

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ VI



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА · ЛЕНИНГРАД

1954

Ответственный редактор
академик Г. А. Шайн

Заместитель редактора
В. Ф. Газе

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕТЛЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

В работе даны результаты исследования светлых диффузных туманностей, выполняемого в Симеизе с 1949 г. при помощи светосильной камеры 450 мм ($F:1.4$) в комбинации с двумя узкополосными фильтрами с центром пропускания около H_α и вне H_α . Найдено значительное число новых газовых туманностей, а также новых деталей в уже известных туманностях (табл. 1).

Изучение относительного расположения туманностей и звезд приводит к уверенному заключению, что в большинстве случаев между газовыми туманностями и ассоциированными с ними звездами имеет место генетическая, а не случайная и временная связь.

Отмечено наличие немалого числа газовых туманностей, имеющих внешний более или менее замкнутый яркий пояс неправильной формы. Отмечено также наличие очень слабых обширных водородных полей.

Уделено внимание рассмотрению структурных особенностей туманностей (волоконистость, слоистость, темные образования и глобулы), в частности волокна рассмотрены в свете гипотезы торможения.

Исследование вопроса об идентичности различного рода туманностей приводит к выводу, что ассоциированные со звездами O и B0 газовые туманности и ассоциированные со звездами B2, B3, B5 газовой-пылевые или пылевые отражательные туманности, хотя генетически и тесно связаны между собой, не могут быть рассматриваемы как идентичные в настоящее время.

§ 1. Наши знания в отношении межзвездной материи в Галактике крайне ограничены. Отметим, например, следующие проблемы, которые либо мало разработаны, либо вовсе не разработаны:

1) Значения средней и локальной плотности межзвездной материи и общей массы ее в Галактике, несмотря на фундаментальную важность знания этих величин для проблемы динамики Галактики и других проблем астрофизики, известны едва ли даже с точностью до одного порядка.

2) До сих пор остается невыясненным, находится ли газовая, пылевая и метеорная материя раздельно или вместе в одних и тех же туманных образованиях и в пространстве вообще. Невыясненным остается также вопрос о взаимоотношении между диффузными газовыми туманностями

и межзвездным газом в пространстве, ответственным за межзвездные линии поглощения в спектрах более далеких звезд.

3) Не выяснен вопрос об идентичности различного рода туманностей (светлые газовые, светлые пылевые и темные туманности).

4) Кроме немногих данных о движении атомов межзвездного газа Ca II и Na I собственно мало что известно о динамике межзвездной материи.

5) Далеко еще не выяснен вопрос о механизме возбуждения светлых газовых туманностей, так же как и вопрос о генетической или случайной, временной связи светлых диффузных туманностей с находящимися вблизи них звездами класса O и B и др.

6) Еще очень мало разработаны проблемы физического состояния межзвездной материи, ее природы, размера частиц, взаимодействия газовых и твердых частиц и связанная с этими вопросами проблема о роли давления радиации для межзвездной материи.

7) Вопрос об эволюции межзвездной материи вообще и диффузных туманностей в частности.

Перечень проблем межзвездной материи можно было бы еще продолжить, включая даже проблему отношения межзвездной материи к радиоизлучению и космическим лучам.

Значение проблемы межзвездной материи для развития астрофизики и в особенности космогонии сильно увеличилось в последние годы в связи с выявлением новых наблюдательных фактов и выдвижением новых интересных идей.

Из наблюдательных данных следует, что для некоторых звезд имеет место либо стационарное выбрасывание материи, либо выбрасывание в виде взрывов, либо процессы характера грандиозной деятельности протуберанцев и дальнейшая диссипация материи в пространстве — процессы, которые, вероятно, имеют очень серьезное космогоническое значение [1].

Необходимо считаться с возможностью процесса конденсации в условиях межзвездного пространства, процесса образования твердых частиц из газовых, а также вообще взаимодействия газовых и твердых частиц [2].

В последние годы высказаны некоторые интересные соображения в связи с неизбежными встречами в пространстве отдельных облачных образований и вообще в связи с теми следствиями, которые можно ожидать в результате движения одного газового облака в другой движущейся газовой или пылевой среде [3].

Очень возможно, что роль межзвездной материи окажется очень значительной и в только еще намечающейся гипотезе о так называемых протозвездах [4].

Еще далее идут смелые спекуляции о том, что внутри таких протозвезд неизбежно возникают турбулентные движения, вызывающие в свою очередь большие угловые моменты. В результате турбулентных движений внутри таких протозвезд, не вращающихся как твердые тела, угловой момент из внутренних областей передается в наружные слои. В конце концов внешние слои отрываются в пространство в виде диффузной ма-

терии, унося с собой избыток углового момента. Этот процесс, который, возможно, охватывает очень значительное число быстро вращающихся звезд ранних классов, довольно непродолжителен, порядка 10^6 — 10^7 лет [5].

Таким образом возможно, что, с одной стороны, имеет место процесс образования протозвезд и звезд при каком-то участии межзвездной материи, а с другой—многие образующиеся звезды сбрасывают свои внешние оболочки или вообще выбрасывают во внешнее пространство материю, в частности в виде диффузной газовой туманной материи.

Однако независимо от общих теоретических рассуждений, которые в настоящее время в известных случаях не могут не иметь еще спекулятивного характера, приходится считаться с некоторыми установленными при помощи наблюдений фактами, свидетельствующими о чрезвычайно большой роли межзвездной материи для некоторых фундаментальных проблем астрофизики и космогонии.

Необходимо подчеркнуть важность уточнения и расширения весьма еще недостаточных в настоящее время наблюдательных данных, как предпосылки для создания серьезной базы для понимания физической природы межзвездной материи, в частности светлых диффузных туманностей.

Изучение межзвездной материи вообще возможно по трем путям: исследование поглощения облаками темной материи на основании фотометрических и колориметрических наблюдений, исследование движения и структуры межзвездной материи по линиям поглощения межзвездных атомов в спектрах далеких звезд и, наконец, изучение физических условий и структуры этой материи непосредственно по светлым диффузным туманностям и другим подобным образованиям в Галактике. Каждый из трех методов имеет свои выгоды. Но последний метод делается особенно эффективным, наглядным и многообещающим.

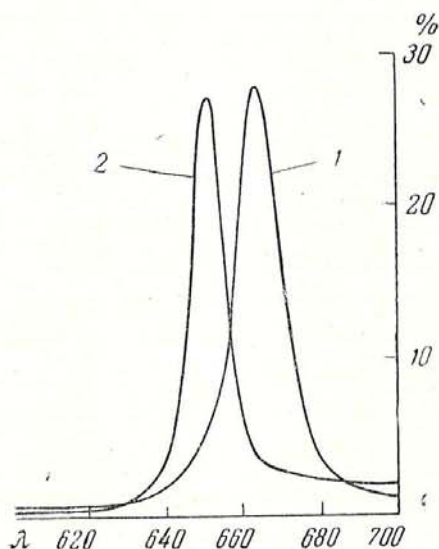
Действительно, в настоящее время открываются некоторые возможности расширить наши сведения в отношении светлых диффузных туманностей благодаря применению, с одной стороны, очень светосильных и вместе с тем достаточно значительных по масштабу камер в комбинации с фильтрами, пропускающими очень узкие участки спектра, а с другой,—благодаря применению небулярных спектрографов. Особенно ценные результаты можно, вероятно, получить при комбинировании того и другого метода.

В Симеизе мы производили фотографирование в 1949 г. при помощи камеры 450 мм ($F: 1.4$) в комбинации с двумя интерференционными фильтрами Baird Associates 7-1851-6 и 7-1433-8, пропускающими два узких соседних участка спектра. В 1950 г. мы перешли на стеклянные фильтры ГОИ, что позволило нам сократить экспозицию в три раза. Кроме того, была установлена на той же монтировке вторая совершенно такая же камера. Таким образом мы имеем возможность производить одновременные снимки той же области неба в двух участках спектра. Области пропускания интерференционных фильтров для параллельного пучка лучей представлены на фиг. 1.

В реальных условиях нашей камеры мы имеем расширение и смещение пропускаемого участка в сторону коротких длин волн. Для фильтров 1 и 2 линия H_{α} находится, соответственно, внутри и вне пропускаемого участка спектра.

Примененный метод имеет следующие преимущества:

а) При очень большой светосиле 1 : 1.4 камера при комбинировании с очень узким фильтром 1 или КС 5 имеет очень большую эффективную проникающую способность для газовых туманностей с монохроматическим излучением H_{α} и относительно малую проникающую способность для звезд, а также для фона ночного неба в этой области спектра. Таким образом, на ослабленном фоне звезд резче выделяется туманность.



Фиг. 1. Кривые пропускания фильтров 1 (7-1851-6) и 2 (7-1433-8)

б) Снимки, полученные с такой камерой при масштабе около 5'.7 в 1 мм, охватывают большую площадь и имеют значительно большую разрешающую способность на небе, чем снимки спектров, полученных при помощи небулярного спектрографа. Это позволяет изучать структуру собственно монохроматических изображений газовых туманностей.

в) Парные снимки для двух упомянутых выше соседних участков спектра позволяют выделить газовую составляющую излучения туманности H_{α} , а также по крайней мере верхний предел для пылевой составляющей. Зная распределение энергии в пропускаемых фильтрами 1 и 2 участках спектра и выражая яркость монохроматического излучения

туманности в единицах яркости звезд в тех же частотах (звезд, для которых можно грубо оценить спектр и абсолютную величину), можно в конце концов выразить яркость водородного излучения H_{α} с квадратной секунды изображения туманности в абсолютных энергетических единицах, в эрг/сек. Отсюда, зная вероятность перехода A_{32} , можно вычислить число водородных атомов в соответствующем состоянии по формуле $E_{32} = N_3 A_{32} h \nu_{32}$.

Недостатком метода является невозможность учета запрещенных линий $[N II]$ 6527, 6548, 6583, возможно достигающих в некоторых туманностях значительной интенсивности, но вероятно не выше 20%.

§ 2. Летом 1949 г. мы начали систематическое исследование светлых диффузных туманностей во всем доступном нам поясе Галактики. Фотографирование производилось на пластинках Eastman Kodak 103 а-Е с экспозицией 3 часа с интерференционными фильтрами и 1 ч. 10 м. с фильтром КС 5.

Уже первые снимки показали, что можно рассчитывать как на получение не известных ранее туманностей, так и на выявление ранее не известных деталей в уже известных туманностях. В настоящей работе мы даем для иллюстрации репродукции некоторые из наблюдаемых нами туманностей, список которых дан в табл. I. В ней даны: текущий номер, номер туманности по NGC или IC, координаты, отнесенные к 1900 г., приближенные размеры и общее описание туманности. Координаты волокон и темных глобул даны в примечаниях.

Некоторое число сфотографированных нами туманностей является новыми; по крайней мере нам не известны опубликованные фотографии таковых. Мы пользовались атласами Млечного Пути Барнарда, Росса и Кальверт, изданиями Ликской обсерватории (томы VIII, XI, XIII) и отдельными photographиями, напечатанными в *Astrophysical Journal*, *Astronomie* и других журналах.

Во многих случаях фотографии в лучах H_{α} выявляют интересные детали в известных уже туманностях, незаметные при обычной фотографии. В обоих этих случаях мы даем в графе 2 табл. 1 собственное обозначение S (Симеиз).

К сожалению, из-за трудности одновременной передачи на репродукции деталей, сильно отличающихся по яркости, некоторые структурные детали, хорошо видные на оригинальных негативах, на репродукциях плохо различимы.

Необходимо подчеркнуть, что наши обозначения туманностей как новых имеют до некоторой степени условный характер. Поясним это на двух примерах.

1) Туманность № 6, S 3 (фиг. 4). В центре мы имеем скопление IC 1805, погруженное в небольшую туманность, размером около $14' \times 7'$. Это старая известная туманность; ее наблюдали также на обсерватории Мак Дональд при помощи небулярного спектрографа. Струве и Элви отмечают сильную эмиссию около $+60^{\circ}504$, т. е. близ центра IC 1805, и на самом краю к востоку, т. е. на расстоянии около $40'$. На этом основании Струве и Элви дали этой туманности обозначение McD. 27. По существу щель их спектрографа вырезает на небе только узкую полосу (высота спектра достигает $1^{\circ}.5$).

Обращаясь теперь к нашей фиг. 4, мы видим, что McD. 27 соответствует, очевидно, центру и очень небольшой части восточного звена большого внешнего контура. Вся же большая внешняя туманность в виде неправильного эллипса размером $90' \times 60'$ со многими интересными деталями и замечательным тонким волокном к северу в виде петли отмечается нами впервые. Поэтому внешнюю туманность называем новой и обозначаем S3. В списке Седерблада [6] мы находим один текущий номер, относящийся в основном к IC 1805.

2) Туманности № 32—33, 34 (фиг. 18). Туманность № 33 нашего списка, с центром $23^h 16^m.3 + 60^{\circ}38'$ есть известная планетарная туманность NGC 7635. Сравнивая нашу фиг. 18 с фотографией обсерватории Маунт Вильсон,

№	NGC или другой	$\alpha(1900)$	$\delta(1900)$	Размер	Описание
1	NGC 281	$h \quad m$ 0 46.8	+56° 5'	29'×19'	Яркая туманность неправильной формы со сложной структурой. Изрезана с запада многочисленными заливами темной материи. В центре HD 5005, 7.7, 06. Согласно Хаббл HD 5005-кратная (4 компонента типа O) и, кроме того, имеются 3 звезды B0 $m = 10.3-11.6$. Непрерывное излучение ничтожно по сравнению с водородным (фиг. 2). Примечание
2	IC 59	0 52.8	+60 22	~12'	Веерообразная туманность к E от γ Casiopeiae (координаты вершины) (фиг. 16)
3	S 1	2 18.0	+61 30	3'×1'	Маленькая яркая деталь на западной границе туманности IC1795, может быть отдельная туманность (фиг. 4)
4	IC 1795	2 18.4	+61 35	13'×4'	Яркая маленькая туманность. Непрерывное излучение слабо по сравнению с водородным (фиг. 4). Примечание
5	S 2	2 18.5	+61 50	16'×7'	Отдельная слабая туманность в виде кольца неравномерной яркости. Повидимому, чисто водородное образование (фиг. 4)
6	S 3	2 25.6	+61 00	60'×90'	Большая туманность вокруг туманного скопления IC 1805, имеющая вид замкнутого контура. Почти все пространство между этим замкнутым контуром и скоплением заполнено более слабо светящейся материей. В центральной части находятся звезды B, возможно B0, HD 15558 7.58, 15570 7.8 и 15629, 8.2; и в южной части — HD 15238, 8.17 B, возможно B0, 15239, 7.97 B, возможно B3. Непрерывное излучение очень слабо по сравнению с водородным (фиг. 4). Примечание
7	S 4	2 34.0	+61 30		Слабая туманность к NE от IC 1805, вытянутая на NE, имеющая вид двух переплетающихся струй материи (фиг. 4)
8	S 5	2 42.2	+59 19	7'×6'	Очень маленькая туманность к SW от IC 1848; повидимому, чисто водородное образование (фиг. 5)
9.	IC 1848	2 45	+59 52	60'×50'	Большая туманность овальной формы, ограниченная более ярким, хотя и не сплошным кольцом. Вблизи ее центра находится HDE 237015 9.0 Oe5 и, несколько к западу, группа звезд: HD 17505 6.87 07, 17520 8.5 B, HDE 237007 9.2 B, 237011 9.4, B и 237012 9.3 B. Непрерывное излучение исчезающе мало по сравнению с водородным (фиг. 5). Примечание

Табл. 1 (продолжение)

№	NGC или другой	$\alpha(1900)$	$\delta(1900)$	Размер	Описание
10	S 6	^h 2 ^m 53	+60°8'	40'×30'	Большая почти сферическая туманность, примыкающая к IC 1848 с востока. Возможно, что обе туманности составляют одно целое. В центре звезда HD 18326 7.86 В, возможно В0. Видимому, туманность чисто водородная. (фиг. 5). Примечание
11	NGC 2175	6 4.0	+20 30	24'×30'	Туманность с сильно выраженным волокнистым или струйным строением. С запада она резко ограничена темной материей, образующей род залива; другие границы расплывчаты. Вся туманность состоит из ряда струй или волокон, направленных с SW на NE. Почти в центре HD 42088 7.40 О6, окруженная ярким, почти замкнутым небольшим кольцом. В туманности находятся также HDE 252325 10.8 В3 и 252535 9.8 В2 (фиг. 7). Примечание
12	NGC 2237, 2238, 2246	6 27.5	+5 0	87'×80'	Яркая диффузная туманность, окружающая скопление NGC 2244 в виде двух волокнистых колец, отстоящих друг от друга приблизительно на 20'. Очень сложная структура. В скопление входят звезды: HD 46056 7.72 О8, 46149 7.47 О8, 46150 6.61 О6, 46223 6.95 О8, 46106 8.01 В0, 46202 7.97 В2, HDE 259012 9.0 В3 и 259135 8.9 В2. Кроме того, в пределах туманности находятся звезды: HD 45911 7.7 В3, 46485 8.1 В2, HDE 258691 10.0 В0, 259440 9.6 В0, 259481 9.6 В3 и 259896 10.4 В3. За пределами внешнего волокнистого кольца разбросаны многочисленные клочки туманной материи (фиг. 6). Примечание
13	NGC 6888	20 8.4	+38 3	12'×13'	Туманность эллиптической формы вокруг звезды HD 192163 7.44 ОW6, в виде сегмента около 200°, состоящего из отдельных сгустков туманной материи. Наиболее яркая NE часть состоит из отдельных довольно длинных волокон, параллельных друг другу. К SW от центральной звезды внутренняя часть NGC 6888 заполнена слабой материей неравномерной яркости. Возможно, что это планетарная туманность со значительным наклоном. Почти целиком водородное образование (фиг. 8). Примечание
14		20 12.0	+38 30		Сложная группа туманных образований к SW от γ Cygni. Область чрезвычайно богата звездами ранних типов; здесь насчитывается 6 звезд О, 6—В0, 17—В2, В3 и 42 звезды В без уточнения подкласса. Отдельные туманности все связаны со звездами О—В0. Фотография в лучах H α выявляет много интересных деталей. Координаты даны условно для центра пластинки (фиг. 8). Примечание

Табл. 1 (продолжение)

№	NGC или другой	$\alpha(1900)$	$\delta(1900)$	Размер	Описание
15	NGC 6992— 6995	^h 20 ^m 53	+31° 5'		Известная волокнистая туманность, повидимому, преимущественно водородное образование (фиг. 3)
16	IC 5070	20 48.0	+43 35	80'×60'	Туманность «Пеликан» очень сложной структуры. В N части имеется значительное яркое сгущение, E часть состоит из полос или струй, направленных с NW на SE, более или менее равномерной яркости. В туманности заключена 57 Cygni 4.5 ВЗ. Туманность вся представляет собой водородное облако (фиг. 9 и 10). Примечание
17	NGC 7000	20 55.0	+44 0	2°×1°.5	Очень яркая туманность «Америка» очень сложной структуры. В NW части наиболее яркого облака находится HD 199579 6.01 O6, вероятно, ответственная за излучение по крайней мере центральной части туманности. Южная часть, так называемый «Панамский перешеек», наиболее богата замечательными деталями. Границы туманности на N неопределенны, и она постепенно сливается с общим фоном звезд. С W, S и E туманность имеет резкие границы, образуемые облаками темной материи. Эти же облака отделяют «Америку» от «Пеликана». NGC 7000 представляет собой пример газово-пылевой туманности, так как непрерывное излучение довольно заметно (фиг. 9 и 10). Примечание
18		21.9.3	+59 35	2°.3×1.5	Слабая туманность в виде замкнутого контура более сильного в E части (поперечник около 1.2). W часть контура примыкает к темной области. Близ центра: HD 202214 5.46 O9s, HDE 239595 8.9 B2 и 239600 8.6 B3. Ближе к самой туманности, но также внутри контура лежит HDE 239618 8.5 B0 и на самой дуге — HDE 239626 9.1 B0. Координаты относятся к центральной звезде (фиг. 11).
19	IC 1396	21 36	+57 0	3°×2°.2	Туманность к S от μ Serphei, сильно изрезанная темной материей, образующей ряд замечательных деталей. В ее пределах лежат HD 206267 5.64 O6n, 205196 7.12 B0s и 206773 6.74 B0nn и 10 звезд B2 — B3. В основном газовая; непрерывное излучение очень слабо (фиг. 12). Примечание
20	S 7	22 2.1	+61 48	>9 кв. град.	Слабое водородное поле вокруг 19 Serphei 5.17 O9 (фиг. 13)

Табл. 1 (окончание)

№	NGC или другой	$\alpha(1900)$	$\delta(1900)$	Размер	Описание
21	S 8	^{h m} 22 8.1	+58°56'	>10 кв. град.	Слабое водородное поле вокруг λ Serphei (5.19 Obne) и ζ Serphei, прерываемое местами темными туманностями, более заметное к S от ζ Serphei (фиг. 14)
22	S 9	22 17.8	+58 18	12'×3'	Слабая туманность к SE от λ Serphei (фиг. 14)
23		22 16	+55 40	14'×24'	Довольно яркая туманность к SE от ϵ Serphei, разделенная темными каналами на 3 части. Внутри нее находится HD 211853 9.0 (O7+OW7). С W ограничена темной туманностью. На S, SE, SW постепенно переходит в слабое туманное поле. Далее, в пределах слабой туманности, окружающей ее, находятся: HD 211564 11.07 Os, HDE 235807 9.2 B0 и HD. 213049 10.95 Oa. До некоторой степени напоминает Трехраздельную туманность. Чисто газовое образование, в непрерывном излучении не видно (фиг. 15). Примечание
24	S 10	22 34.8	+38 32	5 кв. град.	Очень слабое обширное водородное поле вокруг 10 Lacertae 4.91, O9s
25	S 11	22 54.8	+58 6	5'×5'	Туманность около BD + 60°. 2660 (фиг. 17)
26	S 12	23 7	+60	>10 кв. град.	Условный центр слабого водородного поля (фиг. 17)
27	NGC 7538	23 9.4	+61 0		Планетарная туманность NGC 7538 окружена светящейся водородной материей, образующей вокруг нее род спирали. На фиг. 17 передержана
28	S 13	23 10.0	+59 55	50'×30'	Туманность в виде замкнутого контура, более яркого в E части вокруг звезды HD 219640 9.2 Oa, с которой она, вероятно, ассоциирована (фиг. 17)
29	S 14	23 11.5	+59 30	35'×20'	Группа довольно сильных туманных образований, заключающая HDE 240234 9.1 B0 и Berg. Spektr. Durchmust. № 19 + 59° 298, 8.8 B2 (фиг. 17)
30	S 15	23 11.7	+60 38	2'×5'	Очень слабая маленькая туманность к SE от NGC 7538 (фиг. 17)
31	S 16	23 13.7	+60 0	15'×5'	Отдельная слабая туманность, вытянутая с S на N. Недалеко от нее расположена HDE 240256 8.7 B0 (фиг. 17). Примечание
32	S 17	23 16.1	+60 43	3'	Слабая туманность в виде изогнутого волокна к NW от NGC 7635 (фиг. 18)
33	NGC 7635	23 16.3	+60 38	3'×3'	Яркая туманность с центральной звездой BD + 60°. 2522 8.0 B0, классифицируемая также как планетарная. На снимке в лучах H_{α} видны интересные детали (фиг. 18)
33a	S 18	23 16.3	+60 37		Очень тонкая дуга, окружающая с S туманность NGC 7635 почти правильным кольцом (фиг. 18)
34		23 16.4	+60 40	3'×3'	Туманность к N от NGC 7635, ограниченная с N тонким волокном (фиг. 18)
35	S 19	23 16.8	60 40	25'×25'	Диффузная туманность, окружающая детали 32, 33 и 34 (фиг. 17 и 18)

Примечание к таблице

1. В пределах туманности находится несколько темных глобул, наиболее заметная — $0^h 47^m.3 + 56^\circ 7'$.

