 .6— 1
	σ 213	11 48 .8	+ 9 9	13.7	
	858 Эль-Джезаир	11 49 .5	+15 53	13.3	—1 .2+12
	σ 214	11 50 .9	+13 26	13.0	
	17 Фетида	11 54 .4	+ 8 48	9.8	+1 .1— 8
	909 Улла	11 58 .0	+13 36	12.8	+1 .7— 1
	446 Этернитас	11 59 .0	+12 34	12.5	—4 .2+31
	600 Муза	12 0 .0	+10 57	12.4	—1 .9+ 8
	525 Монтегю	12 0 .6	+12 8	11.9	+0 .7— 5

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Март, 19.9240	424 Грация	12 ^h 1 ^m .2	+13°17'	12.4	—2 ^m .5 + 20'
	487 Венеция	12 4 .0	+14 36	12.0	+0 .9 — 5
Март 20.0108	483 Сеппина	12 45 .5	+ 1 7	12.7	—1 .0 + 1
	967 Гелионапа	12 52 .7	+ 4 1	13.0	0 0
	287 Нефгис	12 59 .6	+ 6 37	10.6	+0 .1 + 2
	622 Эстер	13 4 .4	+ 3 24	13.7	+3 .3 — 6
	700 Ауравиктарис	13 13 .6	+ 6 30	12.4	—0 .2 + 4
Апрель 8.7997	470 Калия	11 18 .0	+ 6 22	11.8	—2 .1 + 12
	210 Изабелла	11 21 .2	+ 8 57	12.5	+0 .3 — 3
	177 Ирма	11 22 .5	+ 3 41	12.8	+3 .8 — 26
	720 Болиния	11 30 .6	+ 5 23	12.7	+0 .7 — 7
	1305 Понгола	11 45 .3	+ 4 54	13.0	—1 .4 + 9
	39 Летиция	12 12 .2	+ 6 37	10.0	+0 .1 — 2
Май 4.8331	337 Девоза	13 5 .4	—14 45	11.6	—1 .0 + 9
Май 5.8443	114 Касандра	12 58 .7	— 0 30	11.1	—5 .8 + 32
	1154 Астрономия	13 6 .2	— 1 13	13.8	+0 .1 0
	503 Эвелина	13 9 .5	— 1 45	12.3	+0 .9 — 10
	339 Доротея	13 14 .2	+ 0 8	13.0	—0 .4 + 3
	538 Фредерика	13 17 .0	+ 0 16	14.0	+0 .7 — 4
Май 12.8363	306 Унитас	13 51 .9	+ 1 11	11.0	—0 .9 + 7
Май 12.9278	253 Матильда	15 36 .6	—10 20	13.2	+1 .1 + 5
	868 Лова	15 37 .6	—11 32	13.4	+1 .7 — 10
	1385 Гельрия	15 51 .7	—10 56	13.5	+2 .3 — 11
	1114 Лорена	15 57 .4	—10 7	13.0	+0 .3 — 1
	1102 Пепита	15 59 .0	—12 5	13.0	+2 .9 + 2
	190 Исмен	16 4 .6	—13 36	12.8	+0 .4 — 2
	924 Тони	16 5 .3	— 7 32	13.1	— .3 0
Июнь 11.8643	411 Ксанта	16 42 .8	— 8 19	11.7	—0 .7 + 3
	850 Альтона	16 47 .2	— 3 42	12.1	+1 .4 — 4
Август 6.8691	238 Гипатия	19 33 .3	— 4 55	11.4	+8 .5 + 16
	690 Братиславия	19 38 .0	— 8 47	11.2	+2 .3 + 14
	688 Мелания	19 44 .1	— 8 5	12.7	+1 .7 + 18
Август 6.9586	52 Европа	21 50 .3	—15 25	10.6	—0 .2 + 4
	791 Ани	21 58 .0	—17 48	12.6	+0 .3 + 2
	936 Кунигунда	22 0 .7	—16 12	13.1	+2 .7 + 14
	277 Эльвира	22 4 .6	— 9 53	12.6	—0 .9 — 4
	28 Беллона	22 9 .6	—11 32		+1 .5 — 8
	91 Эгина	22 14 .7	—13 28	10.9	+0 .2 0
	с. 215	22 16 .1	—15 56	12.7	
Август 9.9086	718 Эрида*	21 50 .0	—23 51	12.9	+1 .9 + 9
	27 Эвгерпа*	20 51 .5	—19 18	10.4	0 + 1
	359 Георгия	21 1 .1	—26 54	11.6	+2 .0 + 12
	66 Майя	21 9 .7	—20 33	12.0	+1 .6 + 8
	261 Примно	21 11 .2	—20 14	12.0	—1 .0 — 6
	83 Беатриса	21 18 .3	—24 3	11.8	+2 .0 + 8
	385 Ильматар	21 18 .8	—26 35	11.3	+0 .6 + 5
	1122 Нейт	21 24 .0	—23 59	11.8	+1 .2 + 9

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Август 9.9962	σ 216	22 ^h 23 ^m .7	— 3°38'	12.8	
	241 Германия	22 31 .4	— 1 26	10.7	—0 ^m .1 — 1'
	646 Касталия	22 37 .3	— 2 4	13.2	+5 .0 + 28
Август 11.8748	1434 Маргота	20 33 .3	—12 26	13.0	+5 .4 — 3
	234 Варвара	20 38 .7	—12 10	9.0	—9 .3 — 10
	342 Эндимион	20 46 .2	— 6 20	13.4	—0 .5 — 6
	352 Гизела	20 49 .1	—11 27	11.8	—0 .2 — 5
	466 Тизифона	20 50 .0	— 6 19	12.6	+1 .1 + 11
	32 Помона	20 53 .8	— 8 20	10.8	+0 .5 — 4
	34 Цирцея	20 55 .9	—10 47	11.9	—1 .8 — 7
Август 11.9650	524 Фиделио	22 36 .8	— 7 54	11.9	—1 .2 — 11
	309 Фратернитас	22 53 .7	— 9 55	13.0	+4 .5 + 40
	809 Лундия	22 54 .7	— 5 43	13.2	+0 .7 + 15
	130 Электра	22 56 .7	—11 43	9.6	+1 .9 + 6
	122 Герда	22 59 .2	— 5 34	12.3	0 0
	300 Геральдина	23 4 .7	— 6 59	12.8	—4 .3 — 32
	181 Евхарис	23 4 .8	—11 51	12.0	—0 .4 — 2
Август 15.8696	234 Варвара	20 36 .3	—13 24	10.0	—9 .5 — 8
	352 Гизела	20 45 .0	—11 43	11.7	—0 .4 — 7
	27 Эвтерпа	20 45 .6	—19 42	11.0	—0 .1 + 1
	493 Зигрид	20 46 .3	—19 25	12.9	+0 .1 0
	34 Цирцея	20 52 .7	—11 6	12.1	—1 .7 — 6
	506 Марион	20 59 .0	—16 5	13.2	0 — 1
	167 Урда	21 3 .8	—15 2	12.8	+1 .4 + 6
	66 Майя	21 3 .8	—20 50	12.4	+1 .2 + 8
	261 Примно	21 5 .5	—20 45	12.4	—0 .9 — 7
	848 Инна	21 6 .2	—15 6	13.1	+11 .8 + 44
Август 17.8630	491 Карина	21 4 .9	+ 0 1	12.4	+1 .4 — 1
	925 Альфонсия	21 19 .7	— 1 50	11.8	—1 .2 — 6
	313 Халдея	21 20 .1	— 4 40	11.5	+1 .1 + 5
	1419 Данциг	21 25 .7	— 5 25	13.0	+0 .6 + 3
	179 Клитемнестра	21 41 .3	— 1 12	11.2	+1 .2 + 10
	374 Бургундия	22 51 .9	+ 5 45	11.8	—0 .7 — 4
Август 17.9715	σ 217	22 58 .6	+ 8 23	12.5	
	1165 Имприннета	23 0 .2	+ 9 9	12.9	+2 .3 + 6
	552 Зигелинда	23 0 .9	+ 5 0	12.5	—10 .1 — 70
	665 Сабина	23 6 .5	+ 9 57	12.3	—0 .3 — 3
Август 18.9192	97 Клото*	21 51 .7	— 8 10	10.0	—0 .2 + 5
	124 Алкеста	22 6 .8	— 8 20	10.3	—1 .7 — 8
	241 Германия	22 24 .9	— 1 47	10.7	—0 .2 — 2
	524 Фиделио	22 30 .7	— 8 2	12.0	—1 .1 — 11
Август 22.0111	374 Бургундия	22 49 .0	+ 5 28	11.7	—1 .1 — 5
	1165 Импринетта	12 57 .9	+ 8 48	12.9	+2 .2 + 6
	665 Сабина	23 3 .4	+ 9 59	12.3	—0 .5 — 4
Сентябрь 1.8188	52 Европа*	21 31 .9	—17 46	10.7	—0 .1 — 3
	28 Беллона	21 50 .0	—14 22	11.8	+1 .5 — 10
	91 Эгина	21 52 .0	—15 16	12.4	0 — 1