4. На западной границе IC 1795 из туманности выступает небольшое заметное волокно $2^h 18^m.0 + 61^\circ 34'$; внутри туманности заметны два маленьких темных образования: $2^h 18^m.6 + 61^\circ 33'$ и $2^h 18^m.7 + 61^\circ 29'$.

6. В центральной части, непосредственно окружающей скопление, имеются три тонких волокна длиной от $4'$ до $10'$ около $2^h 26^m + 61^\circ 0'$ и темная глобула $2^h 26^m.0 + 60^\circ 56'$.

Северная граница всей туманности образована замечательным тонким волокном $2^h 26^m.8 + 61^\circ 26'$ длиной более 1° .

9. Волокна: $2^h 47^m.5 + 60^\circ 15'$ длиной около $15'$, имеющее форму дуги больше 120° , $2^h 41^m.0 + 59^\circ 57'$ длиной около $15'$ и $2^h 43^m.0 + 59^\circ 47'$ длиной около $40'$ очень извилистой формы на SW границе туманности и две глобулы: $2^h 47^m.3 + 60^\circ 17'$ и $2^h 47^m.6 + 60^\circ 22'$.

10. Волокна: изогнутое в NW части вдоль темного канала $2^h 49^m.8 + 60^\circ 12'$ длиной около $8'$; $2^h 51^m + 60^\circ 20'$ длиной $30'$, на границе туманности. Два удивительно тонких волокна, около $10'$ каждое, $2^h 53^m.0 + 60^\circ 19'$ и $2^h 53^m.6 + 60^\circ 10'$, может быть, составляющих одно целое, образуют восточную границу туманности.

11. Наиболее заметные волокна:

$6^h 3^m.4 + 20^\circ 30'$ длиной около $3'$ в W части туманности:

$6^h 4^m.2 + 20^\circ 28'$ и $6^h 4^m.3 + 20^\circ 23'$. Два тонких волокна длиной в $15'$, направленных с SW на NE.

12. Туманность включает много волокон и темных образований:

$6^h 25^m.9 + 5^\circ 5'$ длиной около $10'$ в центральной части туманности.

$6^h 26^m.6 + 5^\circ 12'$. Яркое широкое волокно в N части, длиной около $40'$, вытянутое в экваториальном направлении, составляет N границу внутреннего кольца туманности.

$6^h 27^m.2 + 5^\circ 12'$. Очень тонкое извилистое волокно длиной около $15'$, составляющее E границу внутреннего кольца.

$6^h 26^m.9 + 5^\circ 32'$. Тонкое волокно длиной около $25'$, образующее NE границу всей туманности.

$6^h 27^m.7 + 5^\circ 22'$. Короткое яркое волокно длиной около $10'$, возможно, продолжение предыдущего.

$6^h 24^m.4 + 5^\circ 4'$ длиной около $15'$. Яркая волокнистая полоса, составляющая W границу туманности. В S части туманности наблюдаются волокна:

$6^h 25^m.3 + 4^\circ 53'$ длиной около $10'$; $6^h 25^m.6 + 4^\circ 53'$ длиной около $25'$; двойное — $6^h 25^m.6 + 4^\circ 49'$ и $6^h 25^m.6 + 4^\circ 46'$ длиной около $12'$ и $6^h 25^m.6 + 5^\circ 0'$ длиной около $5'$. Два тонких волокна длиной около $20'$ каждое: $6^h 27^m.4 + 4^\circ 55'$ и $6^h 20^m.0 + 4^\circ 58'$, образуют в E части туманности замкнутый контур, к которому примыкает очень сильное волокно на E границе туманности длиной около $20'$ ($6^h 28^m.4 + 4^\circ 56'$), изогнутое дугой почти в 180° .

$6^h 28^m.8 + 5^\circ 10'$. Очень тонкое волокно около $35'$, образующее замкнутый контур вокруг более темной области на E границе туманности.

С N в туманность врзается очень тонкий извилистый темный канал, некоторые ответвления которого имеют вид резких трещин, очень выделяющихся на общем светлом фоне. С ними связаны, повидимому, многочисленные темные глобулы.

$6^h 26^m.6 + 5^\circ 19'$. Очень темная глобула на E конце изогнутой темной дуги; к E от нее две глобулы: $6^h 26^m.3 + 5^\circ 16'$ и $6^h 26^m.8 + 5^\circ 21'$.

$6^h 26^m.3 + 5^\circ 32'$. Отдельная глобула, от которой начинается длинный темный змеевидный канал длиной около $35'$. К западу от его S конца — слабая глобула $6^h 25^m.9 + 5^\circ 17'$.

В западной части туманности очень темная глобула $6^h 25^m.8 + 5^\circ 11'$ и слабая $6^h 26^m.0 + 5^\circ 12'$.

Темный канал здесь приобретает вид трещины в яркой материи длиной около $45'$; с ней связаны глобулы: $6^h 25^m.7 + 5^\circ 6'$, $6^h 25^m.6 + 5^\circ 5'$ и $6^h 25^m.3 + 5^\circ 3'$; $6^h 27^m.2 + 4^\circ 36'$ — очень темная глобула в S части туманности и $6^h 27^m.9 + 4^\circ 49'$ — глобула овальной формы в восточной части.

13. Внутри туманности имеются два очень ярких волокна: $20^h 9^m.2 + 38^\circ 8'$ длиной около $15'$, и $20^h 8^m.2 + 37^\circ 55'$ длиной около $10'$.

14. В этой группе туманностей имеется несколько заметных глобул: $20^h 11^m.2 + 39^\circ 3'$, немного к N от центра области; $20^h 14^m.7 + 39^\circ 27'$ в NE части; очень темная и большая $20^h 10^m.0 + 39^\circ 55'$ в N части и к S от нее — тонкий темный канал, заканчивающийся глобулой $20^h 10^m.2 + 39^\circ 42'$.

В NE части области есть три слабых волокна: $20^h 10^m.5 + 39^\circ 36'$ длиной около $3'$; $20^h 10^m.7 + 39^\circ 37'$ длиной около $6'$ и $20^h 12^m.0 + 39^\circ 34'$ длиной около $11'$.

16. Наиболее яркая часть туманности имеет вид изогнутого волокна, раздвоенного в W части.

В средней части волокно пересекается темной трещиной с глобулой на конце $20^h 47^m.5 + 44^\circ 10'$.

17. В северной части туманности можно отметить два волокна. Слабое, тонкое, длиной около $10'$, $20^h 51^m.3 + 44^\circ 45'$ в NW части и очень яркое в N части $20^h 55^m.3 + 44^\circ 45'$.

В южной — очень яркое длинное волокно, длиной более 1° , $20^h 53^m.7 + 44^\circ 18'$, образующее резкую границу с SE. В центральной части волокно образует глубокий изгиб, оно особенно усиливается в своей S части.

Темная материя образует ряд замечательных деталей. Темный канал в крайней S части „перешейка“. $20^h 54^m.5 + 42^\circ 57'$ с двумя очень темными „заливами“: $20^h 54^m.1 + 43^\circ 12'$ и $20^h 54^m.1 + 43^\circ 5'$.

$20^h 54^m.9 + 43^\circ 21'$. Очень плотное сгущение темной материи в виде двойной дуги, накладывающееся на струистую структуру NW части „перешейка“.

$20^h 55^m.0 + 43^\circ 37'$, $20^h 54^m.7 + 43^\circ 44'$, $20^h 53^m.5 + 43^\circ 42'$. Замкнутые темные петли вдоль северного берега „Мексиканского залива“.

19. В этой области наблюдаются три очень замечательных волокна и много мелких образований темной материи. $21^h 34^m + 57^\circ 5'$ — тонкое змеевидное волокно длиной около $30'$, окружающее петлей в 180° небольшую темную туманность. $21^h 33^m.3 + 57^\circ 5'$ и $21^h 31^m + 57^\circ 7'$ длиной около $15'$, также окаймляющее темную туманность в W части туманности. $21^h 37^m.7 + 57^\circ 48'$ длиной около $8'$ — слабое волокно в N части. $21^h 43^m.8 + 57^\circ 20'$ — очень слабое длиной до $45'$ волокно, образует E границу туманности.

$21^h 35^m.7 + 57^\circ 17'$ — очень темная глобула в вершине темной туманности в форме глубокого залива, $21^h 35^m.7 + 57^\circ 33'$ — маленькая изогнутая темная туманность. Две сильные глобулы: $21^h 34^m.5 + 57^\circ 19'$ и $21^h 36^m.4 + 57^\circ 54'$. Очень маленькая глобула $21^h 36^m.7 + 57^\circ 37'$; $21^h 38^m.4 + 58^\circ 7'$ — темная туманность в форме трезубца к SW от ρ Serphei и очень маленькая темная глобула в N части $21^h 36^m.5 + 58^\circ 9'$. В западной части — две маленькие темные туманности: $21^h 30^m.5 + 57^\circ 37'$ и $21^h 30^m.2 + 57^\circ 33'$. В SE части — $21^h 41^m.2 + 56^\circ 44'$, $21^h 39^m.1 + 56^\circ 15'$ и $21^h 38^m.2 + 56^\circ 9'$.

23. Несколько к SE от центральной звезды — тонкое слегка изогнутое волокно $22^h 15^m.5 + 55^\circ 35'$ длиной около $5'$. В E части — сложная разветвленная темная туманность $22^h 16^m.3 + 55^\circ 38'$ и маленькая тройная глобула $22^h 16^m.1 + 55^\circ 43'$.

31. Слабая глобула $23^h 13^m.4 + 60^\circ 7'$.

мы видим, что на нашей фотографии выступает новая деталь: с юга туманность замыкается очень тонкой слабой дугой, которую мы называли S 18.

Туманность № 34 нашего списка (фиг. 17) с центром около $23^h 16^m.4 + 60^\circ 40'$, хотя и не дается в списках планетарных или диффузных туманностей, но она хорошо видна на фотографии Маунт Вильсон, и мы не называем ее новой. Туманность № 32 S 17 (фиг. 17) отлично видна у нас, но совсем не видна на фотографии Маунт Вильсон, и мы вправе назвать ее новой.

Необходимо отметить также, что эти три в общем изолированные туманности находятся на фоне более слабой довольно обширной диффузной туманности (35) размером $25' \times 25'$ с центром около $23^h 16^m.8 + 60^\circ 40'$. Эта большая диффузная туманность отмечена у нас как отдельная туманность S 19. Возможно, что все эти туманности, NGC 7635, № 32 и 34, как-то связаны между собой. При очень большой экспозиции или при перепечатании эти три туманности обнаруживают тенденцию к слиянию, возможно, благодаря диффузной туманности 35 (фиг. 17).

§ 3. В настоящей статье мы даем для иллюстрации некоторые предварительные результаты.

Хотя наше исследование охватывает только часть видимого пояса Галактики, но благодаря возможности получить более богатый, чем прежде, материал как в отношении выявления новых туманностей, так и в отношении новых структурных особенностей уже известных туманностей, мы имеем материал, который может служить основанием для вывода некоторых заключений.

Сначала мы попытаемся применить полученные нами наблюдения для выяснения вопроса о том, являются ли туманности и облучающие их звезды тесно связанными генетически или эта связь случайная, временная, обязанная тому, что в данной точке пространства около данной концентрации межзвездной материи случайно оказалась звезда высокой температуры и высокой светимости. Этот вопрос в настоящее время нельзя считать полностью разрешенным.

Для выяснения этого кардинального вопроса важно знать, как расположены на небе туманность и звезда относительно друг друга. Например, из факта центрального расположения звезды в планетарной туманности безусловно следует, что звезда и туманность тесно генетически связаны. С другой стороны, если какая-нибудь концентрация межзвездной материи освещается случайно находящейся поблизости звездой, то очевидно звезда может занимать любое положение относительно туманности: находиться и в центре, и на краю, а также и вне туманности.

С точки зрения характеристики относительного расположения туманности и звезды, а также характеристики структурных особенностей туманностей (но отнюдь не для классификации) можно для удобства описания разбить наблюденные туманности на следующие группы:

1. Туманность NGC 6888 по виду почти планетарная туманность (фиг. 8). Генетическая связь с ассоциируемой звездой типа W-R близ центра несомненна. Это одно из двух известных исключений, когда

ассоциируемая звезда принадлежит к классу W-R. Возможно, NGC 6888 следует вообще отнести к планетарным.

2. Туманности: S3 вокруг скопления IC 1805 (фиг. 4), IC 1848 (фиг. 5), NGC 2237—2238—2246 (фиг. 6), кольцо в Цефее (№ 18 в табл. 1 и фиг. 11) и S13—S14 (фиг. 17) представляют собой группу из пяти довольно больших туманностей.

Эти туманности могут иногда напоминать в отдаленной степени гигантские планетарные туманности, подвергшиеся очень значительным изменениям, или туманные образования, наблюдавшиеся вокруг некоторых новых звезд. Нередко наблюдается сильно искаженное внешнее кольцо или другая в большей или меньшей степени замкнутая фигура. Иногда помимо кольца выявляются остатки другого туманного образования (фиг. 6). Большая или меньшая замкнутость внешней туманности, внутри которой, а часто и очень близко к центру, находятся одна или несколько звезд класса O — B0, является серьезным доказательством в пользу того, что здесь имеет место генетическая связь. Из пяти приведенных здесь туманностей две являются новыми.

3. Туманности, подобные NGC 281 (фиг. 2), представляют собой небольшого размера изолированные, довольно яркие компактные туманности со звездой класса O в центре или недалеко от центра. Возможно, что к этой группе можно отнести и довольно сильную туманность к юго-востоку от ϵ Cephei, в известной степени схожую с Трехраздельной туманностью в Sagittarii (фиг. 15). Туманность NGC 281 напоминает своим внешним видом и размерами туманность Ориона NGC 1976 (если их редуцировать к одинаковому расстоянию). В общем внутри туманности, хотя и не в центре, отмечается некоторое сгущение. Генетическая связь туманности и звезд типа O близ центра несомненна.

4. Очень большая довольно яркая туманность IC 1396 к югу от μ Cephei, размером около 7 кв. град., богатая вкрапленными плотными темными туманностями (фиг. 12). В центре или почти в центре довольно яркая звезда HD 206267 O6n, $m = 5.64$. Одно из более ярких сгущений имеет в центре HD 206773, B0pne, $m = 6.74$. На западном краю туманности около очень интересной детали находится HD 205196, B0s, $m = 7.12$. Связь туманности с HD 206267 (O6n) и HD 206773 B0, вероятно, генетическая.

5. Уникальная большая яркая хорошо известная туманность NGC 7000 «Америка» (фиг. 9 и 10). Далеко к NW от центра наиболее яркой северной половины туманности (но также далеко от края всей туманности) находится довольно яркая звезда HD 199579, O6, $m = 6.0$. Других звезд O — B0 в пределах туманности нет. Обычно туманность «Америка» ассоциируют с α Cygni (SA2), находящейся на расстоянии $2^\circ 5'$ к NW от центра туманности. По крайней мере, яркую северную часть предпочтительнее связывать с HD 199579. Это представляется тем более вероятным, что спектр туманности указывает на очень высокую степень возбуждения, несовместимую со спектром класса SA2.

К западу от «Америки» находится туманность IC 5070 «Пеликан». В пределах ее имеется только звезда В3 HD 199081, а к северо-западу, на расстоянии $1^{\circ}5$, α Cygni. Вопрос о генетической связи «Америки» и «Пеликана» со звездами не ясен (кроме наиболее яркой северо-западной части, вероятно генетически связанной с HD 199579).

6. Две известные волокнистые туманности NGC 6960 и 6992—95 (фиг. 3). К ним же следует отнести слабую волокнистую туманность между ними ($\alpha = 20^h44^m$, $\delta = +31^{\circ}.6$). Все эти три туманности, вероятно, генетически связаны между собой. Нельзя указать ни одной звезды О или В внутри этих туманностей или вне их.

Как видно из фиг. 3, туманность NGC 6992—6995 является газовой по крайней мере на 90%. Сама по себе удивительная структура этих довольно ярких туманностей не говорит в пользу того, что эта концентрация межзвездной материи освещается случайно находящейся здесь звездой. Мы не имеем здесь непосредственных указаний на генетическую связь с какими-нибудь звездами, но, несомненно, гипотеза освещения случайными звездами совершенно неприемлема в данном случае.

7. Известные уникальные туманности IC 59 и 63 в виде двух отдельных очень схожих вееров, вершины которых точно направлены к γ Cassiopeiae (фиг. 16). Этот случай мог бы быть истолкован формально в пользу гипотезы о случайной связи. Однако удивительные фигуры обеих туманностей заставляют думать все же не о случайной связи. Вопрос о характере связи звезды и туманности остается открытым. Необходимо отметить, что второе веерообразное туманное образование на наших снимках почти пропало. Это изменение, вероятно, реально. Очень возможно, что этот новый случай кометообразной туманности переменной яркости связан с очень большими изменениями в спектре γ Cassiopeiae, которые имели место в недавние годы.

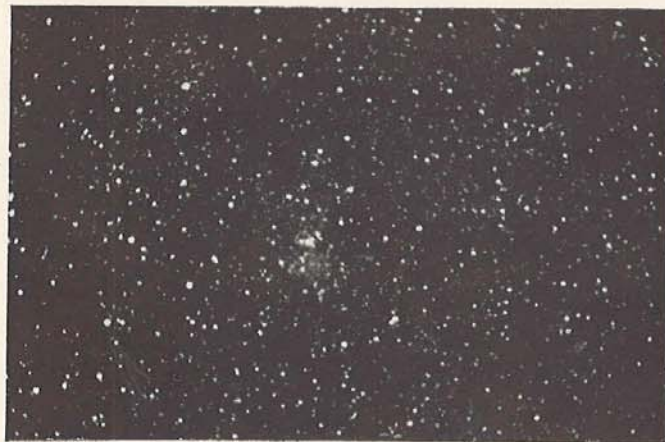
8. Три области с центрами около трех ярких звезд типа О: 19 Cephei (O9, $m = 5.47$), λ Cephei (Обне, $m = 5.19$) и 10 Lacertae (O9s, $m = 4.91$) (фиг. 13 и 14) совсем не выявляют каких-либо отдельных изолированных туманностей. На всех трех площадках мы имеем весьма слабое обширное туманное поле, большей частью более или менее равномерной яркости. Каждое поле занимает по крайней мере 10 кв. град. Трудно сказать, насколько это очень слабое свечение действительно обязано трем указанным звездам типа О. Подобные обширные водородные поля обнаружены также около $23^h7^m + 60^{\circ}$ и к S от туманности 23 (табл. 1). Формально можно говорить в пользу гипотезы о случайной связи.

Во всяком случае в согласии с гипотезой Штремгрена [7] межзвездный водород и должен дать обширные поля равномерной яркости вокруг звезд типа О и ранних подклассов В. Эти очень слабые поля более или менее равномерной яркости заслуживают большого внимания. Они достигают на наших снимках 10 кв. град. (вероятно, они много больше, может быть порядка десятков кв. градусов). Это, несомненно, характерная особенность межзвездной материи. Эти поля не легко ассоциировать с какими-



Фиг. 2. Фильтр 1 ($H\alpha$)

Туманность NGC 281



Фильтр 2



Фиг. 3. Фильтр 1 ($H\alpha$)

Туманность NGC 6992-6995



Фильтр 2



Фиг. 4. Фильтр KC5 ($H\alpha$)

В центре IC 1805 с окружающей ее туманностью S3; на NE от нее слабая вытянутая туманность S4. В правом верхнем углу IC 1795 и к N от нее кольцеобразная туманность S2.

Репродукции сделаны с одного и того же негатива с различной экспозицией для выявления структуры деталей разной плотности



Фиг. 5. Фильтр 1 ($H\alpha$)

IC 1848 и сферическая туманность S6. К SW от IC 1848 слабая туманность S5.



Фиг. 6. NGC 2237—2238—2246. Филтър 1 ($H\alpha$)



Фиг. 7. NGC 2175. Филтър 1 ($H\alpha$)



Фиг. 8. Филъгр 1 ($H\alpha$)

Область к SW от γ Cygni; внизу NGC 6888

Филъгр 2



Фиг. 9. Фильтр 1 (H α)



Фильтр 2

Туманности NGC 7000 и IC 5070



Фиг. 11. Фильтр КС5(H α). Туманный контур в Цефее

От авторов статьи: фиг. 10 не помещена вследствие обнаружения дефекта в негативе



Фиг. 12. Фильтр 1 (H α)

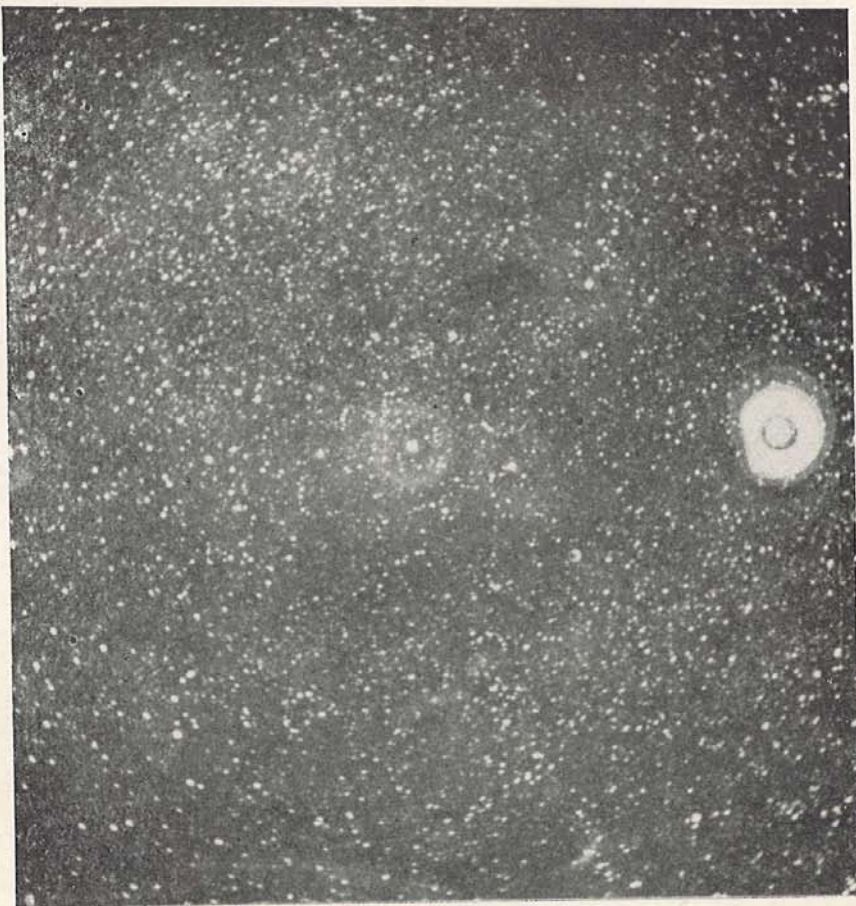


Фильтр 2

Туманность IC 1396 k S or μ Serphei



Фиг. 13. Слабое водородное поле вокруг 19 Серпеи
(в центре) S7. Фильтр 1 ($H\alpha$)



Фиг. 14. Слабое водородное поле вокруг λ Серпеи
(в центре) и ζ Серпеи (внизу) — S8. У левого края фотографии
слабая туманность S9. Фильтр 1 ($H\alpha$).



Фиг. 15. Фильтр 1 ($H\alpha$)

Туманность к SE от ϵ Serphei



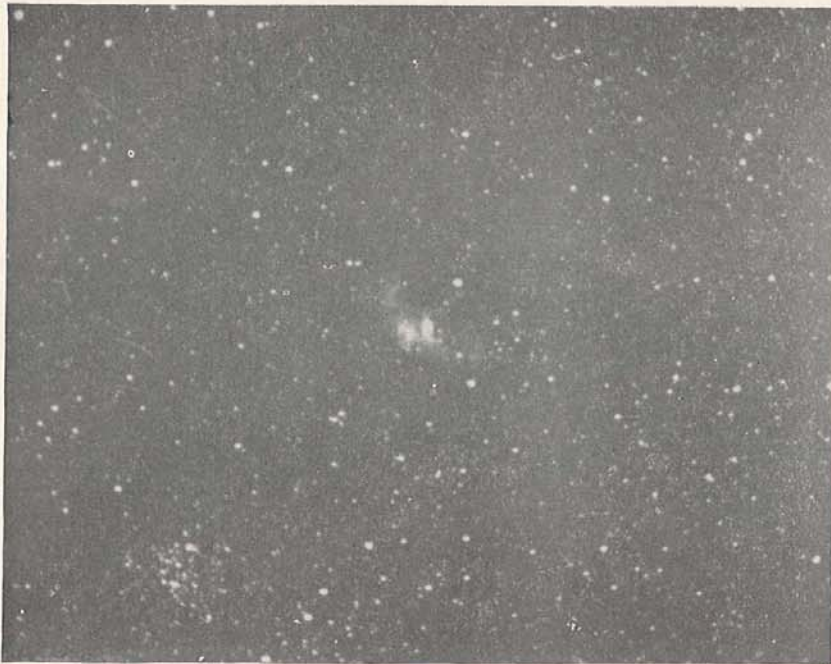
Фильтр 2



Фиг. 16. IC 59 и 63—веерообразные туманности
около γ Cassiopeiae. Фильтр KС5 ($H\alpha$)



Фиг. 17. Группа туманных образований S13, S14, S15 и S16.
В левом верхнем углу NGC 7635, в середине наверху NGC 7538.
В правом нижнем углу S11 (увеличение 3 раза). Фильтр KC5 (H α)



Фиг. 18. NGC 7635; к S от нее тонкое туманное
кольцо S18, и к NW — слабая волокнистая ту-
манность S17. Видна также диффузная туманность,
оказывающая все эти образования.
(Увеличение 6 раз). Фильтр 1 (H α).

либо звездами. Поля настолько слабы, что выделяются с трудом. Однако не приходится сомневаться в реальности этого особого рода туманностей. Хотя мы называем здесь эти поля водородными, но по причине крайней слабости не можем еще сказать, какая доля приходится здесь на монохроматическое свечение H_{α} и какая — на непрерывное свечение.

Однако следует заметить, что подобного рода очень слабое туманное свечение наблюдается, повидимому, во многих участках неба и независимо от присутствия более или менее ярких звезд О и В. Поэтому и в этом случае доказательство в пользу гипотезы о случайной связи не столь убедительно. Можно высказать подозрение, что обширные водородные поля более или менее совпадают со звездными облаками в Млечном Пути.

Базируясь на вышеизложенном материале, можно прийти к уверенному заключению, что в большинстве случаев между светлыми диффузными туманностями и освещающими их звездами имеет место генетическая, а не случайная по местоположению связь. В относительно небольшом числе случаев наблюдаемую картину можно истолковать — и то лишь как альтернативу — в пользу гипотезы о случайной связи (в особенности это относится к наблюдаемым обширным туманным полям).

Наш вывод о генетической связи между туманностями и облучающими их звездами еще не означает, что эти туманности представляют собой только материю, выброшенную звездами. Связь здесь, вероятно, более сложная и глубокая. Последнее следует из того, что, по крайней мере в некоторых случаях, масса газовой материи в этих туманностях, поскольку это возможно оценить, вероятно превышает во много раз массу ассоциированных с ними звезд О и В0, достигая иногда больших значений (порядка 10^4 солнечных масс). К этому мы вернемся в нашей следующей статье.

Для характеристики связи между туманностями и освещающими их звездами может быть интересно добавить, что наблюдаемые нами туманности приходятся на участки неба, занимаемые группами звезд В согласно табл. 15 и чертежу на стр. 65 работы Паннекука [8]:

№ таблицы 1	№ группы Паннекука
1, 2	8
3—8, 9—10	11
11	14
12	16
13—14	5
15	—
16, 17	4?
18, 19, 20, 21—22, 23	7
24	6
25—35	8

Тенденция В и О звезд к концентрации в определенных участках неба уже давно известна. Такая тенденция к концентрации, как это видно из

чертежа стр. 65 работы Пашекука, делается еще более заметной при переходе к пространственным координатам. То, что все туманности нашего списка совпадают с этими группами, вероятно, нельзя считать случайностью. Исключением являются только туманности NGC 6995 и «Америка» (15 и 16—17). Однако и в этой области имеется широко разбросанная группа звезд В (по Пашекуку № 4), куда можно отнести «Америку». Таким образом, можно заподозрить, что исследованные нами туманности находятся в тех же областях пространства, где и концентрации звезд В. Эти туманности также часто приходятся на участки неба, занимаемые звездными ассоциациями Амбарцумяна [13]. Этот предварительный результат заслуживает внимания.

Известное подтверждение гипотезы о генетической связи между туманностями и ассоциированными с ними звездами можно усмотреть в некоторых структурных особенностях туманностей, в частности в волокнах, которые часто наблюдаются на краю туманностей. Нередко на краю наблюдаются не строго волокна, а заметное усиление яркости в виде полосы большей или меньшей ширины. Это усиление яркости на известном протяжении может быть обязано либо увеличению плотности материи, либо особым условиям возбуждения. Вероятно, последнее играет роль, но также мало сомнения и в том, что мы имеем здесь дело с реальным сгущением материи.

Взаимное расположение звезд и туманностей относительно друг друга по крайней мере для значительного числа туманностей заставляет подозревать, что эта материя некогда была выброшена звездами однажды или несколько раз, или что эта материя пришла в движение, распространяясь из некоторой области пространства в связи с каким-то неизвестным процессом. Не обязательно, чтобы с самого начала имела место симметрия. Такое представление в настоящее время не необычно.

Изменение скорости и диссипация материи под влиянием разных причин, главным образом торможения, как результат встреч и столкновения одних газовых масс с другими, вероятно, не будет одинаковым для разных частей этого слоя или кольца. В результате, спустя длительное время, мы можем получить тот неправильный туманный контур, который выявляется или намечается для ряда наших туманностей (например, на фиг. 4).

Иногда остается впечатление, что это образование представляет собой остаток какой-то оболочки, разбившейся на отдельные части и диссипировавшей в пространстве. Во всяком случае такие образования нельзя считать результатом случайного распределения межзвездной материи.

§ 4. В образовании различных структурных особенностей значительную роль, вероятно, играют встречи или столкновения расширяющейся туманности с разного рода концентрациями межзвездной материи. В разных направлениях эффект, очевидно, будет весьма различен. С другой стороны, возможны также случаи, когда один слой выброшенной материи нагоняет другой, ранее выброшенный.

Наконец, система звезда — туманность в целом вследствие своей peculiarной скорости, не очень редко сравнительно с возрастом звезд 10^9 лет, будет иметь встречи с другими туманностями. Оорт подчеркивает этот случай для объяснения волокон, которые наблюдаются на краю светлых и темных туманностей [3]. Но отмеченные выше два случая также играют, вероятно, важную роль. Это видно из того, что волокна встречаются не только на краю, но и внутри туманности. Кроме того, в некоторых туманностях волокна или сгущения наблюдаются на краю в противоположных частях туманности или даже по всей границе.

Во всех случаях в результате торможения как следствия встреч и столкновений мы будем иметь сгущения материи в виде волокон или вообще в виде тех более интенсивных частей туманности, которые наблюдаются на краю.

Элементарная теория движения газового облака в другой движущейся газовой среде недавно была дана Крамерсом и Бургером [9]. Приложение этой теории к интересующему нас случаю, вследствие отсутствия надежных исходных данных, может представлять интерес лишь для выяснения качественной стороны явления. Почти совершенно очевидно, что для пограничного слоя двух движущихся сред образуется более сжатый слой с более медленным движением и более высокой температурой.

В свете этой теории волокна или уплотнения материи на краю (а часто почти по всей границе) в значительном числе туманностей могут быть объяснены как результат того, что движущаяся или расширяющаяся туманность на своем пути испытывает торможение при встрече с другой межзвездной материей.

Лишь крайне редко можно найти такие отдельные волокна или звенья более или менее замкнутого контура, которые хотя бы приблизительно были направлены к звезде, принимаемой за источник свечения туманности. Поэтому интерпретация волокон или подобных сгущений материи в рамках гипотезы торможения в общем находится в гармонии с гипотезой о генетической связи туманностей с ассоциируемыми с ними звездами.

Если действительно в некоторых частях туманности наряду с рекомбинационным свечением, обязанным радиации, идущей от возбуждающей звезды, имеет место также свечение, обязанное неупругим столкновениям, то это может быть до некоторой степени проверено спектроскопическим путем. С одной стороны, проверкой механизма возбуждения может служить значение бальмерова декремента. Как известно, в случае механизма возбуждения, обязанного неупругим столкновениям, бальмеров декремент будет гораздо круче, чем для случая рекомбинационного свечения. Далее, в зависимости от различия физических условий и механизма возбуждения в разных туманностях, а также в разных частях одной и той же туманности, относительные интенсивности линий [O III], [O II] и других запрещенных линий и линий водорода и гелия будут сильно меняться.

Относительные интенсивности этих линий, вероятно, весьма отличаются в собственно газовых диффузных туманностях от тех, которые имеют место

в упомянутых ранее очень слабых, но очень обширных водородных полях. Таким образом, изучение балмерового декремента и относительных интенсивностей различного рода линий должно пролить некоторый свет на процессы, господствующие в диффузных туманностях, в частности в тех местах, где можно подозревать торможение вследствие встречи различных газовых сред или газовой и пылевой среды.

В связи с последним можно на основании сравнения наших снимков, полученных с фильтрами 1 и 2, высказать предположение, что волокна или более интенсивные края туманностей относительно более интенсивны в лучах H_{α} . То же, как будто, следует из сравнения наших снимков в H_{α} со снимками тех же туманностей в Атласах Барнарда и Росса — Кальверт, полученных в обычной фотографической области. Такую картину можно ожидать, если балмерово декремент действительно очень крутой как результат упомянутого выше механизма возбуждения.

Вышеприведенное объяснение волокон или вообще усиления яркости на краю как результат торможения представляется в значительной степени вероятным. Вообще трудно отказаться от мысли, что мы имеем здесь дело с гидродинамическим феноменом грандиозного масштаба.

Что касается уникальных туманностей чисто волокнистой структуры, NGC 6960 и NGC 6992—6995, то их внешний вид в еще большей степени заставляет подозревать наличие процессов гидродинамического характера. Судя по нашим снимкам, замечательное образование NGC 6992—6995 является в основном газовым. Однако в туманностях NGC 6960 и NGC 6992—6995 торможение, может быть, уже не является доминирующим фактором, определяющим структуру. По существу вся туманность состоит из большого числа отдельных волокон, простирающихся не менее чем на 10 парсек, при удивительном сохранении мало отличающегося друг от друга направления. Может быть, мы имеем здесь результат более или менее длительного процесса сбрасывания звездой отдельных масс в одном направлении. Замечательную структуру этих туманностей по существу объяснить пока невозможно.

Подчеркивая выше роль торможения для расширяющейся туманности, мы не можем отрицать возможности влияния других факторов, в частности турбулентности. В этом отношении наблюдательных данных практически не имеется, но известно, что различные части известной газовой туманности в Орионе выявляют в лучевых скоростях небольшие, но реальные отклонения. В пользу этого говорят также структурные особенности некоторых туманностей.

§ 5. Небезынтересно отметить основные структурные особенности туманностей. Если исключить упомянутое выше слабое свечение в виде обширных полей, то для светлых диффузных туманностей в собственном смысле этого слова можно отметить, несмотря на крайнее разнообразие, некоторые характерные общие структурные особенности. Несомненно, что структура туманностей часто обязана темной материи, проектирующейся на яркую туманность или, может быть, даже действительно вкращ-

ленной в нее. Во многих случаях одна из границ светлых диффузных туманностей определяется наложением проектирующейся темной туманности либо непосредственным соседством последней. Однако в основном структура туманностей, несомненно, представляет собой реальное явление.

Не касаясь здесь сложного вопроса о влиянии темных туманностей, мы отметим некоторые часто встречающиеся особенности светлых туманностей, имеющие, повидимому, глубокий физический смысл. Из этих особенностей наиболее примечательными являются упомянутые выше волокна, уже давно обратившие на себя внимание. Форма волокна может быть самая разнообразная: прямолинейная, криволинейная, в виде петли и т. д. Интенсивность волокна также очень разнообразна. Классическим примером туманностей, где волокнистая структура проявляется самым замечательным образом, являются упомянутые ранее туманности NGC 6960 и NGC 6992—6995. Нередко волокно выявляется на одном краю диффузной туманности: примером могут служить известные туманности в Орионе IC 434 или «Америка» (фиг. 9). Волокна — гораздо более частое явление, чем это принято думать. Почти во всех полученных нами туманностях встречаются волокна. Последние часто очень малы и слабы, но они реальны. Даже в мало известных или совсем неизвестных туманностях можно встретить удивительные волокна. Как пример замечательного волокна отметим очень тонкое, хотя и слабое, но длинное волокно (около $1^\circ.2$), делающее петлю около звезды BD + $61^\circ 430$ на северной границе нашей новой внешней туманности S3 вокруг IC 1805 (фиг. 4).

В качестве другого интересного примера можно привести волокно в туманности IC 1396 (на фиг. 12 видно, как в северо-западной части туманности это волокно обрамляет границы маленькой очень темной туманности эллиптической формы).

Выше, при описании отдельных туманностей (табл. 1), отмечены все наиболее заметные волокна. Число их достигает 44. Волокна, как уже давно отмечалось, встречаются нередко на границе светлых и темных туманностей. В этом случае эффект контраста на такой границе может дать впечатление волокна. Однако большей частью мы имеем здесь реальное усиление яркости. Волокна встречаются как на краю, так и внутри туманности.

Заслуживает внимания, что волокна в некоторых туманностях имеют предпочтительное направление; например, оно хорошо выражено в NGC 6960 и NGC 6992—6995. Для первой туманности 20 наиболее заметных волокон дают позиционный угол $348^\circ \pm 4^\circ$, а для второй туманности, если исключить южную часть, из 36 более заметных волокон 32 дают угол около $307^\circ \pm 3^\circ$. Так как для каждого волокна всегда можно выбрать два равноправных направления, то необходимо здесь указать, что всегда более южный конец произвольно выбирался как исходная точка для обычного отсчета позиционного угла. Небезынтересно отметить, что средняя и более северо-западная части туманности NGC 6992—6995 дают заметное различие в позиционном угле: $315^\circ \pm 5^\circ$ для волокон в средней части и

$303^{\circ} \pm 3^{\circ}$ для волокон в северо-западной части. Направление волокон как для NGC 6960, так и для NGC 6992—6995 составляет углы 36° и 353° , соответственно по отношению к галактическому экватору в этой части неба. Хотя позиционные углы $348^{\circ} \pm 4^{\circ}$ для NGC 6960 и $307^{\circ} \pm 3^{\circ}$ для NGC 6992—6995 заметно различаются, но сходство в общей структуре, не очень отличная яркость, близость их на небе и известное сходство в общей фигуре говорят в пользу генетической связи между NGC 6960 и NGC 6992—6995. Можно думать, что и туманность между 6960 и 6995, хотя несравнимо более слабая, также связана с этими двумя замечательными туманностями. В пользу этого говорит резко выраженная волокнистая структура этой туманности, в значительной степени такого же характера, что и для туманностей NGC 6960 и NGC 6992—6995.

Характерной особенностью подавляющего числа туманностей является большая или меньшая степень неравномерности в распределении яркости внутри туманности. Туманностей с равномерным распределением яркости, вероятно, не встречается, если не считать упомянутых ранее слабых обширных водородных полей. Как бы значительно ни было влияние темной материи, неравномерность в распределении яркости является в значительной степени реальной характеристикой туманностей, связанной с их структурой. Уже одно то, что темные детали иногда занимают центральную область (например, NGC 2175 и NGC 2237, фиг. 7 и 6), показывает, что эти детали присущи самой туманности. Иногда можно отметить некоторую закономерность в распределении яркости, связанную со слоистостью структуры туманности. Часто такая слоистость делается более заметной ближе к краям туманности, которые иногда выглядят как бы рваными. Это можно отметить, например, в NGC 2175 (фиг. 7) и в большой туманности в Орионе. Иногда неравномерность в распределении яркости имеет характер пятнистости.