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Сентябрь 2.7933	462 Эрифила	21 ^h 18 ^m .2	—19°3'	12.6	—8 ^m .0—32'
	53 Калипсо	21 20 .0	—15 47	12.0	+3 .0 + 9
	52 Европа	21 31 .2	—17 46	10.7	—0 .2 + 2
	936 Кунигунда	21 40 .7	—17 54	13.1	+2 .3 + 12
	28 Беллона	21 49 .3	—14 27	10.9	+1 .5— 9
	91 Эгина	21 51 .2	—15 19	11.4	0 — 1
	1336 Зеландия	21 52 .1	—17 12	13.6	—2 .7—14
	σ 215	21 55 .9	—19 27	12.9	
Сентябрь 2.8818	608 Адольфина	21 51 .4	— 3 9	13.2	—7 .2—58
	241 Германия	22 13 .4	— 2 36	10.6	—0 .2— 2
	646 Касталия	22 16 .3	— 1 17	13.0	+5 .0 + 30
	524 Фиделио	22 16 .5	— 8 25	11.2	—1 .2—13
Сентябрь 4.8293	52 Европа	21 30 .0	—17 59		—0 .1— 3
	4 Веста	21 36 .2	—23 28		+0 .1— 1
	936 Кунигунда	21 39 .5	—17 58		+2 .3 + 13
	791 Ани	21 39 .6	—22 49		+0 .2— 3
	28 Беллона	21 47 .9	—14 41	10.9	+1 .5—10
	91 Эгина	21 49 .5	—15 24	11.4	0 0
	1336 Зеландия	21 50 .7	—17 19	13.2	—2 .7—15
	σ 215	21 54 .5	—19 37		
Сентябрь 4.9172	374 Бургундия	22 38 .6	+ 4 7		—0 .9— 5
Сентябрь 11.8259	665 Сабина	22 52 .2	+ 9 44	12.3	—0 .4— 4
	374 Бургундия	22 33 .3	+ 3 19		—0 .9— 6
	σ 217	22 35 .6	+ 7 57	12.5	
	552 Зигелинда	22 43 .1	+ 3 36		—10 .3—75
	1165 Импринетта	22 44 .5	+ 6 8	12.8	+2 .2 + 8
	665 Сабина	22 46 .5	+ 9 28	12.3	—0 .3— 4
Октябрь 2.8010	σ 218	23 1 .6	+ 5 0		
	443 Фотографика	22 58 .8	— 6 23	12.3	+0 .2 0
	109 Фелицата	22 56 .3	— 9 21	10.9	—2 .9—10
	655 Бризеис	23 4 .1	—12 50	12.5	—0 .6— 3
	490 Веритас	23 13 .5	— 3 58	11.9	—1 .2— 4
	1332 Маркония	23 20 .7	+ 5 34		+3 .3 + 22
Октябрь 4.7403	476 Гедвига*	0 1.7	+19 15	11.3	+0 .8 + 11
	1306 Скифия	0 21 .2	+26 48	12.6	+7 .7 + 58
Октябрь 4.8317	523 Ада	23 0 .4	+ 0 35	12.4	—0 .5— 7
	490 Веритас*	23 12 .4	— 4 12	11.9	—1 .2— 5
	420 Вертольда	23 13 .5	+ 4 20	12.2	+7 .3 + 46
	368 Гайдея	23 19 .5	+ 5 50	12.3	+9 .3 + 46
	1023 Томана	23 30 .4	+ 1 9	13.3	+0 .5 + 3
	1145 Робельмонте	23 32 .3	— 0 23	13.2	—2 .8—19
	920 Рожерия	23 36 .4	+ 1 36	13.0	+0 .2 + 1
	650 Амаласунта	23 38 .2	— 0 31	18.3	—4 .8—33
	153 Гильда*	23 44 .1	+ 6 36	11.5	0 0
	379 Гуенна	23 50 .6	— 1 31	11.3	—0 .5— 3
Октябрь 10.8234	σ 219	0 25 .7	+ 5 6	13.0	
	20 Массалия	0 30 .5	+ 3 37	9.1	—4 .1—25