В связи с вопросом о неравномерном распределении яркости необходимо упомянуть, что некоторые авторы давно отмечали наличие на фоне ярких туманностей маленьких черных отверстий. Недавно Бок и Рейлли [10] обратили внимание на существование маленьких плотных темных туманностей размером от $5''$ до $10'$. Такие туманности, которые ими названы глобулами, они отметили в Мессье 8, в звездных облаках Ophiuchi, Sagittarii и др. Очевидно такие маленькие туманности легко пропустить на обычных фотографиях неба, если масштаб на пластинке мал. С другой стороны, на фоне ярких туманностей такие очень маленькие темные туманности должны выявляться очень хорошо. Действительно, характерной особенностью туманностей является довольно частое наличие очень маленьких темных туманностей. Реже это действительно глобулы (фиг. 12 в IC 1396 и фиг. 6 NGC 2237—38—46), если под этим термином подразумевать не только сферическую, но и эллиптическую или иную фигуру.

Чаще встречаются маленькие неправильные, иногда клочкообразные, темные туманности, очень напоминающие по виду флоккулы на Солнце. Значительное число таких образований можно найти на наших фотогра-

фиях. В табл. 1, при описании индивидуальных туманностей, мы отметили наиболее заметные подобные темные образования, а также глобулы.

Мы оставляем открытым вопрос, являются ли глобулы и темные образования проекциями, повидимому, плотных конденсаций темной материи, или они действительно вкраплены в самую светлую туманность, являясь частью ее структуры. Первое более вероятно, но и второе далеко не исключено.

Мы не имеем здесь цели останавливаться на структуре туманностей, но, несомненно, все эти детали, неравномерность яркости, слоистость, волокна, а также очень маленькие темные туманности, глобулы и более значительные темные образования, повидимому, тесно связаны с физическим состоянием туманностей, с их динамикой и, возможно, с их происхождением и дальнейшей эволюцией.

Выше, в § 4, была сделана попытка интерпретировать одну из этих деталей (волокна) в рамках гипотезы торможения в результате встречи или столкновения отдельных газовых масс. Следует думать, что вообще в этой области открываются известные возможности для исследования диффузных туманностей в аспекте различных гидродинамических процессов.

§ 6. Полученный материал был рассмотрен нами также в свете проблемы идентичности светлых газовых и светлых пылевых туманностей. Этот важный вопрос до сих пор остается не решенным. С точки зрения исследования той роли, которую играют туманности в Галактике, весьма важно выяснить, насколько различного рода туманности (темные туманности, светлые туманности с эмиссионным спектром, светлые туманности с непрерывным спектром) идентичны между собой, с одной стороны, а с другой, — насколько идентичны эти туманности с теми облачными межзвездными образованиями, которые ответственны за появление в спектрах более далеких звезд межзвездных линий поглощения. Оорт и другие считают, что темные и светлые туманности и облака межзвездного газа являются по существу идентичными образованиями [3].

Вообще можно привести некоторые аргументы в пользу того, что в темных туманностях, состоящих из твердых частиц, включены также газовые частицы.

Если ограничиться рассмотрением только светлых туманностей, спектр которых характеризуется либо яркими эмиссионными линиями, либо является непрерывным, то даже в этом случае интерпретация наблюдательных данных с точки зрения идентичности этих двух столь родственных, казалось бы, типов туманностей наталкивается на трудности. Вообще принято думать, что свечение туманностей с эмиссионным спектром обязано переизлучению далекой ультрафиолетовой радиации за границей лаймановской серии звезд класса O, B0 (и отчасти B1), находящихся внутри данной туманности или вблизи ее. В случае же звезд более поздних подклассов (B2, B3...) имеет место просто диффузное отражение радиации звезд твердыми частицами туманности.

Будем исходить из гипотезы об идентичности туманностей, дающих эмиссионный и непрерывный спектр (обычно молчаливо это и принимается).

Если туманности, дающие непрерывный спектр, содержат и твердые частицы и газ, то отсутствие эмиссионных линий, возможно, не трудно объяснить как результат недостаточной интенсивности далекой ультрафиолетовой радиации. При освещении же подобных туманностей звездами O и B0, при сильном увеличении интенсивности далекой ультрафиолетовой радиации, появление эмиссионного спектра представляется естественным. Однако появление этого последнего спектра идет за счет только излучения звезды за границей лаймановской серии. Вместе с тем нет основания, чтобы не выявился также непрерывный спектр, обязанный просто отражению близкой фиолетовой радиации звезд O и B0. При рассматриваемых условиях различие в близкой фиолетовой радиации в пределах 3900—5000 Å между B0 и B2 мало, и отсутствие непрерывного спектра для туманности, ассоциированной со звездой E0, делается непонятным, если в отношении наличия твердых частиц туманности, ассоциированные со звездами B0 и B2, действительно являются по природе идентичными. В этом случае можно понять отсутствие эмиссионного спектра для туманности, ассоциированной со звездой B2, но нельзя легко понять отсутствие непрерывного спектра в туманностях, ассоциированных со звездой B0. На это обстоятельство не было обращено достаточного внимания.

Можно привести и другие аргументы в пользу того, что в туманностях с эмиссионными линиями мало или нет твердых частиц, способных отражать свет. Действительно, в редких случаях наряду со звездами классов O — B0 здесь имеются также звезды B2, B3... Ниже перечислены туманности нашего списка, в которых встречаются и звезды O—B0 и звезды B2—B4.

	Δm	n^*	№ табл. 1	Туманность
1	—2.6	3	11	NGC 2175
2	—1.8	4	14	Область к SW от γ Cygni
3	—4.0	3	14	То же
4	—3.2	5	9	IC 1848
5	—2.2	12	19	IC 1396 к S от μ Cephei
6	—2.2	7	28, 29	Область к SW от NGC 7635

Среднее -2.5 ± 0.3 .

* n означает число звезд.

Разность в видимых величинах звезд O—B0 и B2—B4 Δm оказалась здесь в среднем равной — 2.5, что не очень отличается от принятой разности абсолютных величин — 1.5. Следовательно, можно думать, что некоторые звезды B2 — B4 и туманности находятся на одинаковом расстоянии. В этом случае, если действительно в туманности находились бы твердые частицы, то по крайней мере в некоторых частях туманности близ звезд B2—B3 мы должны были иметь наряду с эмиссионным спектром непрерывный спектр типа B2—B3. В действительности этого нет, и

это необходимо истолковать в том смысле, что мы имеем здесь дело с газовыми туманностями, отличными от тех, которые, как ассоциированные со звездами класса В2, В3..., дают диффузный отраженный спектр.

Хотя, как мы указали в начале этой статьи, мы имеем по нашим парным снимкам возможность выделить газовую составляющую и составляющую, обязанную непрерывному спектру (верхний предел пылевой составляющей), но в этой стадии работы наличие непрерывного спектра мы можем оценить без длительных фотометрических измерений лишь весьма грубо. Эта оценка дает для приведенных нами газовых туманностей в среднем меньше 10% для составляющей, обязанной непрерывному спектру.

Таким образом, мы имеем два независимых друг от друга доказательства, что в туманностях, ассоциированных со звездами О и В0, твердые частицы если и присутствуют, то во всяком случае в значительно меньшем количестве, чем в туманностях, ассоциированных со звездами В2, В3... Вывод, что первые туманности являются газовыми не только по спектру, по условиям ионизации и возбуждения, но также по своей природе и что они принципиально отличаются от газовой-пылевой или чисто пылевой туманностей, связанных со звездами В2, В3 и т. д., представляется значительным. Этот вывод расходится с представлением об идентичности этих туманностей.

Вообще принципиально не должна исключаться возможность существования чисто газовых туманностей. Так, например, планетарные туманности, несомненно, являются газовыми. Однако трудно понять, почему при переходе от туманностей, ассоциированных со звездами В0, к В2 мы сразу переходим от газовой туманности к газовой-пылевой или даже пылевой туманности.

Прежде всего напрашивается объяснение этого явления в рамках гипотезы светового давления: звезды О—В0 оказывают на пылевые частицы значительно большее световое давление, чем звезды В2 и более поздние. Здесь мы должны иметь какой-то скачок. На основе старых вычислений можно сделать заключение, что, действительно, световое давление от горячих звезд на частицы порядка длины волны значительно превышает притяжение, в результате чего пылевая материя не может приблизиться к звезде, и, таким образом, окрестности горячих звезд должны быть свободны от пылевой материи. Принимая во внимание, что этот эффект сильно возрастает с температурой и что предельно близкое расстояние, на которое может приблизиться пыль к звезде В0, порядка 10 парсеков и больше, мы, на первый взгляд, как будто и могли бы в свете гипотезы светового давления объяснить с качественной стороны наблюдаемое отсутствие непрерывного спектра для туманностей, ассоциированных со звездами О и В0. Однако в этом случае остаются большие трудности. Хотя эффект действительно должен увеличиваться с температурой, но имеющиеся вычисления для некоторых идеализированных условий не позволяют установить скачка между В0 и В2. Далее, исходя из наблюдаемого факта, что цвет туманностей, дающих непрерывный спектр, не отличается от цвета освещающих их звезд, мы должны заключить

что размер пылевых частиц туманности гораздо больше длины волны. Если это является результатом того, что меньшие частицы были отогнаны световым давлением, то по аналогии мы можем ожидать наличия больших пылевых частиц и в туманностях с эмиссионным линейчатым спектром. Правда, звезды O и B0 способны вообще отогнать частицы несколько большего размера, чем звезды B2, но отсутствие непрерывного спектра в туманностях, ассоциированных со звездами O и B0, все же не легко примирить с элементарной гипотезой светового давления.

Повидимому, трудно допустить, что один лишь фактор температуры определяет различия в светлых туманностях с эмиссионным и непрерывным спектром. Помимо температуры и абсолютной яркости, вероятно, действуют еще и другие факторы. Во всяком случае заслуживает внимания, что звезды W-R, может быть за одним — двумя исключениями, никогда не ассоциируются даже с диффузными газовыми туманностями.

Как показал Лайман Спитцер [11], нельзя к рассматриваемой проблеме непосредственно применять результаты, основанные на элементарной гипотезе светового давления. Как раз вблизи очень горячих звезд взаимодействие между газом и пылевыми частицами (встречи) будет столь значительно, что в целом мы должны рассматривать концентрацию как однородный газ. Хотя для горячих звезд высокой светимости давление радиации отдельно для пылевых частей очень велико, а для атомов очень мало (в подавляющем числе протоны), но для конкретного случая нельзя более рассматривать давление радиации отдельно на пылевую материю и на газ. В результате давления радиации на пыль будет иметь место отталкивание вообще всей межзвездной материи в целом, но эффект в этом случае будет значительно меньше, чем для среды, состоящей из одной пыли. Соответственно, предельное расстояние, на которое межзвездная материя, состоящая из атомов и пыли, может приблизиться к горячим звездам высокой светимости, гораздо меньше, чем для случая чисто пылевой материи. Точное вычисление давления радиации для интересующих нас случаев представляется трудным. Все же при учете взаимодействия атомов и пылевых частиц эффект давления радиации остается. Хотя для звезды O—B0 эффект гораздо больше, чем для B2, B3..., очень трудно сказать, насколько наблюдаемый скачок в характере спектра туманности при переходе от B0 к B2 может быть обязан отсутствию концентрации пылевых частиц около звезд O и B0 как результату давления радиации. Но в этом случае окрестности звезд O, B0 вообще должны быть свободны и от газовой материи. У нас немного наблюдательных данных, но для некоторого числа случаев, действительно, интенсивность свечения водородной материи непосредственно около звезд O и B0 меньше, чем для некоторого расстояния от них. Но это далеко не всегда. С наблюдаемым фактом отсутствия непрерывного спектра в туманностях, ассоциированных со звездами O—B0, с одной стороны, и скачком при переходе от B0 к B2, с другой, — следует сопоставить отмеченное еще давно Хабблом и более детально исследованное Струве и Стори и еще позже Шаленом [12] заметное потем-

нение около этих туманностей, немного усиливающееся при переходе от эмиссионных к отражательным туманностям.

Вообще приходится сделать вывод, что наблюдаемый резкий скачок в характере диффузных туманностей при переходе от В0 к В2 трудно согласовать с гипотезой светового давления, в особенности если учесть эффект взаимодействия твердых частиц и атомов.

Для объяснения наблюдаемого скачка при переходе от В0 к В2 может быть выдвинута гипотеза, базирующаяся на некоторых новых идеях о взаимодействии газовых и твердых частиц, с одной стороны, и об образовании твердых частиц, — с другой.

Согласно недавно выдвинутой гипотезе [2], твердые частицы могут образоваться из газовых частиц посредством конденсации. Гипотеза имеет физическое обоснование. Такой процесс, который должен иметь место в межзвездном пространстве, протекает сложно. Здесь мы имеем аналогию с тем, как образуется дым. Не входя в детали процесса конденсации и противоположного ему процесса испарения, необходимо подчеркнуть, что окончательный результат в отношении числа твердых частиц, образующихся спустя некоторое время, в очень сильной степени будет зависеть от первоначальной плотности газа. Таким образом, большей частью либо весь сжимаемый газ конденсируется в твердые частицы, либо конденсации вовсе не будет, и туманность будет оставаться чисто газовой. Однако в обоих случаях, в условиях межзвездного пространства, это не будет относиться к водороду и гелию. Поэтому в пылевых туманностях во всяком случае водород и гелий должны присутствовать. Но даже независимо от процессов конденсации и испарения, регулирующих образование твердых частиц в туманностях, движение газовых масс (туманностей) в пространстве должно в результате взаимодействия газа и твердых частиц увлечь последние, и в конце концов концентрации движущихся газовых масс (газовые туманности) обратятся в газопопылевые туманности. Мы можем сделать вывод, что газопопылевые туманности или только видимо пылевые туманности (вследствие отсутствия достаточно сильного источника возбуждения) эволюционно связаны с газовыми туманностями через фактор времени. Мы не в состоянии оценить период времени, но, повидимому, он короток сравнительно с принятым возрастом звезд 10^9 лет. Может быть, этот период порядка 10^6 — 10^7 лет. Если гипотеза верна, то переход от газовой туманности к газопопылевой (по наблюдениям видимо пылевой) сопровождается, судя по наблюдениям, изменением спектрального типа ассоциированных с этими туманностями звезд от О—В0 к В2—В3... *

Предлагаемое здесь объяснение различия между газовыми и газопопылевыми туманностями в рамках эволюционного перехода, с одновременным переходом ассоциированных звезд О—В0 в более поздние подразделения В, следует рассматривать лишь как одно из возможных или вероят-

* [См. также соображения, высказанные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [1]]

ных. Может быть, однако, различия физических условий, которые имели место с самого начала существования этих туманностей, обуславливают пока непонятным нам образом наблюдаемые в настоящее время различия между газовыми и газовой-пылевыми туманностями.

Мы всегда должны считаться с очень большой вероятностью существования чисто эмиссионных газовых туманностей, генетически тесно связанных со звездами O—B0. Но такие туманности, как указано было раньше, повидимому, не могут долго оставаться чисто газовыми. С этой точки зрения газовые туманности, ассоциированные со звездами O и B0, и отражательные туманности, ассоциированные со звездами B2, B3..., хотя генетически и тесно связаны между собой, не могут быть рассматриваемы как идентичные в настоящее время.

Вместе с тем, в свете предложенной гипотезы можно интерпретировать тот странный наблюдательный факт, что вообще неизвестны случаи, когда звезда типа O или B0 освещала бы какое-нибудь пылевое облако. Для этого надо сделать допущение, что звезды O и B0 являются молодыми или очень молодыми образованиями,— допущение, которое все более начинает казаться вероятным.

Для суждения о природе диффузных туманностей и об их отношении к ассоциированным с ними звездам весьма важно знать массы индивидуальных туманностей. Решение вопроса зависит от того, равна ли масса туманности доле массы звезды или звезд, либо эта масса в 10, 100 и более раз больше массы звезды. Как упомянуто в § 1, массу туманности можно приблизительно оценить непосредственно из данных наблюдений при помощи определения плотности водорода.

По мере накопления новых наблюдательных данных одним из ближайших этапов нашей работы будет определение плотности материи в туманностях и их масс.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд. АН СССР, 1948; C. Beals. Publ. Dom. Astroph. Obs. Victoria 4, 271, 1930; O. Struve. Proc. Nat. Acad. of Sciences 35, 161, 1949.
2. B. Lindblad. Nature 133, 1935; Kramers a. ter Haar. BAN 10, 137, 1946; van de Hulst a. J. H. Oort. BAN 10, 187, 1946.
3. J. H. Oort. M. N. 106, 159, 1946.
4. В. А. Амбарцумян. Докл. Акад. Наук Армянской ССР, 1947; Lyman Spitzer. Harv. Obs. Monographs N° 7, 87, 1948; F. Whipple. Harv. Obs. Monographs N° 7, 109, 1948.
5. F. Weizsäcker. Zs. f. Ap. 24, 181, 1947.
6. S. Cederblad. Lund Medd., Serie II, 119, 1946.
7. B. Strömgren. Ap. J. 89, 526, 1939.
8. A. Pannekoek. Publ. Astr. Inst. Amsterdam N° 2, 1929.
9. Burger. Proc. Akad. Sc. Amsterdam, 49, 589, 1946.
10. B. Bok a. E. Reilly. Ap. J. 105, 255, 1947.
11. Lyman Spitzer. Ap. J. 94, 232, 1941.
12. E. Hubble, Ap. J. 56, 190, 1922; O. Struve a. H. Story. Ap. J. 84, 203, 1936; C. Schalen. Zs. f. Ap. 17, 260, 1939.
13. В. А. Амбарцумян. Астр. Журн. 26, 1, 1949.

ТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

И. С. Шкловский и С. Б. Пикельнер

Рассчитан коэффициент поглощения короны и хромосферы для радиоизлучения квантовым методом свободно-свободных переходов.

Рассчитана оптическая толщина короны и хромосферы для радиальных лучей. Для метровых волн рассчитана оптическая толщина для краев диска с учетом рефракции. Отклонение луча в короне порядка $0.02 R_{\odot}$ для $\lambda = 1.5$ м и $0.2 R_{\odot}$ для $\lambda = 6$ м.

Исследовано распределение интенсивности теплового излучения по диску Солнца для разных длин волн с учетом рефракции.

Показана роль флуктуаций плотности, которые ведут к увеличению оптической толщины короны, следовательно интенсивности и радиотемпературы. Предложен метод определения температур хромосферы, короны и величины флуктуаций по наблюдениям радиотемпературы спокойного Солнца одновременно на нескольких волнах. Рассчитаны радиотемпературы для случая $x = \frac{\bar{N}_e^2}{(\bar{N}_e)^2} = 10$.

Проведено сравнение с наблюдаемыми радиотемпературами. Наблюдения показывают, что $x \approx 2-3$.

Рассчитано ослабление радиации во время полного затмения для $x = 1$ и $x = 10$.

Недавно открытое замечательное явление радиоизлучения Солнца стало в последнее время объектом интенсивных теоретических и особенно экспериментальных исследований [1]. При этом выяснилось, что указанное излучение состоит в основном из двух компонент: первая компонента сводится к тепловому излучению солнечных короны и хромосферы, вторая, значительно более интенсивная, быстро меняющаяся во времени, обязана своим происхождением каким-то неравновесным механизмам. Эта часть солнечного радиоизлучения наблюдается преимущественно на метровом диапазоне и связана с такими проявлениями солнечной активности, как пятна и хромосферные вспышки.*

В настоящей работе мы будем рассматривать только тепловое радиоизлучение Солнца.

* О возможной природе этого так называемого „спорадического“ радиоизлучения Солнца см. [2].

Решающим для данной проблемы является вычисление коэффициента поглощения радиоизлучения в сильно ионизованном газе, каким является солнечная атмосфера. Вообще говоря, возможны две трактовки: классическая и квантовая. В. Л. Гинзбург [3] указал, что задача, по существу, является классической, так как $h\nu \ll kT_e$, где ν — частота радиоизлучения, T_e — электронная температура. Однако для астрофизики более „привычной“ является квантовая трактовка коэффициента поглощения (переход между двумя близкими уровнями непрерывного спектра). Разумеется, „классический“ и „квантовый“ коэффициенты поглощения существенно эквивалентны друг другу, как это можно непосредственно показать [3]. Коэффициент поглощения для вышеуказанных переходов возьмем согласно Мензелу и Пекерису [4]

$$k_\nu = \frac{4\pi e^6}{3V^3} \frac{N_e N_i kT_e}{\text{ch}(mkT_e)^{3/2}} \frac{g_{III}}{\nu^3}, \quad (1)$$

где g_{III} — гаунтовский фактор для переходов между близкими уровнями непрерывного спектра, равный

$$g_{III} = \frac{V^3}{\pi} \ln \frac{4R}{\nu}, \quad (2)$$

где R — постоянная Ридберга в шкале частот.

Учтем отрицательное поглощение введением множителя $1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$. В экспоненте стоит электронная температура, определяющая населенность различных уровней непрерывного спектра (максвеллово распределение скоростей свободных электронов).

Тогда будем иметь

$$k'_\nu = k_\nu (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}) \approx k_\nu \frac{h\nu}{kT_e} = \frac{4\pi e^6}{3V^3} \frac{1}{c} \frac{N_e N_i}{(mkT_e)^{3/2}} \frac{g_{III}}{\nu^2}, \quad (3)$$

так как $\frac{h\nu}{kT_e} \approx 10^{-8}$ для $\lambda = 100$ см.

Как и следовало ожидать, выражение для k'_ν не содержит постоянной Планка h .

Мы можем теперь попытаться решить задачу о распределении интенсивности радиоизлучения по диску Солнца обычным в астрофизике методом уравнения переноса. Однако необходимо отметить, что радиоизлучение обладает двумя существенными особенностями по сравнению с привычным для астрономов „оптическим“ излучением. Во-первых, показатель преломления среды, в которой распространяются радиоволны, отличен от единицы и меняется вдоль направления распространения. Следовательно, вообще говоря, будет иметь место рефракция. В отдельных случаях показатель преломления может обратиться в нуль; значит, произойдет полное внутреннее отражение. Так как оптическая толщина должна измеряться вдоль траектории луча, то при наличии значительной

рефракции нельзя уравнение переноса интегрировать обычным образом. Во-вторых, существенное влияние на распространение радиоволн в ионизованном газе может оказать магнитное поле. В случае солнечной атмосферы следует различать сравнительно сильное, локализованное в отдельных областях, поле пятен и общее магнитное поле Солнца. Поле пятен обуславливает поляризацию „спорадического“ радиоизлучения (во всяком случае некоторой его части см. [5]). Можно полагать, что при этом происходит „прорыв“ магнитного поля пятен в корональные области. Здесь, однако, мы не будем обсуждать это влияние. На „тепловое“ радиоизлучение „спокойного“ Солнца может оказать влияние только общее магнитное поле.

Однако последние измерения [6] ставят под сомнение старые результаты Хэла. Во всяком случае напряженность общего магнитного поля Солнца в обрабатываемом слое не больше нескольких гаусс. Не ясен вопрос, может ли общее магнитное поле Солнца проникать в корону. Даже если оно и проникает, то вряд ли его величина превышает 1 гаусс, т. е. гораздо меньше, чем принималось до сих пор при расчетах распространения радиоволн в короне (см., например, [7]). При таких малых значениях напряженности магнитного поля существенной разницы в коэффициентах поглощения для обыкновенной и необыкновенной волны не будет. Это дает нам основание не учитывать влияния общего магнитного поля Солнца на „тепловое“ радиоизлучение.

После вышеприведенных предварительных замечаний запишем уравнение переноса для радиоизлучения

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k'_\nu I_\nu + k'_\nu B_\nu, \quad (4)$$

где I_ν — интенсивность радиоизлучения; $B_\nu(T_e)$ — тепловое излучение черного тела, которое в этой части спектра ($h\nu \ll kT_e$) описывается формулой Релея—Джинса.

Решение (4) будет

$$I_\nu = \int_0^{\tau_\nu} B_\nu(T_e) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (5)$$

где введена оптическая толщина τ_ν , определяемая выражением

$$\tau_\nu = \int_0^s k'_\nu ds. \quad (5a)$$

В (5) интегрирование распространяется *вдоль траектории луча*, обусловленной рефракцией радиоволн в солнечной атмосфере.

При ориентировочных расчетах полезно знать оптическую толщину хромосферы и короны для разных волн для лучей, распространяющихся

нормально к солнечной поверхности, т. е. не подверженных действию рефракции.

$$\tau_v^0 = \int_0^{\infty} k'_v dr = \psi(v, T_e) \int_0^{\infty} N_e^2 dr. \quad (6)$$

$\psi(v, T_e)$ может быть получена из (3), полагая $N_i = N_e$. Законность этого допущения следует из того, что корона и верхняя атмосфера могут быть рассматриваемы как водородная плазма, ибо обилие водорода (который в этих частях солнечной атмосферы полностью ионизирован) существенно превосходит обилие других элементов. Заметим, что Мартин [7] при расчетах k'_v принимал совершенно неправильное, слишком малое значение для относительного обилия водорода в короне. Вычисленные им значения k'_v (в предположении, что корональные электроны нейтрализуются ионами железа, никеля и пр.) отличаются от действительных в 4—5 раз.

Численно будем иметь

$$\psi(v, T_e) = 1.65 \cdot 10^{-7} \left(\frac{10\,000}{T_e} \right)^{3/2} \frac{1}{v^2}. \quad (7)$$

$N_e^2(r)$ в хромосфере можно найти из зависимости свободных от самообращения высших членов серии Бальмера от высоты r над основанием хромосферы (подробнее об этом см. [8]). Полагая кинетическую температуру хромосферы постоянной, будем иметь

$$N_e^2(r) = N_e^2(0) e^{-\beta r}, \quad (8)$$

где β — определяющая градиент интенсивности высших членов серии Бальмера, согласно [8] равная $0.92 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$; $N_e(0)$ — концентрация свободных электронов у основания хромосферы, равная $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Полагая кинетическую температуру хромосферы равной $10\,000^\circ$, будем иметь следующую табл. 1 значений оптической толщи всей хромосферы для разных длин волн (если $T < 10^4$, оптическая толщина хромосферы увеличится).

Таблица 1

λ (см)	τ_v^0
1	$3 \cdot 10^3$
3	$3 \cdot 10^4$
10	$3 \cdot 10^5$

Мы видим, что оптическая толщина хромосферы даже для самых коротких радиоволн очень велика, так что ответственными за излучение яв-

ляются самые верхние слои последней, где условия могут быть весьма своеобразными. В частности, можно ожидать, что кинетическая температура этих слоев аномально высока.

Для вычисления τ_v^0 короны воспользуемся выражением $N_e(r)$ согласно [9] (с учетом поправки за „пылевую“ составляющую свечения короны)

$$N_e(r) = 10^8 \left(\frac{1.22}{r^6} + \frac{2.99}{r^{16}} \right) \text{ см}^{-3}, \quad (9)$$

где r — расстояние от центра Солнца, выраженное в единицах солнечного радиуса.

$$\int_{1.04}^{\infty} N_e^2(r) dr = \left\{ \int_{1.04}^{\infty} \left(\frac{1.49}{r^{12}} + \frac{9.00}{r^{32}} + \frac{7.32}{r^{22}} \right) dr \right\} 10^{16} R_{\odot}, \quad (10)$$

где $R_{\odot}$ — радиус Солнца, выраженный в сантиметрах, а интегрирование начинается от $r = 1.04$, что соответствует самым внутренним областям короны (40" над лимбом).

Из (10) и (3) легко можно вычислить оптическую толщину короны для разных длин волн (табл. 2).

Таблица 2

λ (см)	τ_v^0 короны	λ (см)	τ_v^0 короны
1	$4.2 \cdot 10^{-5}$	100	0.42
3	$3.8 \cdot 10^{-4}$	150	0.945
10	$4.2 \cdot 10^{-3}$	187	1.47
21	$1.85 \cdot 10^{-2}$	300	3.78
50	0.105	400	6.71
62	0.161	600	15.1
		800	26.9

При вычислениях T_e положена равной 10^6 градусов.

Сравнение с данными В. Л. Гинзбурга [10] дает небольшое отклонение, несмотря на различные методы расчета. Для предварительной оценки влияния рефракции найдем значение $N_e^{\text{кр}}$, соответствующее обращению в нуль показателя преломления n .

Из известной формулы

$$n^2 = \epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N_e}{m\omega^2}$$

имеем

$$N_e^{\text{кр}} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}.$$

Очевидно, что из Солнца не может выходить излучение, если на его пути будет слой с $n = 0$; луч повернет обратно.

Табл. 3 содержит результаты вычислений $N_e^{\text{кр}}$ для разных длин волн. В третьем столбце содержатся значения $\bar{N}_e$, соответствующие оптической толще, равной единице для тех же длин волн.

Таблица 3

$\lambda(\text{см})$	$N_e^{\text{кр}}$	$\bar{N}_e (\tau=1)$
1	$1.13 \cdot 10^{13}$	$\sim 10^{10}$
3	$1.26 \cdot 10^{12}$	$\sim 10^{10}$
10	$1.13 \cdot 10^{11}$	$\sim 10^9$
21	$2.56 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^9$
50	$4.52 \cdot 10^9$	$\sim 10^9$
100	$1.13 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^8$
150	$5.02 \cdot 10^8$	$4.0 \cdot 10^8$
300	$1.26 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^8$
400	$7.06 \cdot 10^7$	$8.0 \cdot 10^7$
600	$3.15 \cdot 10^7$	$5.2 \cdot 10^7$
800	$1.76 \cdot 10^7$	$3.6 \cdot 10^7$

Из этой таблицы видно, что вплоть до $\lambda \approx 200$ см $N_e^{\text{кр}} > \bar{N}_e$. Это значит, что части солнечной атмосферы, ответственные за излучение этих длин волн, лежат выше критической области, где показатель преломления обращается в нуль. Разница в $N_e^{\text{кр}}$ и $\bar{N}_e$ тем больше, чем меньше длина волны.

Для волн с $\lambda > 400$ см $N_e^{\text{кр}} < N_e$, и, следовательно, излучение в радиальном направлении исходит в основном из слоя с $N_e = N_e^{\text{кр}}$. Для нерадиальных лучей нужно учитывать рефракцию, которая для метровых волн имеет существенное значение. Строгое решение задачи нахождения τ_ν (и следовательно I_ν) возможно лишь для случая, когда концентрация электронов зависит только от r . Влияние возможных флуктуаций плотности мы разберем ниже.

Уравнение траектории луча в короне в плоскости, проходящей через центр Солнца, с учетом рефракции будет:

$$rn \sin i = \rho, \quad (11)$$

где i — угол падения луча в данной точке (см., например [11]); ρ — расстояние от центра Солнца до прямой, по которой движется луч, выйдя из короны.

Определим оптическую толщу вдоль траектории луча

$$\tau_\nu(\rho) = \psi(\nu, T_e) \int_{-\infty}^{\infty} N_e^2 ds. \quad (12)$$

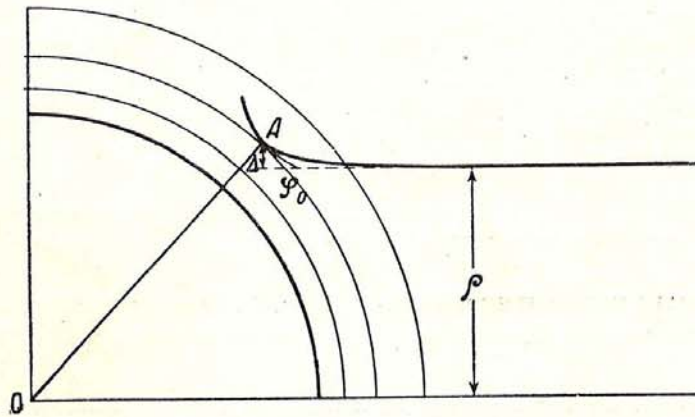
Элемент траектории

$$ds = \frac{dr}{\cos i}. \quad (13)$$

Подставляя в (12) значение ds с учетом (11) и приняв во внимание, что путь луча имеет ось симметрии OA , получаем

$$\tau_\nu(\rho) = \psi(\nu, T_e) \cdot 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{N_e^2(r) dr}{\sqrt{1 - \frac{\xi^2}{r^2 n^2}}}, \quad (14)$$

где r_0 определяется условием $r_0 n(r_0) = \rho$.*



Фиг. 1. Рефракция луча в короне

Значения $\tau_\nu(\rho)$ для краев диска (ρ в долях радиуса Солнца), найденные численным интегрированием, даны на фиг. 2 и 3 для $\lambda = 6$ м и $\lambda = 1.5$ м. Одновременно со значением $\tau_\nu(\rho)$ вычислялся угол между направлением луча в данной точке и направлением к наблюдателю φ .

Теория рефракции [11] дает для определения φ уравнение

$$\frac{d\varphi}{dn} = -\frac{1}{n} \operatorname{tg} i. \quad (15)$$

Значения φ_0 в точке r_0 , полученные численным интегрированием (15) совместно с (11), даны на фиг. 2 и 3. Там же нанесены величины Δ — расстояние точки A от прямой, служащей продолжением пути луча вне короны, в долях радиуса Солнца (фиг. 1). Это как бы видимое смещение излучающей области на диске Солнца. Δ определяется выражением

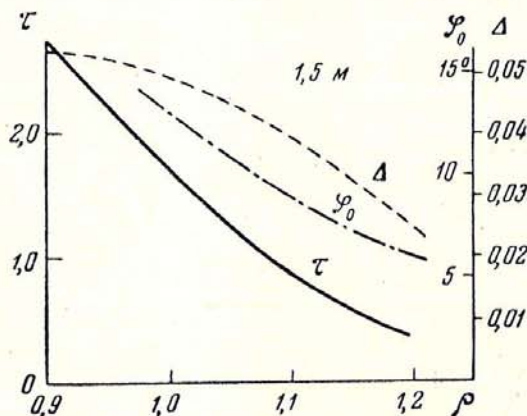
$$\Delta = \int_{r_0}^{\infty} \sin \varphi(s) ds, \quad (16)$$

которое интегрировалось численно.

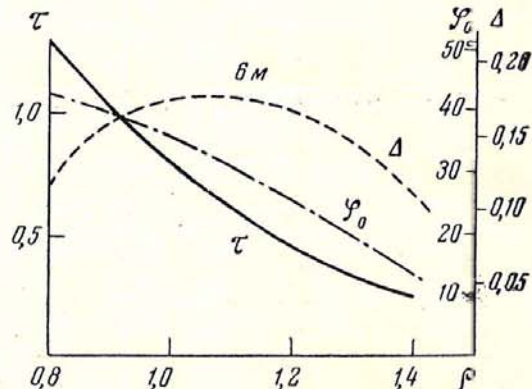
* Формально уравнению (11) удовлетворяет и кривая $r = r_0$, служащая огибающей семейства кривых, определяемых (11). Математически в путь луча у точки A можно включить горизонтальный участок любой длины. Однако неоднородности реальной короны лишают это решение физического смысла.

Абсолютная величина Δ и φ_0 для $\lambda = 1.5$ м невелика, и так как для более коротких волн n в области $\tau = 1$ еще ближе к единице, можно не учитывать преломления в короне для дециметровых и сантиметровых волн.

Как влияют на наш расчет флуктуации плотности в короне? Во первых,

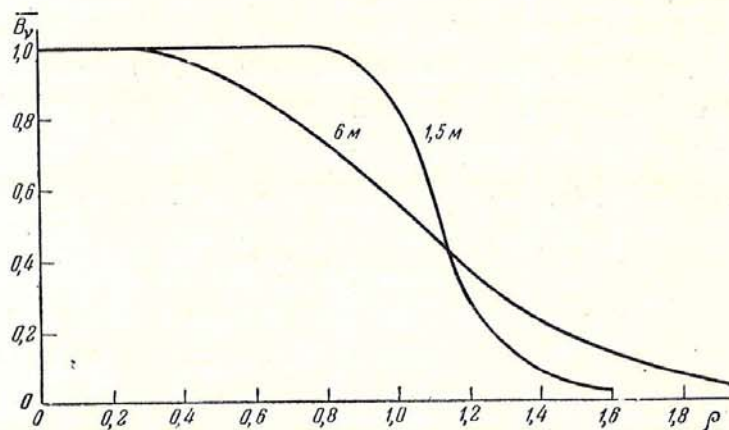


Фиг. 2. Оптическая толщина и преломление луча в короне для $\lambda = 1.5$ м



Фиг. 3. Оптическая толщина и преломление луча в короне для $\lambda = 6$ м

вследствие нерегулярного изменения n путь луча становится несколько более извилистым, общая длина пути увеличивается и соответственно увеличивается τ . Во-вторых, $\int N_e^2 ds$, определяющий τ , увеличивается при наличии



Фиг. 4. Распределение интенсивности радиоизлучения Солнца по диску для $\lambda = 1.5$ м и $\lambda = 6$ м относительно излучения черного тела при температуре короны

флуктуаций плотности. Если материя сгруппирована в отдельных облаках, занимающих, скажем, 0.1 всего объема (плотность внутри облака в 10 раз больше средней), $\int N_e^2 ds$ по тому же пути увеличится в 10 раз. Следовательно, флуктуации плотности увеличивают оптическую толщину короны. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже.

С найденными значениями $\tau_v(\rho)$ определим интенсивность радиоизлучения как функцию ρ , используя выражение (5). Результаты вычислений представлены на фиг. 4. Из чертежа видно, что с увеличением ρ интен-

сивность падает сравнительно медленно; поэтому в области метровых волн нельзя говорить о «крае» Солнца и о радиодиаметре, который становится несколько неопределенным. Заметим, что полученные для края Солнца ($\tau < 1$) результаты слабо зависят от принятого значения T_e , так как величина $\tau_\nu B_\nu$ пропорциональна $T_e^{-\frac{1}{2}}$.

Поскольку кроме температуры и плотности мы не использовали других физических характеристик короны, возможное расхождение теории с данными наблюдений может быть отнесено исключительно за счет флуктуаций плотности, которые могут действовать только в сторону увеличения интенсивности за видимым краем Солнца.

Ниже мы рассмотрим возможность экспериментальной проверки полученных результатов.

Перейдем к сантиметровому и дециметровому радиоизлучению. Как уже указывалось, для радиоизлучения с длиной волны $\lambda \leq 50$ см рефракцию в солнечной атмосфере можно не учитывать. Излучение достаточно малой длины волны ($\lambda \leq 3$ см) обязано своим происхождением в основном хромосфере. Так как оптическая толщина последней для этого излучения весьма велика, «радиointенсивность» излучения какого-нибудь участка солнечной поверхности будет определяться кинетической температурой соответствующего участка верхней хромосферы. Например, можно ожидать повышения интенсивности сантиметрового излучения Солнца над яркими хромосферными флоккулами. Если бы кинетическая температура верхней хромосферы не зависела от гелиографических координат, «радиointенсивность» той составляющей излучения Солнца, которая обусловлена хромосферой, была бы постоянной по всему диску.

Однако для больших длин волн (дециметровый диапазон), наряду с хромосферным радиоизлучением, значительную роль, растущую с увеличением длины волны начинает играть корональное радиоизлучение. Хотя в центре диска оптическая толщина короны для этой части спектра ($5 \text{ см} < \lambda < 50 \text{ см}$) мала, это, однако, компенсируется ее высокой кинетической температурой. В самом деле, поле излучения сантиметровой радиации складывается из хромосферного излучения, ослабленного поглощением в короне, и из собственного излучения короны.

В этом случае решение уравнения переноса (4), трактуемого обычным, «оптическим» образом, т. е. без учета рефракции, будет (см. (5))

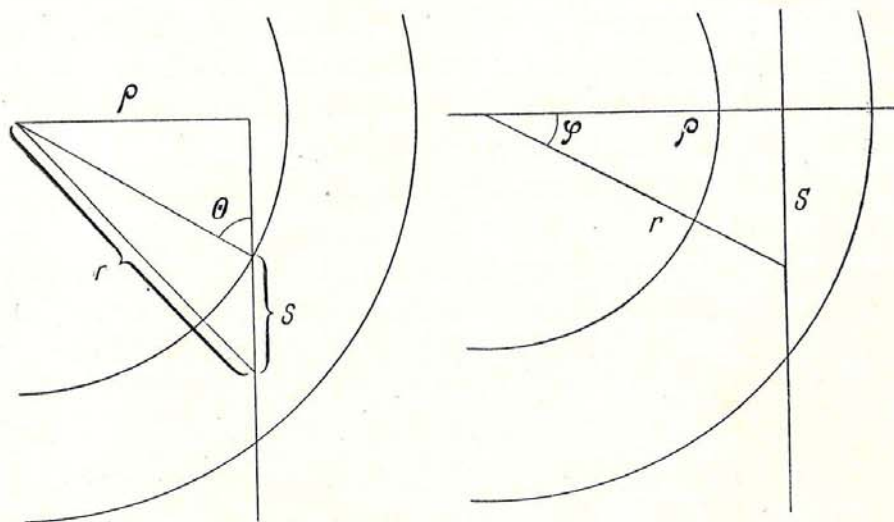
$$I_\nu = B_\nu(T_x) e^{-\tau_K} + B_\nu(T_K) (1 - e^{-\tau_K}), \quad (17)$$

где T_x и T_K — кинетическая температура верхней хромосферы и короны; τ_K — оптическая толщина короны в данном направлении для радиоизлучения рассматриваемой частоты, для которой будет иметь место выражение

$$\tau_K = \psi(\nu, T_K) \int_0^\infty N_e^2 ds = 1.65 \cdot 10^{-7} \left(\frac{10000}{T_K} \right)^{3/2} \frac{1}{\nu^2} \int_0^\infty N_e^2 ds. \quad (18)$$

Задача определения интенсивности радиации сводится к вычислению $\int N_e^2 ds$.

Будем считать корону центрально-симметричным образованием, причем распределение электронной концентрации в ней возьмем согласно формуле (9).



Фиг. 5.

Имеем следующие простые геометрические соотношения (фиг. 5): $\sin \theta = \rho$; $\cos \theta = \sqrt{1 - \rho^2}$; $r^2 = 1 + s^2 + 2s\sqrt{1 - \rho^2}$; ($\rho < 1$), где все расстояния выражаются в долях солнечного радиуса.