Продолжение

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α 1950	δ 1950	Величина	O—C
Октябрь 10.8234	204 Каллисто	0 ^h 31 ^m .0	+ 6°33'	12.0	+1 ^m .8 + 7'
	1353 Мартъе	0 39 .7	+ 9 6	13.0	+0 .7 + 3
	σ 220	0 41 .7	+ 4 54	12.5	
	1475 Ялта	0 43 .6	+ 5 35	13.5	—18 .5 — 95
	1308 Галлерия	0 47 .3	+ 8 18	13.6	—7 .9 — 61
	1422 Стремгренция	0 51 .0	+ 6 5	13.6	—4 .7 — 27
	635 Вундия	0 59 .1	+ 2 36	12.1	+12 .1 + 38
	σ 221*	1 10 .8	+ 4 7	12.8	
Октябрь 11.8410	217 Эвдора	23 50 .9	— 8 33	12.0	+2 .5 + 7
	1271 Изергина	23 53 .5	— 9 42	13.6	—3 .0 — 19
	865 Фатъма	0 5 .4	—13 16	12.5	+1 .3 + 9
	1517 1938 FD	0 9 .3	— 6 23	13.3	+3 .1 + 24
	752 Сулампфь	0 19 .2	— 8 16	12.5	—0 .3 0
	110 Лидия	0 25 .7	— 5 4	11.0	+0 .9 + 5
Октябрь 12.8528	σ 219	0 24 .2	+ 4 48	13.0	
	20 Массалия	0 28 .6	+ 3 24	9.1	—4 .2 — 26
	204 Каллисто	0 29 .4	+ 6 15	12.0	+1 .6 + 5
	1353 Мартъе	0 38 .3	+ 8 51	13.0	+0 .6 + 3
	σ 220	0 39 .7	+ 4 51	12.5	
	589 Кроация	0 39 .7	— 0 2	12.5	—12 .0 — 57
	1475 Ялта	0 42 .0	+ 5 13	13.5	—18 .6 — 95
	1308 Галлерия	0 45 .6	+ 8 11	13.6	—8 .0 — 60
	1422 Стремгренция	0 49 .3	+ 5 50	13.6	—4 .8 — 26
	635 Вундия	0 57 .8	+ 2 20	12.1	+12 .1 + 38
	σ 221	1 9 .4	+ 3 56	12.8	
	495 Евлалия	3 14 .3	+15 12	12.0	—2 .1 — 9
	999 Цахия	3 21 .0	+14 35	13.4	+3 .5 + 4
Ноябрь 5.9558	1554 1940 RE	3 31 .4	+14 30	13.2	+33 0
	137 Мелабея	3 33 .9	+10 3	11.8	+0 .2 0
	60 Эхо	3 38 .9	+15 11	10.0	—3 .2 — 11
	171 Офелия	3 43 .9	+16 58	12.4	+1 .2 + 15
	40 Гармония	3 49 .4	+14 48	9.3	—2 .2 — 5
	139 Юева	0 57 .6	+13 0	11.3	—3 .6 — 24
	701 Ориола	1 11 .8	+14 5	13.0	—2 .0 — 6
	764 Гедания	1 17 .5	+20 20	12.6	—1 .6 — 8
	σ 222	1 24 .5	+17 14	13.3	
	645 Агриппина	1 30 .6	+15 37	12.8	—0 .1 — 2
Ноябрь 6.7945	211 Изольда	1 30 .8	+14 38	10.4	+1 .1 + 6
	714 Улула	1 33 .3	+18 23	11.4	+0 .9 + 9
	453 Тея	1 36 .6	+13 52	12.7	+0 .6 + 5
	326 Тамара	1 46 .3	+13 16	11.4	+0 .2 + 8
	336 Лакадиера	1 47 .6	+14 28	11.8	—0 .1 + 1
	975 Персеверанция*	2 48 .0	+16 34	12.6	—5 .0 — 26
	362 Гафния	2 49 .3	+20 37	10.4	+0 .6 + 4
	378 Гольмия	2 56 .5	+18 21	11.7	—2 .9 — 11
	σ 223	3 0 .3	+19 11	13.0	
	743 Евгенизис	3 0 .8	+17 34	12.4	+0 .2 0
	σ 224	3 3 .5	+20 42	13.0	