Отсюда

$$G(\rho) = \int_{s_0}^{\infty} N_e^2 ds = 10^{16} R_{\odot} \left\{ \int_{s_0}^{\infty} \frac{1.49 ds}{(1 + s^2 + 2s\sqrt{1 - \rho^2})^6} + \right. \\ \left. + \int_{s_0}^{\infty} \frac{9.0 ds}{(1 + s^2 + 2s\sqrt{1 - \rho^2})^{16}} + \int_{s_0}^{\infty} \frac{7.32 ds}{(1 + s^2 + 2s\sqrt{1 - \rho^2})^{11}} \right\}. \quad (19)$$

s_0 соответствует уровню $r = 1.02$.

Все интегралы, входящие в эту формулу, могут быть взяты в конечном виде при помощи следующих формул приведения:

$$\int \frac{dx}{(a + bx + cx^2)^{n+1}} = \frac{b + 2cx}{n(4ac - b^2)(a + bx + cx^2)^n} + \\ + \frac{(4n - 2)c}{n(4ac - b^2)} \int \frac{dx}{(a + bx + cx^2)^n} - \int \frac{dx}{a + bx + cx^2} = \frac{2}{4ac - b^2} \arctg \frac{b + 2cx}{\sqrt{4ac - b^2}}.$$

При $\rho > 1.02$ (здесь, очевидно, излучение обусловлено только короной) имеем $r^2 = s^2 + \rho^2$,

$$G(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} N_e^2 ds = 10^{16} R_{\odot} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1.49 ds}{(\rho^2 + s^2)^6} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{9.0 ds}{(\rho^2 + s^2)^{16}} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{7.32 ds}{(\rho^2 + s^2)^{11}} \right\} \quad (20)$$

Эти интегралы находятся элементарно подстановкой: $s = \rho \operatorname{tg} \varphi$.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{V(\rho^2 + s^2)^n} = \frac{2}{\rho^{n-1}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sec^{2-n} \varphi d\varphi = \frac{2}{\rho^{n-1}} \frac{1}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)},$$

где

$$\frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} = \begin{cases} \pi \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (n-3)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots (n-2)}, & \text{для четных } n \\ 2 \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots (n-2)}{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (n-1)}, & \text{для нечетных } n. \end{cases}$$

Очевидно, что при $\rho \rightarrow 1$ (со стороны значений $\rho > 1$) функция $G(\rho)$ вдвое больше, чем при $\rho \rightarrow 1$ со стороны значений $\rho < 1$, т. е. интенсивность той составляющей радиоизлучения Солнца на сантиметровом диапазоне, которая обусловлена короной, претерпевает разрыв непрерывности у краев солнечного диска. Это объясняется тем, что корона достаточно прозрачна для указанного излучения, а Солнце экранирует значительную часть короны. Величина $G(\rho)$ для $1.00 < \rho < 1.02$ определялась графическим интерполированием. Полученные таким образом значения $\int N_e^2 ds$ использовались для вычисления τ_v и I_v .

На фиг. 6, 7 и 8 дано распределение по диску интенсивности слагающих радиоизлучения Солнца, исходящих из хромосферы и из короны отдельно для различных длин волн. За единицу принята интенсивность излучения черного тела, находящегося при температуре хромосферы и короны, соответственно. Отношение масштабов этих кривых равно отношению электронных температур короны и хромосферы (около 100), и поскольку температура верхней хромосферы неизвестна, мы не складываем здесь компоненты вместе. Для $\lambda = 10$ см интенсивность излучения хромосферы не изображена; она равна единице практически по всему диску.

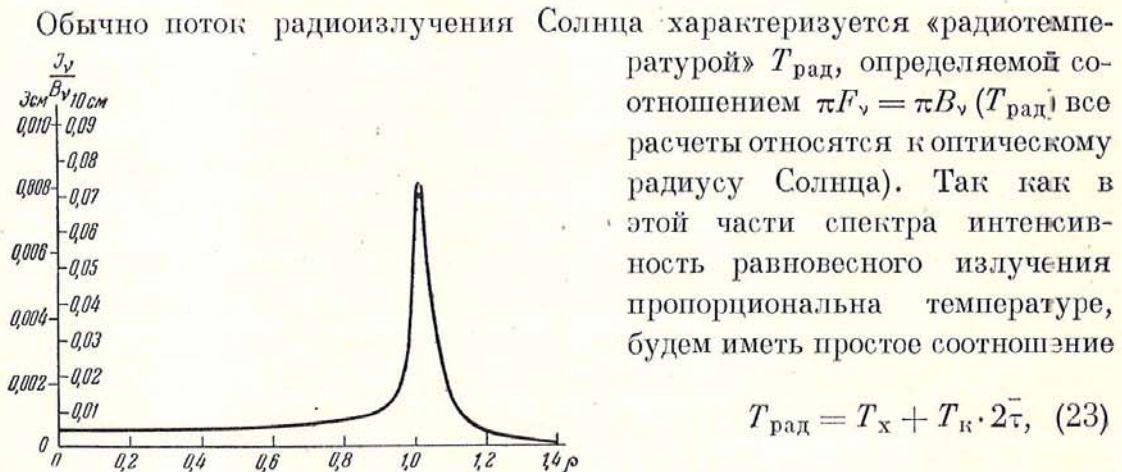
Развитая теория позволяет определить температуру верхней хромосферы по наблюдениям излучения Солнца в дециметровом диапазоне.

Обычно наблюдения дают поток радиоизлучения Солнца. Последний будет определяться уравнением, полученным интегрированием уравнения (17) по всему диску

$$\pi F_v = \pi F_v^x + \pi F_v^k = 2\pi \int_0^1 B_v(T_x) e^{-\tau_k(\rho)} \rho d\rho + 2\pi \int_0^{\infty} B_v(T_k) (1 - e^{-\tau_k(\rho)}) \rho d\rho. \quad (24)$$

Согласно табл. 2, оптическая толщина короны (для радиальных лучей) в случае, когда $\lambda = 21$ см, равна 0,018. У солнечного края (со стороны $\rho < 1$) она будет 0,3, т. е. достаточно малой. Следовательно, для $\lambda \leq 21$ см в формуле (21) первый интеграл будет близок к $\pi B_\nu(T_x)$. Для волны $\lambda = 50$ см оптическая толщина короны становится равной единице у $\rho = 0.99$ [5]. В этом случае значение первого интеграла (21) вычисляется численным методом. Для $\lambda \leq 21$ см с достаточной степенью точности уравнение (21) можно переписать так:

$$\pi F_\nu = \pi B_\nu(T_x) + 2\pi B_\nu(T_K) \int_0^\infty \tau(\rho) \rho d\rho = \pi B_\nu(T_x) + 2\pi B_\nu(T_K) \tau. \quad (22)$$



Фиг. 6. Распределение по диску интенсивности радиоизлучения короны на волне 10 см

Обычно поток радиоизлучения Солнца характеризуется «радиотемпературой» $T_{\text{рад}}$, определяемой соотношением $\pi F_\nu = \pi B_\nu(T_{\text{рад}})$ (все расчеты относятся к оптическому радиусу Солнца). Так как в этой части спектра интенсивность равновесного излучения пропорциональна температуре, будем иметь простое соотношение

$$T_{\text{рад}} = T_x + T_K \cdot 2\bar{\tau}, \quad (23)$$

где $T_{\text{рад}}$ определяется из наблюдений.

В более общем случае ($\lambda > 21$ см) можно написать аналогичное соотношение

$$T_{\text{рад}} = T_x \cdot 2 \int_0^1 e^{-\tau(\rho)} \rho d\rho + T_K \cdot 2 \int_0^\infty (1 - e^{-\tau(\rho)}) \rho d\rho. \quad (24)$$

Входящие в правую часть интегралы находились численно; значения $e^{-\tau(\rho)}$ были вычислены выше при нахождении распределения интенсивности по диску.

В результате найдены следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \lambda = 3 \text{ см}, \quad T_{\text{рад}} &= T_x + 1.9 \cdot 10^{-3} T_K \approx 1.2 T_x, \\ \lambda = 10 \text{ см}, \quad T_{\text{рад}} &= 0.99 T_x + 2.1 \cdot 10^{-2} T_K \approx 31000^\circ, \\ \lambda = 21 \text{ см}, \quad T_{\text{рад}} &= 0.96 T_x + 0.088 T_K \approx 100000^\circ, \\ \lambda = 50 \text{ см}, \quad T_{\text{рад}} &= 0.82 T_x + 0.37 T_K \approx 370000^\circ. \end{aligned} \quad (25)$$

Рассчитаем, пользуясь данными фиг. 4, поток теплового излучения Солнца на волне $\lambda = 6$ м и $\lambda = 1.5$ м.

Если отнести этот поток к черному телу размера Солнца, температура излучения определится уравнениями

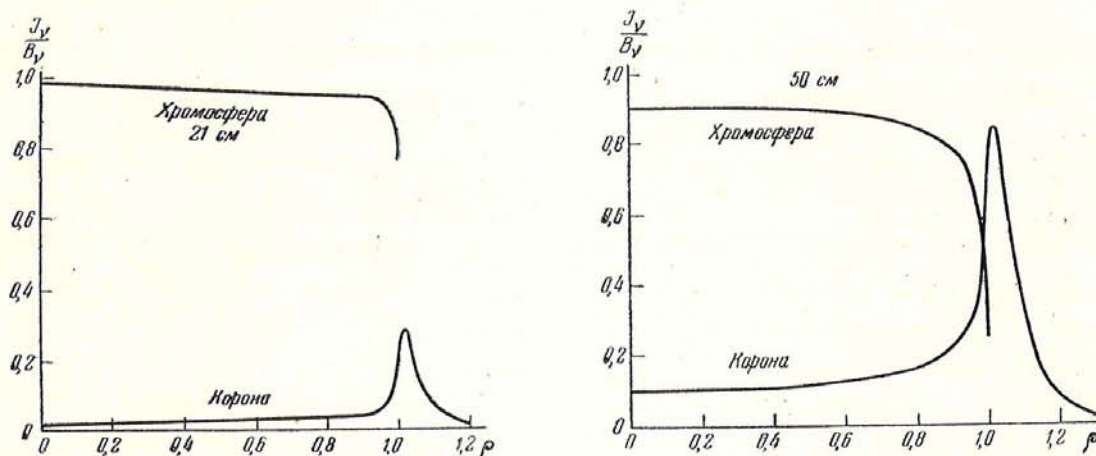
$$T_{\text{рад}} = 1.34 T_{\text{к}} (\lambda = 6 \text{ м}),$$

$$T_{\text{рад}} = 1.38 T_{\text{к}} (\lambda = 1.5 \text{ м}).$$

Близкое совпадение коэффициентов здесь случайное.

Мы видим, что уже для излучения $\lambda = 10$ см радиотемпература Солнца обусловлена в значительной степени короной; для больших длин волн роль излучения хромосферы становится несущественной.

Температуру хромосферы можно определить, измерив радиотемпературу Солнца на волне 2—3 см или на двух волнах до 10 см так, чтобы из двух уравнений определить сразу температуру хромосферы и короны. Для контроля можно измерить радиотемпературу на метровых волнах, дающую температуру короны.



Фиг. 7 и фиг. 8. Распределение по диску интенсивности излучения короны и хромосферы для разных длин волн относительно излучения черного тела температуры короны и хромосферы, соответственно.

Источником неуверенности в уравнениях (25) опять являются флуктуации плотности. Поскольку для сантиметровых волн $n \approx 1$, удлинение пути луча несущественно, но зависимость $\int N_e^2 ds$ от распределения плотности вдоль пути остается. Можно попытаться исключить эту неопределенность, введя довольно правдоподобное предположение, что $\int N_e^2 ds = x \int \bar{N}_e^2 ds$, где x не зависит от ρ , т. е. что флуктуации достаточно равномерно рассеяны и имеют в среднем относительно сходный характер. Величина x будет служить третьим неизвестным, которое можно найти, имея результаты измерений радиотемпературы на трех волнах, скажем: 3, 10 и 21 см.

Последнюю волну можно заменить на 1.5 м. Задача может быть решена подбором величины x .

Определение из наблюдений характеристики степени неоднородности короны $x = \frac{\overline{N_e^2}}{(\bar{N}_e)^2}$ представляет большой интерес для астрофизики.

Чтобы оценить величину x , мы повторим расчет радиотемператур для всех рассмотренных длин волн, считая $x = 10$.

В результате вычислений имеем:

$$\begin{aligned}\lambda &= 3 \text{ см}, T_{\text{рад}} = T_x + 1.9 \cdot 10^{-2} T_K \approx 29000^\circ, \\ \lambda &= 10 \text{ см}, T_{\text{рад}} = 0.92 T_x + 0.17 T_K \approx 180000^\circ, \\ \lambda &= 21 \text{ см}, T_{\text{рад}} = 0.72 T_x + 0.54 T_K \approx 547000^\circ, \\ \lambda &= 50 \text{ см}, T_{\text{рад}} = 0.21 T_x + 1.37 T_K \approx 1370000^\circ, \\ \lambda &= 1.5 \text{ м}, T_{\text{рад}} = 2.2 T_K \approx 2200000^\circ, \\ \lambda &= 6 \text{ м}, T_{\text{рад}} = 4.3 T_K \approx 4300000^\circ.\end{aligned}$$

В то же время опубликованные наблюдения дают для различных длин волн следующие значения радиотемператур (табл. 4).

Таблица 4

$\lambda(\text{см})$	Наблюдатель	Где опубликовано	$T_{\text{рад}}$
3.2	Сандер	Nature 159 , 506 (1947)	22 000
10.7	Ковингтон	Nature 159 , 506 (1947)	56 000
10	Саусворт	Journ. of Franklin Inst. 241 (1946)	22 000
25	Паусей—Пэйн-Скотт	Nature 158 , 633 (1946)	60 000
62	Ребер	Nature 158 , 945 (1946)	10^6
150	Паусей—Пэйн-Скотт	Nature 158 , 633 (1946)	$2-8 \cdot 10^6$
150	Паусей	Nature 157 , 158 (1946)	$0.6-1.2 \cdot 10^6$
187	Ребер	Nature 158 , 945 (1946)	10^6
300	Пэйн-Скотт	Nature 160 , 488 (1947)	$3 \cdot 10^6$

Нужно иметь в виду, что наблюдения на метровых волнах включают в себе обычно и спорадическую компоненту. Мы видим, что согласие теории с наблюдениями удовлетворительное, причем случай $x = 1$ ближе соответствует действительности, если считать $T_K = 10^6$. В среднем x равно, повидимому, 2—3. Однако вследствие неуверенности в значении T_K нужно иметь наблюдения $T_{\text{рад}}$ на нескольких волнах одновременно, чтобы определить и x и T_K .

Разумеется, измерения должны проводиться в моменты отсутствия всплесков и спорадического излучения.

Дополнительные возможности для проверки проведенных расчетов представляют измерения радиоизлучения Солнца во время затмений. В этом случае мы можем измерить, какую долю полного потока излучает часть Солнца, не закрытая Луной.

В частности, в момент полного затмения это будет область $\rho > \frac{R_{\odot}}{R_{\odot}}$, где $R_{\odot}$ и $R_{\odot}$ — угловые радиусы Луны и Солнца, соответственно. Расчет дает для величины этой доли α значения, приведенные во втором столбце табл. 5, где принято что $R_{\odot} = R_{\odot}$, $T_K = 10^6$, $T_x = 10^4$.

Последняя величина несколько проблематична, однако температуры влияют на величину α только для $\lambda \leq 10$ см.

Максимальной величина α будет, повидимому, при λ около 30 см.

Наблюдения советской экспедиции во время солнечного затмения в Бразилии в 1947 г. [12] дали для величины α на волне $\lambda = 1.5$ м значение 0.4. Однако, как показали сами же наблюдения, излучение Солнца не было только тепловым; заметной была и спорадическая компонента. Более надежными были бы наблюдения во время затмений 1950—1954 гг., когда Солнце будет мало активно.

Таблица 5

λ (см)	α	
	$x = 1$	$x = 10$
3	0.08	0.36
10	0.36	0.52
21	0.48	0.48
50	0.45	0.42
150	0.27	0.54
600	0.42	0.77

Третий столбец таблицы дает значения α , вычисленные в предположении, что $x = 10$. Наблюдения в эпоху минимума солнечной активности позволят по величине α оценить x . Используя данные о распределении интенсивности излучения по диску (фиг. 4, 6, 7, 8), можно рассчитать $T_{\text{рад}}$ и α для любой фазы затмения, хотя бы частного.

Необходимо отметить, почему мы сочли нужным рассчитать распределение интенсивности радиоизлучения по диску, несмотря на опубликование работы Мартина [7] с аналогичным расчетом.

Во-первых, Мартин неправильно принял линейный ход температуры в хромосфере, что увеличивает T_x на эффективном уровне.

Во-вторых, Мартин провел свои расчеты в условной единице длины, не связав ход N_e в короне с радиусом Солнца. Поэтому из расчетов Мартина нельзя сделать выводов о радиотемпературе Солнца.

В-третьих, Мартин не рассчитывает излучение от краев диска, где нужно учитывать рефракцию в сферических слоях.

В-четвертых, Мартин не учитывает роли флуктуаций плотности и не дает расчетов радиотемпературы и величины α , которые позволяют экспериментально проверить теорию.

Наконец, Мартин неправильно определяет интенсивность в центре диска для волны с $\lambda \geq 6$ м. Он считает, что для слоя с $N_e = N_e^{\text{кр}} \tau < 1$. Это верно только для наклонных лучей. В центре же диска лучи исходят из области с $n = 0$, где поглощение резко возрастает; поэтому интенсивность излучения в центре диска равна интенсивности излучения черного тела при температуре соответствующего слоя короны.

Л и т е р а т у р а

1. В. Л. Гинзбург. Успехи физ. наук **32**, 26, 1947; **34**, 13, 1948.
 2. И. С. Шкловский. Астр. Журн. **23**, 333, 1946.
 3. В. Л. Гинзбург. Успехи физ. наук **32**, 26, 1947.
 4. D. Menzel a. C. Pekeris. M. N. **96**, 77, 1935.
 5. И. С. Шкловский. Докторская диссертация, стр. 208, МГУ, 1948.
 6. H. Babcock. PASP **60**, 358, 1948.
 7. D. Martin. Proc. Roy. Soc. A **193**, 44, 1948.
 8. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, 1939.
 9. H. van de Hulst. Ap. J. **105**, 471, 1947.
 10. В. Л. Гинзбург. Астр. Журн. **26**, 84, 1948.
 11. С. Н. Блажко. Курс сферической астрономии. Гостехиздат, 1948.
 12. С. Э. Хайкин и Б. М. Чихачев. Изв. АН СССР, сер. физ. **12**, 38, 1948.
-

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА И ОПЫТ КИНЕМАТОГРАФИРОВАНИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ*А. Б. Гильварг и А. Б. Северный*

Дано описание опыта построения интерференционно-поляризационного фильтра с шириной полосы пропускания около $0.5 \text{ \AA}$ для наблюдений поверхности Солнца. Описан новый фильтр типа Лيو для шести радиаций солнечной короны и хромосферы, примененный недавно на обсерватории. Приведены результаты опыта кинематографирования протуберанцев при помощи узкополосного фильтра.

§ 1. ФИЛЬТР ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

Интерференционно-поляризационный фильтр, работающий с 1948 г. в Симеизе на установке типа коронографа Лео, имеет полосу пропускания шириной $1.8 \text{ \AA}$ для линии H_{α} ($\lambda 6562.8$) (см. описание этого прибора в IV томе Известий обсерватории [1]). Этот фильтр показал свои высокие качества в течение двух лет работы: благодаря сравнительно узкой полосе пропускания наблюдения протуберанцев с этим фильтром оказались практически возможными даже при весьма плохой видимости (например, когда небо покрыто слабым покровом перистых облаков) и в условиях, практически таких же, что и на уровне моря. В условиях весьма хорошей видимости и спокойствия изображений наш фильтр позволяет видеть детали на поверхности Солнца — водородные светлые и темные флоккулы, темные волокна и водородную грануляцию. Однако изображения деталей при этом недостаточно контрастны, и требуется дальнейшее сужение полосы пропускания фильтра до ширины $\sim 0.5 - 0.7 \text{ \AA}$. Сужение полосы пропускания может, очевидно, быть осуществлено посредством прибавления к уже имеющемуся фильтру новых пластин кварца или шпата или же при помощи «скрещения» имеющегося фильтра с эталоном Фабри с подходящими разделителем и коэффициентом отражения. Первый способ очевиден и хорошо известен, поэтому представлялось интересным применить эталон Фабри.

Порядок интерференции для $\lambda = 6562.8$ в нашем фильтре есть 1152, так что эталон должен давать порядок интерференции 2304, и разделение

между зеркалами эталона будет равно 0.756 мм (при условии нормального падения лучей). Изготовленные нами два эталона Фабри имеют разделитель в 0.758 мм, так что требуемая разность хода в 2304 волны H_{α} получается при падении лучей под наклоном около 4° .* Полезное поле эталона определяется наибольшим допустимым отклонением от заданной разности хода 2304. Принимая это отклонение равным 0.1, получим полезное поле около $6'$, т. е. в пределах $1/5$ диска Солнца детали могут наблюдаться достаточно контрастно в излучении H_{α} . Это обстоятельство ограничивает возможность использования эталона для одновременного обозрения всего диска Солнца, и для улучшения контрастности необходима ограничительная диафрагма в фокальной плоскости строящего изображение Солнца объектива.