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Ноябрь 6.8865	σ 225	3 ^h 7 ^m .1	+21°42'	12.8	
	152 Атола	3 8 .4	+20 7	11.8	—0 ^m .3— 5'
	σ 226	3 12 .5	+15 16	13.5	
	495 Евлалия*	3 13 .4	+15 7	11.7	—2 .1—10
	999 Цахия*	3 20 .1	+14 27	12.8	+3 .5+ 5
	175 Андромаха	3 20 .4	+20 43	11.7	—0 .4— 2
	σ 227	3 21 .9	+20 53	13.3	
	95 Аретуса	3 24 .6	+23 31	10.1	+1 .9+ 2
	208 Лакримоза	3 30 .7	+21 4	12.1	+0 .9+ 5
	401 Оттилия	3 35 .3	+21 32	12.4	+0 .6+ 2
	60 Эхо	3 38 .1	+15 6	10.0	—3 .2—10
	640 Брамбилла	3 38 .6	+20 19	12.8	+1 .3 0
	663 Герлинда	3 40 .2	+19 37	12.2	+0 .5+ 2
	171 Офелия*	3 43 .1	+16 55	12.0	+1 .7+14
Ноябрь 6.9769	908 Буда	4 9 .6	+ 8 35	12.4	—0 .5— 1
	107 Камилла	4 28 .1	+ 9 5	11.0	+0 .3 0
	45 Евгения	4 39 .8	+12 31	10.6	+0 .4+ 2
Ноябрь 9.9504	1213 Алжирия	2 10 .2	+29 29	13.6	—0 .9— 9
	790 Претория	2 19 .2	+29 4	12.4	+12 .1— 4
	1194 Алетта	2 28 .4	+20 3	13.2	+3 .4+ 4
Ноябрь 10.7901	964 Субамара	1 39 .3	+11 12	13.2	+1 .4+12
	326 Тамара*	1 41 .5	+13 25	11.4	+0 .1+ 7
	336 Лакадиера*	1 44 .3	+13 57	11.8	—0 .2 0
	1245 Кальвиния	1 44 .5	+ 6 37	12.8	—6 .0—33'
	1327 Намака	1 49 .4	+ 7 44	13.4	—2 .3+ 2
	769 Татьяна	2 8 .0	+12 22	12.0	—1 .1— 8
	196 Филомела	2 13 .5	+ 7 1	10.0	+0 .5+ 4
Ноябрь 10.8792	975 Персеверанция	2 44 .5	+16 22	12.6	—4 .9—26
	362 Гафния	2 45 .0	+20 31	10.4	+0 .4+ 2
	378 Гольмия	2 53 .0	+17 52	11.7	—3 .0—12
	σ 223	2 56 .1	+19 1	13.0	
	743 Евгенизис	2 57 .3	+17 11	12.5	+0 .1— 1
	σ 224	2 59 .2	+20 16	13.0	
	σ 228	3 0 .2	+17 5		
	1100 Арника	3 0 .6	+18 48	13.6	—2 .0— 1
	σ 225	3 2 .3	+21 46	12.7	
	642 Клара*	3 2 .7	+25 52	12.8	—1 .8—12
	152 Атала	3 4 .6	+20 8	11.7	—0 .4— 5
	σ 229	3 8 .1	+21 27	13.5	
	175 Андромаха	3 16 .9	+20 33	11.8	—0 .5— 1
	σ 227	3 18 .1	+20 25	13.0	
	95 Аретуса	3 21 .2	+23 0	10.0	+1 .9+ 3
	208 Лакримоза	3 27 .1	+20 53	12.1	+0 .8+ 5
	401 Оттилия	3 32 .1	+21 27	12.4	+0 .6+ 2
	60 Эхо	3 34 .6	+14 42	10.0	—3 .2—12
	640 Брамбилла*	3 35 .4	+19 57	12.8	+1 .2+ 1
	663 Герлинда*	3 37 .1	+19 10	12.2	+0 .5+ 2

Дата 1953 г. У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	О—С
Ноябрь 10.8792	171 Офелия*	3 39 .9	+15°45'	11.8	+1m.7 + 14'
Ноябрь 10.9684	1564 1936 ТВ	3 44 .7	+ 4 37	13.0	+1 .1 + 1
	221 Эос	3 54 .4	+ 3 44	11.6	+0 .2 — 1
	908 Буда	4 5 .7	+ 8 44	12.4	—0 .7 + 1
	1069 Планкия	4 15 .8	+ 1 45	13.2	+0 .9 + 3

Планеты, отмеченные звездочками, расположены на краю пластинки.