Однако преимуществом эталона является компактность установки и возможность получить любую желаемую ширину полосы пропускания посредством увеличения коэффициента отражения зеркал. Для одного из наших эталонов коэффициент отражения был сделан 65%, для другого — 85%. Теоретические полуширины полос для этих случаев получаются 0.4 и 0.15 Å, соответственно, однако из-за использования эталонов в слабо сходящихся пучках ширина полос была практически выше — около 0.7 и 0.4 Å, соответственно. Первый эталон (с полосой 0.7 Å) показал возможность наблюдать темные и светлые водородные флоккулы и волокна на самом диске Солнца. Контрастность деталей увеличивается при ограничении изображения Солнца до $1/4$ — $1/5$. Так же как и при наблюдениях протуберанцев с фильтром, видимость структуры поверхности Солнца с фильтром и эталоном лучше, чем при наблюдениях в спектроскоп, хотя контрастность в спектроскопе выше.

На фиг. 1 приведены пробные фотографии темных волокон на диске Солнца, полученные с фильтром и эталоном Фабри.

Если употреблять кварц или шпат для дальнейшего сужения полосы пропускания, то полезное поле будет больше, чем с эталоном Фабри. Сдвиг полосы пропускания при наклонном падении лучей на пластинку кристалла определяется приближенной формулой (ср. [1])

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\alpha^2}{2\mu^2} \cos 2\theta, \quad (1.1)$$

где μ — средний показатель преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей; α — угол наклона луча к нормали к грани пластинки, вырезанной параллельно главной оси; θ — азимут (отсчитываемый от направления оси наименьшего показателя преломления).** Вместо λ введем в (1) порядок интерференции n согласно соотношению

$$\mu d = n\lambda, \quad (1.2)$$

* См. формулу $2d \cos \varphi = k\lambda$ для эталона Фабри; d — толщина разделителя; λ — длина волны; k — порядок интерференции.

** Более точная формула для одноосных кристаллов ведет к тому же результату (сравни работу Эванса [2]).

где μ — двупреломление; d — толщина пластины. Тогда будем иметь

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{c^2}{2\mu^2} \cos 2\theta. \quad (1.3)$$

Полезное поле определяется наибольшим допустимым Δn в самой толстой пластине. Приняв $\Delta n = 0.1$ для величины поля (при $\theta = 0$ или $\pi/2$), будем иметь

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\mu^2}{10n}}. \quad (1.4)$$

Для фильтра из кварца с шириной полосы пропускания около $0.4\text{--}0.5 \text{ \AA}$ (порядок n около 5000) полезное поле будет около градуса. Практически такое же поле будет, если «достройку» фильтра производить из пластин шпата, так как $\frac{\mu_{\text{кв}}}{\mu_{\text{шп}}} = 0.95$. Дальнейшее сужение полосы пропускания приведет к уменьшению поля, и фильтр с полосой пропускания меньше $0.3\text{--}0.4 \text{ \AA}$ уже недостаточен для одновременного наблюдения всего диска Солнца. При таком уменьшении ширины полосы пропускания, наряду с потерей поля, многообразная структура поверхности Солнца и в особенности протуберанцев становится беднее: благодаря дисперсии лучевых скоростей, присущей различным образованиям на Солнце, только лишь небольшая часть образования становится видимой через фильтр. Этому сопутствует потемнение изображения из-за уменьшения коэффициента пропускания фильтра; требуются большие экспозиции при фотографировании, что невыгодно из-за беспокойства изображений. Наш опыт с двумя упомянутыми выше эталонами Фабри подтвердил это заключение: уже при ширине полосы $0.6\text{--}0.7 \text{ \AA}$ протуберанцы приобретают вид весьма тонких, тусклых волокон, лишенных первоначальной богатой структуры; при полосе пропускания в $0.3 \text{ \AA}$ (второй эталон Фабри) беднеет структура образований на самом диске Солнца. Таким образом, существуют оптимальные условия для наблюдений протуберанцев и деталей на диске Солнца при помощи интерференционно-поляризационного фильтра. Для инструментов типа коронографа Лию наиболее благоприятным значением ширины полосы пропускания следует считать $2\text{--}3 \text{ \AA}$ для наблюдений протуберанцев и $0.5\text{--}0.7 \text{ \AA}$ — для наблюдений деталей на поверхности Солнца. К аналогичным заключениям мы пришли, произведя опыт «достройки» фильтра при помощи кварцевой пластинки. В этом последнем случае хорошо заметно увеличение полезного поля по сравнению с эталоном Фабри.*

* После того как настоящая работа была сдана в печать, в начале 1950 г. мы осуществили «достройку» фильтра с помощью шпатовой пластины и пластинки в $1/4$ длины волны $\lambda 6562,8$, позволяющей осуществлять тонкую юстировку разности хода в последнем элементе фильтра. Испытания показали весьма хорошую видимость деталей на диске Солнца в пределах поля около одного градуса. Ширина полосы пропускания получается здесь $\approx 0.8 \text{ \AA}$.

§ 2. ШЕСТИПОЛОСНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ФИЛЬТР

Летом 1949 г. было закончено изготовление второго, нового фильтра из кварца для шести полос пропускания, имеющих астрофизический интерес. Этот фильтр вполне аналогичен фильтру Лию [3], но рассчитан для других рабочих температур. Как установил Лию, при толщине первой кварцевой пластины

$$d_1 \cong 2.22 \text{ мм},$$

помещенной между скрещенными поляризаторами, полосы пропускания при 30° оказываются настолько близко расположенными к шести интересным спектральным линиям, что сравнительно небольшим изменением температуры можно добиться совпадения той или иной ближайшей полосы с интересующей нас спектральной линией.

Если исходить из температуры 30° , как это делает Лию, то порядок интерференции для первой пластины в линии, скажем, D_3 гелия будет

$$n_1 = \frac{\mu d_1}{\lambda}, \quad (2.1)$$

где μ — двупреломление для $\lambda = 5875.6$ при температуре 30° . При помощи зависимости μ от λ (см. [1]) при $T = 18^\circ$ и формулы

$$\mu(T) = \mu(18^\circ) - 1.14 \cdot 10^{-6} (T - 18^\circ), \quad (2.2)$$

мы находим для линии D_3 величину $\mu(30^\circ) = 0.009104$. Отсюда

$$n_1 = 15.4945 d_1.$$

При толщине первой пластины $d_1 = 2.227$ порядок n_1 будет 34.506, т. е. практически 34.5, так что полоса пропускания практически совпадает с линией D_3 гелия при температуре 30° (поляроиды скрещены).

Если теперь для этой температуры подсчитать порядок n_1 для линии H_α , $\lambda 6562.8$, то окажется $n_1 = 30.612$ вместо 30.500, что должно было бы быть при совпадении соответствующей полосы пропускания с линией H_α .

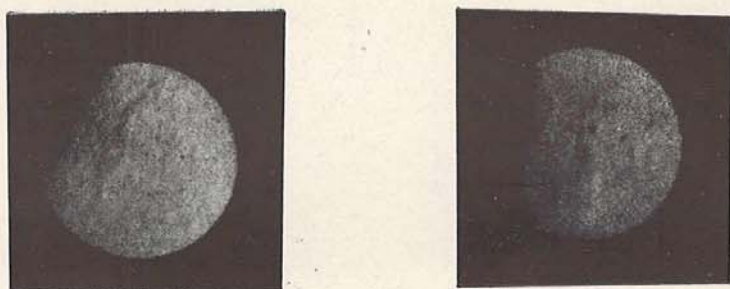
Однако оба значения близки друг к другу. Пусть Δn — разность между значением n для избранной температуры (30°) и значением n для той температуры, при которой полоса совпадает с интересующей нас линией (это последнее значение либо целое, либо целое плюс $\frac{1}{2}$). Согласно формуле (2.1), изменение Δn может быть обусловлено изменением температуры благодаря зависимости μ от T .

Мы имеем, очевидно (для принятого значения Δn),

$$\Delta \mu = -\frac{\lambda}{d_1} \Delta n;$$

но, согласно (2.2), $\Delta \mu = -k \Delta T$, ($k = 1.14 \cdot 10^{-6}$), следовательно

$$\Delta T = \frac{1}{k} \frac{\lambda}{d_1} \Delta n. \quad (2.3)$$



Фиг. 1. Фотографии областей диска Солнца, содержащих темные волокна, с фильтром и эталоном Фабри



Фиг. 2. Фотография протуберанца в лучах $H\alpha$, полученная с новым шестиполосным фильтром 19 сентября 1949 г. 11^h37^m



Фиг. 3. Пробная фотография протуберанца, полученная при помощи шестиполосного фильтра в линии гелия D_3

Вычисленные по формуле (2.1) значения порядков интерференции n_1 для шести интересных спектральных линий даны в таблице для двух исходных значений толщины первой пластинки $d_1 = 2.227$ и $d_1 = 2.226$ мм. Там же приведены вычисленные по формуле (2.3) значения температуры, при которой полоса пропускания совпадает с соответствующей ближайшей линией (T').

Таблица

Линия	λ	$d_1 = 2.227$		$d_1 = 2.226$			
		n_1	T'	n_1	T'	n_0	$\delta\lambda$ (Å)
H α	6562.8	30.612	59.4	30.598	55.3	976	3.3
R Cor	6374.5	31.588	52.0	31.574	48.5	1008	3.2
D β	5875.6	34.506	39.0	34.487	27.0	1104	2.7
vCor	5302.8	38.612	53.4	38.596	50.1	1232	2.2
b $_1$ Mg	5183.6	39.598	49.9	39.580	46.2	1264	2.0
H β	4861.3	42.533	36.3	42.514	32.7	1360	1.8

При изготовлении фильтра мы исходили из значения $d_1 = 2.226$, так как температуры T' в этом случае более удобны для работы в наших условиях. Фильтр состоит из шести пластин, и порядок интерференции в последней, шестой, пластине приведен в таблице; там же приведена расчетная полуширина соответствующих полос пропускания $\delta\lambda$. Фактическая полуширина полосы пропускания была исследована для линии H α : она оказалась равной 2.8 Å. Коэффициент пропускания фильтра в этой линии — около 10%. Фильтр помещен в термостат, аналогичный описанному в [1]; специальное устройство контактного термометра позволяет менять температуру термостатирования в пределах, указанных в таблице.

Фильтр, поставленный в установку типа коронографа Лио (см. [1]), показал свои высокие качества: несмотря на более яркий фон, качество изображений протуберанцев в линии H α не уступает тому, что дает наш первый фильтр с более узкой полосой пропускания в 1.8 Å. На фиг. 2 воспроизведена фотография протуберанцев, полученная с новым фильтром.

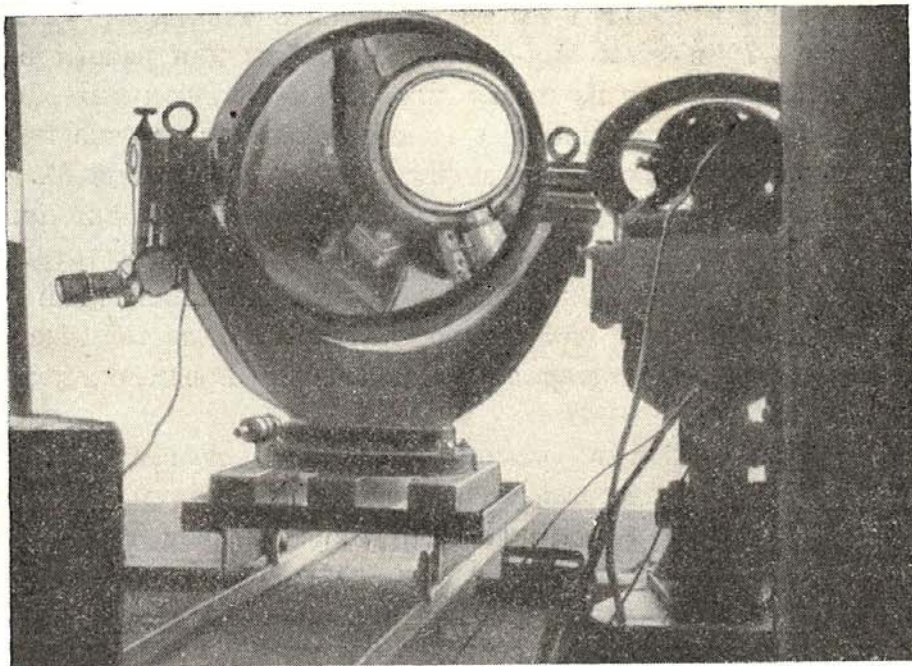
Помимо интересных применений описываемого прибора для фотографирования солнечной короны, сделанных впервые Лио [3] в лучах $\lambda\lambda$ 5303, 6374 и требующих большой чистоты атмосферы, достижимой только в высокогорных условиях, этот прибор имеет, на наш взгляд, не менее интересное применение для фотографирования протуберанцев в излучении D $_3$ -гелия (или H β -водорода), которое практически свободно от самос поглощения в протуберанцах. Фотографирование протуберанцев одновременно при помощи двух фильтров в линиях H α и D $_3$ дает нам возможность быстро и непосредственно, фотометрированием обоих изображений,

определять самопоглощение для каждого протуберанца при помощи кривой роста — зависимости интенсивности свечения в линии H_{α} от интенсивности в линии D_3 .

Так как интенсивность свечения протуберанцев в линии гелия D_3 иногда в 30 раз меньше, чем в H_{α} , то получение таких фотографий — нелегкое дело и возможно только в условиях хорошей видимости и спокойствия изображений, если работать на уровне моря или на небольшой высоте. На фиг. 3 воспроизведена полученная нами первая пробная фотография протуберанца в линии гелия D_3 . Как мы видим, контраст на первых порах весьма невысокий, и задача дальнейшей работы добиться здесь улучшения.

§ 3. КИНЕМАТОГРАФИРОВАНИЕ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

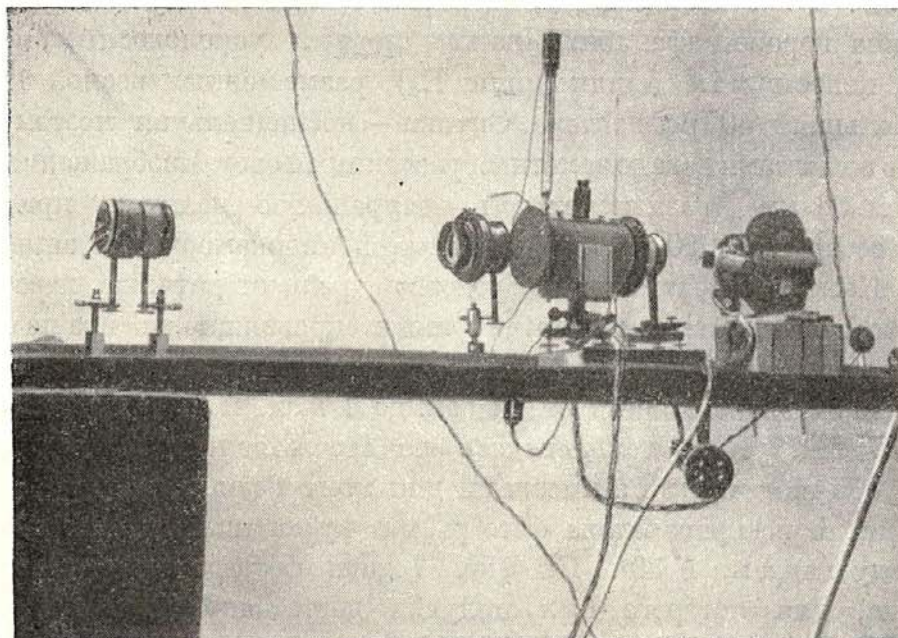
Впервые кинематографирование процессов на поверхности Солнца осуществлено в 1937 г. в обсерватории Мак-Мас в Мичигане при помощи вертикального солнечного телескопа со спектрогелиографом. Весьма



Фиг. 4. Вид целостатной установки

подробное описание этой установки и всех особенностей кинопроцесса в астрономии дано в работе Мак-Мас [4]. В годы войны (1943—1945) кинематографирование протуберанцев впервые было осуществлено при помощи интерференционно-поляризационных фильтров на высокогорных обсерваториях Пик дю Миди, Франция (Лию) и Клаймакс, Колорадо (Робертс). Помимо передачи на экране в наглядном и хронологически

правильном виде процессов развития протуберанцев, их кинематографирование доставляет чрезвычайно обильный материал для изучения движений и физической природы этих весьма загадочных образований. Передача на экран требует высокой техники кинопроцесса; получение же ценного для изучения материала не требует особых технических ухищрений. Эту вторую задачу мы в основном и преследовали в настоящей



Фиг. 5. Вид установки типа коронографа с фильтром и кинокамерой

работе, рассматривая вопрос о получении фильма, совершенного с точки зрения киноискусства, как второстепенный по следующим основаниям.

Основные трудности астрономической киносъемки возникают из следующих обстоятельств. Во-первых, это замедленная киносъемка, требующая не стандартной, но довольно совершенной киноаппаратуры, т. е. точности работы лентопротяжного механизма и механизма экспозиций. Во-вторых, астрономический кинопроцесс требует весьма плавного движения телескопа, что в основном зависит от качества хода часового механизма, ведущего телескоп. Наконец, в-третьих, большое влияние на киносъемку оказывают колебания Солнца, вызванные случайными, но неизбежными причинами, как-то: колебания из-за ветра (в случае вынесенной наружу целостатной установки) и главным образом колебания из-за беспокойствия изображений. Из-за применения нами вынесенной наружу целостатной установки (см. ниже), подверженной действию весьма нередких и сильных ветров, а также из-за беспокойных изображений, которые сплошь и рядом характерны для Симеиза, было бы бесполезно добиваться получения совершенного с точки зрения киноискусства

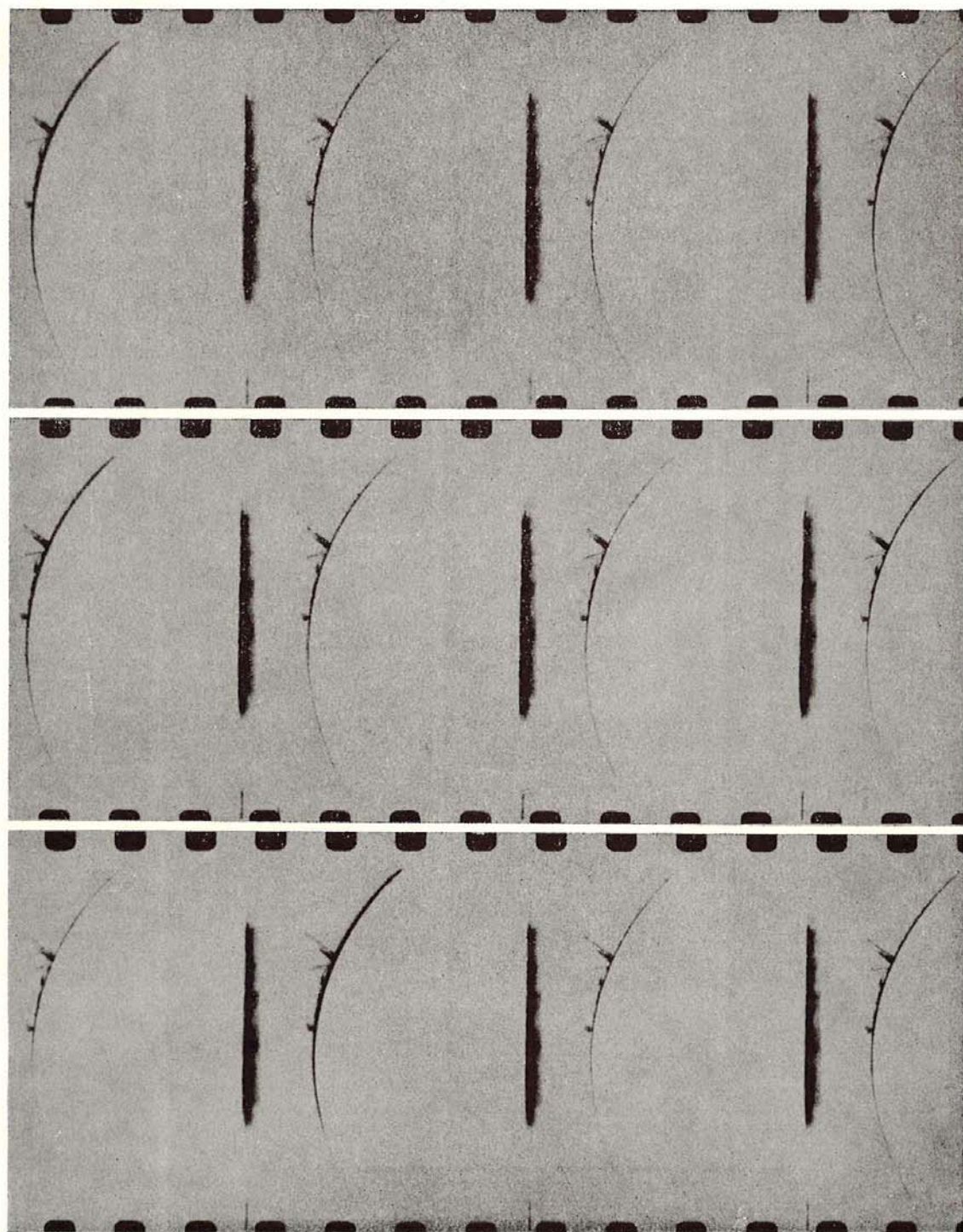
фильма. Действительно, применение секундного контроля позволило нам почти целиком устранить неточности хода телескопа, а переделка стандартной кинокамеры на замедленную киносъемку позволила довести точность стояния кадров до 0.03 мм, что вполне достаточно для устранения дрожаний при воспроизведении фильма на экран. Но несмотря на это, дрожания сохранились, и в условиях обсерватории не могут быть устранены.