Точные положения малых планет

Дата У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Примечание
1948 г. апрель 2.9010	260 Губерта . . .	13 ^h 42 ^m 24 ^s .64	— 5°17' 6"2	На краю
апрель 5.8639	» » . . .	13 40 34 .44	— 5 2 11.7	То же
апрель 5.9922	» » . . .	13 40 30 .23	— 5 1 38.6	» »
1949 г. июнь 18.8846	» » . . .	17 51 39 .07	—14 27 45.6	
1951 г. ноябрь 25.8664	» » . . .	4 34 21 .88	+13 6 30.5	На краю
1950 г. апрель 21.9757	357 Нинина . . .	15 22 31 .17	+ 3 2 10.5	
1949 г. март 23.0122	536 Мерапи . . .	13 36 41 .60	+10 28 22.0	На краю
1949 г. июль 24.8735	643 Шехерезада .	20 24 18 .45	— 4 0 20.4	
1950 г. сентябрь 15.0033	» » .	0 19 22 .65	+21 28 45.3	
1951 г. ноябрь 1.7500	» » .	23 49 55 .27	— 7 43 2.6	
1949 г. август 23.8670	909 Улла	22 11 7 .68	—12 46 52.8	На краю
1949 г. август 26.8844	1266 Тона	23 42 1 .88	+11 33 10.2	
1936 г. август 12.86	» »	20 59 41 .68	—20 52 35.6	На краю
1947 г. сентябрь 20.9833	769 Татьяна . .	1 14 17 .16	+ 1 59 29.0	
1950 г. март 17.8129	635 Вундия . .	10 10 48 .72	+ 4 30 29.4	
1941 г. июль 25.87	» » . .	20 3 43 .54	— 6 5 58.4	
1939 г. февраль 22.90	» » . .	11 8 35 .49 36 .01	—0 25 8.5 16.3	Лучше Хуже

Продолжение

Дата У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Примечание
1938 г. август 21.84	713 Люциния . .	$23^{\text{h}}35^{\text{m}}27^{\text{s}}.04$	$+ 1^{\circ}13' 6''.3$	
1940 г. сентябрь 25.84	1420 Радклиффа .	23 23 3 .09	$+ 2 10 36.5$	
1949 г. сентябрь 30.9801	1547 1929 <i>сз</i> . .	4 28 57 . 9	$+31 11 28$	На краю
1949 г. октябрь 26.7629	» » . .	1 5 4 .30	$+29 56 49.3$	То же
1932 г. декабрь 19.77	» » . .	4 31 29 .92	$+34 15 49.8$	» »
		α_{1900}	δ_{1900}	
1937 г. апрель 9.95	1417 Валинския .	14 39 25 .66	$- 3 37 44.1$	
1936 г. декабрь 13.95	1435 Гарлена . .	5 15 36 .90	$+15 35 13.4$	

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии Наук СССР*

Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор Т. В. Алексеева
Корректор Н. Н. Певцова

РИСО АН СССР № 20-9В, Т-03578. Издат. № 537
Тип. заказ № 374. Подп. к печ. I/IX 1954 г.
Форм. бум. $70 \times 108^{1/16}$. Бум. л. 6. Печ. л. 16,44+15 вкл.
Уч.-изд. л. 14,1+15 вкл. (1,2 уч.-изд. л.). Тираж 1200.

2-я типография Издательства Академии Наук СССР
Москва, Шубинский пер., д. 10

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
23	8 св.	яркости ади	яркости и площади
44	13 сн.	10"	10 ¹¹
57	14 сн.	C_M	C'_M
57	14 сн.	C_D	C'_D
58	7 св.	C_γ	C_D
61	табл. 3	29/X 1953 г. +0.29 +0.28	29/X 1953 г. +0.29 29/X 1953 г. +0.28
89	4 св.	3000	300
111	10 сн.	$\left(1 - \frac{p_1}{4\pi}\right)$	$\left(1 - \frac{p_1}{4}\right)$
164	9 св.	λ_0	$r \lambda_0$
167	10 св.	H	H ₈
168	9 св.	имеет	имеют
182	4 сн.	-1.4	-0.4
183	18 сн.	-3 50	-3 58
183	1 сн.	525	535
184	21 сн.	- .3	-0.3
185	28 сн.	0	11.0
185	27 сн.	493	1493
185	27 сн.	12.	12.9
185	27 сн.	- .7	-1.7