На фиг. 4 и 5 показаны фотография целостатной установки и установки типа коронографа Лию с нашим первым узкополосным фильтром (ширина полосы $\simeq 1.8 \text{ \AA}$ для линии H_{α}), размещенных весной 1949 г. в башне большого 40" рефрактора. Оптика — неспециальная, поэтому ее сочетание с зеркалами давало заметный рассеянный свет. Изображение Солнца диаметром 36 мм проектируется в натуральную величину при помощи линзы Тессар ($f = 350 \text{ мм}$) через фильтр в кинокамеру для замедленной съемки. Камера срабатывает посредством реле от датчика, насаженного на вал часового механизма. Датчик имеет скользящие по вращающемуся барабану контакты и может быть установлен так, чтобы давать промежутки между экспозициями от 12 сек. до 1 мин. и время экспозиции от 0.1 до 0.7 сек. * Киносъемка велась на отечественном фильме Панхром Т-9, и обычное время экспозиции для этого фильма $0^s.5$.

На фиг. 6 воспроизведена фотография куска кинофильма, с интервалом между кадрами в 30^s . На фиг. 7 дана фотография активного протуберанца, для которого был получен достаточно обильный материал посредством кинематографирования. Наличие неустраняемых помех из-за беспокойствия изображений, а также вынужденные перерывы и прекращения киносъемки из-за облачности приводят к тому, что лишь небольшая часть киноленты может быть использована для кинофильма. Так, например, из более чем 200 м ленты, снятой с августа по ноябрь 1949 г., всего около 80 м могло быть использовано для кинофильма; остальная часть хотя и непригодна для передачи на экран, но представляет весьма ценный материал для изучения.

В заключение можно в качестве примера привести результат измерения движений протуберанца по кинофильму от 13 августа 1949 г. $15^h30^m - 17^h10^m$. На протяжении предшествующих двух дней — 11 и 12 августа — протуберанец представлял собой типичный спокойный протуберанец. С утра 13. VIII в середине основания протуберанца показался просвет, который увеличивался, и к 14^h того же дня протуберанец выглядел в виде массивной дуги, один конец которой отрывался от поверхности Солнца. Вскоре было замечено, что оторвавшийся конец дуги начинает быстро подниматься. В 15^h началась киносъемка, и кинолента показала развитие типичного, массивного, эруптивного протуберанца (фиг. 8).

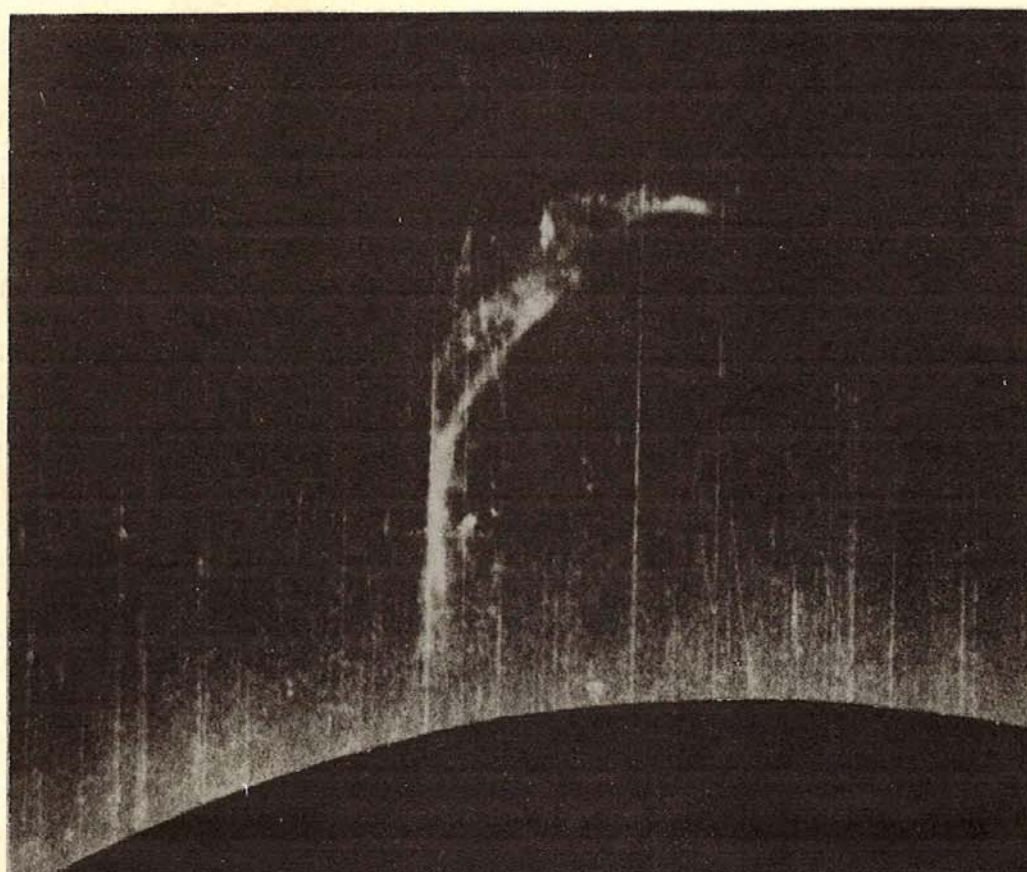
* Мы выражаем благодарность Г. А. Монину за осуществление приспособления для замедленной съемки.



Фиг. 6. Репродукция куска кинофильма

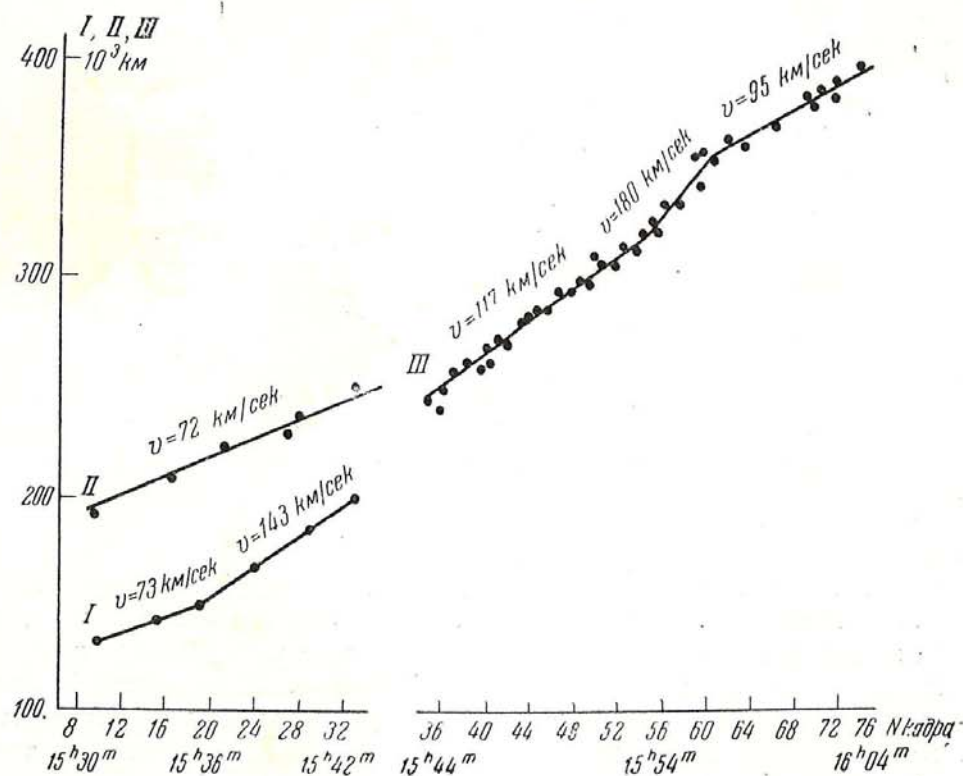


Фиг. 7. Активный протуберанец от 3 августа 1949 г. 10^h30^m



Фиг. 8. Эруптивный протуберанец 13 августа 1949 г. 15^h50^m

Измерения движений пяти характерных узлов этого протуберанца позволили построить зависимость «высота — время», которая представлена на фиг. 9 (по оси абсцисс отложено время, по оси ординат — высота в тысячах км от поверхности Солнца). Там же указаны скорости



ТЕОРИЯ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗВЕЗД И ИСТОЧНИКИ ЗВЕЗДНОЙ ЭНЕРГИИ

ЧАСТЬ II

Н. А. Козырев

Диаграмма Рессела — Гертцшпрунга, преобразованная к физическим условиям внутри звезд, показывает, что производительность энергии в звездах является однозначной функцией физических условий. Вместо линии пересечения поверхности тепловыделения и поверхности теплоотдачи получается заполнение звездами некоторой области в плоскости плотности и температуры. Поверхности сливаются, и это доказывает, что из двух условий существует только одно — условие теплоотдачи. Таким образом, выделение энергии звездами происходит не в результате реакций. Звезды — это машины, вырабатывающие радиацию. Наблюдаемое соотношение теплоотдачи, т. е. зависимость «масса — яркость — радиус», не может быть объяснено обычными физическими законами. Звезды существуют как раз в тех условиях, где классические законы нарушаются и становится возможным особый механизм выделения энергии. Эти условия определяются основным направлением и лежащей на нем основной точкой. Физические координаты основной точки найдены при помощи наблюдательных данных. Эти постоянные должны входить в теорию внутреннего строения звезд, адекватную наблюдениям. Подробно показана несостоятельность объяснения звездной энергии ядерными реакциями и соответствующих расчетов процентного содержания в звездах водорода и гелия. Рассмотрены особенности некоторых последовательностей диаграммы Рессела — Гертцшпрунга, имеющие теоретический интерес.

Глава I.

ДИАГРАММА РЕССЕЛА — ГЕРТЦШПРУНГА И ПРИРОДА ЗВЕЗДНОЙ ЭНЕРГИИ

§ 1. Объяснение диаграммы теорией внутреннего строения звезд

Диаграмма Рессела — Гертцшпрунга связывает абсолютную яркость звезды L со спектральным типом или с эффективной температурой звезды T_{ef} . С точки зрения теории внутреннего строения звезд, вместо эффек-

тивной температуры удобнее пользоваться радиусом R , который получается при помощи L и T_{ef} по закону Стефана—Больцмана

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4; \quad \sigma = \frac{1}{4} \alpha c,$$

где c — скорость света и α — постоянная плотности лучистой энергии. Таким образом, диаграмма Рессела — Герцшпрунга равносильна зависимости $L(R)$ или $M(R)$, если воспользоваться соотношением «масса — яркость». Благодаря существованию ряда последовательностей звезд: главной, гигантов, карликов и т. п., эти зависимости не однозначны и выражены не четко. В настоящем параграфе мы покажем, что для большинства звезд зависимости $L(R)$ или $M(R)$ самым тесным образом связаны с характером выделения звездной энергии. Сущность зависимости $L(R)$ станет ясна, если перейти от наблюдаемых характеристик звезд: массы M , яркости L и радиуса R к параметрам, определяющим физические условия внутри звезд. Вопрос о методе таких расчетов и их точности подробно рассматривался в первой части настоящей работы [1]. Полезно будет воспроизвести сущность этих расчетов элементарным образом.

Прежде всего получается средняя плотность звезды

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}. \quad (1.1)$$

Далее из условия механического равновесия легко находим некоторое среднее давление. Это давление должно уравновешивать столб с основанием в один квадратный сантиметр и длиной порядка R : $p \approx gR$. Так как $g \approx \frac{GM}{R^2}$, то:

$$p \approx \frac{3G}{4\pi} \frac{M^2}{R^4}. \quad (1.2)$$

Что касается температуры, то ее естественно вычислять по потоку выходящей из звезды энергии F_R

$$F_R = \frac{L}{4\pi R^2}, \quad (1.3)$$

поскольку поток всегда связан с перепадом температур. Зная характер энергетического транспорта и пользуясь выражениями (1.1) или (1.2), получим

$$T = f(L, M, R). \quad (1.4)$$

Например, при лучевом транспорте (1.16.1)

$$F_R = -\frac{c}{\kappa \rho} \frac{dB}{dr}, \quad (1.5)$$

где κ — коэффициент поглощения на единицу массы и B — лучевое давление:

$$B = \frac{1}{3} \alpha T^4. \quad (1.6)$$

Лучевым давлением B будет часто удобно пользоваться вместо температуры. По формуле (1.3) приближенно можно писать

$$B \approx \frac{\kappa F_R}{c} \rho R,$$

откуда при помощи (1.1) и (1.3) находим

$$B \approx \frac{3LM}{(4\pi)^2 c R^4} \kappa. \quad (1.4a)$$

При известной зависимости κ от B и ρ формула (1.4a) полностью приводит к выражению (1.4). Итак, выражения (1.1), (1.2) и (1.4a) позволяют вычислить для любых звезд некоторые средние значения плотности, давления и температуры. Точные значения физических параметров для какой-нибудь точки в звезде, например в центре, могут быть получены умножением этих же выражений на некоторые безразмерные «структурные» множители. Структурные коэффициенты были подробно изучены в первой части настоящей работы как математически, посредством решения безразмерных дифференциальных уравнений механического и лучевого равновесий, так и эмпирически — анализом динамических свойств некоторых звезд.

Значения ρ , p и T , вычисляемые по формулам (1.1), (1.2) и (1.4), должны быть связаны между собой уравнением фазового состояния материи. Следовательно, получается первая связь

$$F_1(L, M, R) = 0, \quad (1.7)$$

практически не зависящая от характера выделения энергии в звездах.

Например, для звезды, построенной из идеального газа,

$$p = \frac{\Re T}{\mu} \rho.$$

Деля выражение (1.2) на выражение (1.1), находим

$$T \approx \frac{G}{\Re} \mu \cdot \frac{M}{R}; \quad B \approx \frac{\alpha G^4}{3\Re^4} \mu^4 \cdot \frac{M^4}{R^4} \quad (1.8)$$

и

$$\gamma = \frac{B}{p} \approx M^2 \mu^4. \quad (1.9)$$

Сравнивая выражение (1.8) с формулой (1.4a), справедливой при лучевом транспорте энергии, получим зависимость (1.7) в явном виде

$$L \approx M^3 \cdot \frac{\mu^4}{\kappa}. \quad (1.7a)$$

В качестве другого примера рассмотрим звезду, состоящую из вырожденного газа

$$p \approx \varphi^{5/3}.$$

Тогда из формул (1.1) и (1.2) следует

$$RM^{1/3} = \text{const.} \quad (1.76)$$

Таким образом, здесь сразу получается зависимость типа (1.7), из которой выпало L .

В формулу (1.7а), справедливую для идеального газа, R может войти только через κ . Поэтому эта формула представляет собой соотношение «масса—яркость», которое приблизительно согласуется с наблюдениями ($L \sim M^3$) в предположении $\frac{\mu^4}{\kappa} = \text{const} = 0.08$. Приведенные расчеты справедливы при малом лучевом давлении: $\gamma < 1$. Как видно из формулы (1.9), для достаточно массивных звезд γ может стать больше единицы. Тогда формула (1.2) будет определять не газовое давление, а лучевое

$$B \approx \frac{M^2}{R^4}.$$

Сравнивая теперь это выражение с формулой (1.4а), находим

$$L \approx \frac{M}{\kappa}. \quad (1.7в)$$

У сверхгигантов, с известными L и M , мы не наблюдаем таких громадных вариаций M , которые вытекают из этой формулы. Поэтому в главе II, часть I мы пришли к заключению, что для $M \leq 100M_{\odot}$, $\gamma \leq 1$, откуда по формуле типа (1.9), получается $\mu = \frac{1}{2}$. Следовательно, $\kappa = 0.8 \approx$ коэффициенту томсоновского расстояния. Весьма интересно, что лучевое давление, повидимому, накладывает предел существованию больших звездных масс, хотя такой предел и не следует из рассмотрения возможностей равновесия звезд.

До сих пор мы не пользовались условием теплового равновесия звезды, которое требует равенства теплопроизводительности и теплоотдачи. Средняя теплопроизводительность одного грамма материи звезды может, следовательно, вычисляться по формуле

$$\varepsilon = \frac{L}{M}. \quad (1.10)$$

С другой стороны, если производительность энергии определяется некоторыми реакциями, то ε будет функцией ρ и T , характер которой зависит от кинетики данной реакции. Таким образом, формулы (1.10), (1.1), (1.4) и уравнение реакции требуют существования второй зависимости

$$F_2(L, M, R) = 0, \quad (1.11)$$

которая целиком определяется типом выделения звездной энергии. Для идеального газа R из первой зависимости $F_1 = 0$ выпадало; поэтому (1.11) преобразуется в соотношение $L(R)$ или $M(R)$, зависящее непосредственно

от характера источников звездной энергии. Для вырожденного газа картина получается обратной. Как мы видели, в этом случае соотношение $M(R)$ не зависит от источников энергии, связь же между массой и яркостью получается из уравнения (1.11).

§ 2. Преобразование диаграммы Рассела — Герцшпрунга к физическим характеристикам центральных областей звезд

Наша задача заключается в выяснении тех процессов, которые происходят в звездах и приводят к образованию энергии. Для ее решения мы должны знать физические условия внутри звезд, т. е. должны от наблюдаемых характеристик L , M и R перейти к физическим параметрам.

Будем обозначать штрихом сверху величины, выраженные в долях их значений для Солнца. Допуская, что все звезды имеют одинаковые структуры, можно совершенно строго по формулам (1.1), (1.2), (1.10) вычислить следующие центральные характеристики звезд:

$$\bar{p}_c = \frac{\bar{M}^2}{R^4}; \quad \bar{\rho}_c = \frac{\bar{M}}{R^3}; \quad \bar{\epsilon}_c = \frac{\bar{L}}{\bar{M}}. \quad (1.12)$$

Даже при различных звездных структурах мало правдоподобно, чтобы эти формулы могли привести к принципиально искаженным результатам.

Как выяснялось в предыдущем параграфе, для вычисления температуры или лучевого давления существуют два пути; однако каждый из них связан с определенными гипотезами. Во-первых, лучевое давление может быть вычислено через поток энергии, т. е. через ϵ по формуле (1.4а). Точное выражение этого соотношения [см. ч. I (1.27)] имеет следующий вид:

$$B_c = \frac{\epsilon_c \kappa_c}{4\pi G c \lambda} p_c, \quad (1.13)$$

где λ — параметр системы безразмерных уравнений равновесия, численное значение которого порядка единицы. Во-вторых, лучевое давление может быть вычислено, в случае идеального газа, из формул (1.12) непосредственно

$$\bar{B}_c \bar{\mu}^{-4} = \left(\frac{\bar{p}_c}{\bar{\rho}_c} \right)^4 = \frac{\bar{M}^4}{R^4}. \quad (1.14)$$

Формулы (1.13) и (1.14) должны приводить к одному результату. Напомним, что из этого требования и вытекает соотношение «масса — яркость». Гипотеза идеального газа для всех звезд, за исключением белых карликов, кажется столь обоснованной, что совершенно естественно пользоваться для расчета температуры или лучевого давления простой формулой (1.14). Действительно, как было указано еще Эддингтоном [2], при температурах в несколько миллионов градусов атомы даже тяжелых элементов будут из-за ионизации занимать столь малые объемы (порядка одной миллионной нормальных размеров), что поправки Ван-дер-Ваальса

будут малы и при плотностях, намного превышающих единицу. Однако в плазме могут оказаться существенными электростатические взаимодействия между частицами, которые приведут к отрицательному давлению, сообщающему газу свойства «сверхидеального газа». Приближенная теория этих явлений для сильных электролитов была разработана Дебаем и Хюккелем и применена к звездному газу Эддингтоном и Росселландом. Эти авторы пришли к согласному результату о том, что электрическое давление не может оказывать существенного влияния на внутреннее строение звезды. Не вдаваясь в подробности этой сложной теории, можно сразу показать, что электрическое давление не существенно для звезд, построенных из водорода. Сравним для этого кинетическую энергию частиц с энергией кулоновского взаимодействия

$$kT > \frac{z^2 e^2}{r}.$$

При соблюдении этого неравенства газ будет идеальным. Возводя в куб, получаем

$$\frac{(kT)^3}{n} = \frac{(kT)^4}{p} > z^6 e^6,$$

где n — число частиц в единице объема. Так как лучевое давление B выражается формулой

$$B = \frac{\pi^2}{45} \frac{(kT)^4}{(\hbar c)^3}, \quad (1.6a)$$

то можно сказать, что газ будет идеальным при условии, когда отношение лучевого давления к газовому

$$\gamma > \frac{\pi^2 z^6}{45} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^3.$$

Это отношение, по формуле (1.9), определяется массой звезды. Так как $\gamma = 1$ при $\bar{M} = 100$, то $\gamma^{\frac{1}{3}} \approx \frac{\bar{M}}{100}$. Итак, для идеального газа получается условие, зависящее только от массы звезды

$$100 M_{\odot} > M > \frac{100 \pi}{V 45} z^3 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^{3/2} M_{\odot}. \quad (1.15)$$

Для водорода или один раз ионизованных элементов $z = 1$. Постоянная тонкой структуры в степени $3/2$ — порядка $\frac{1}{2} 10^{-3}$. Следовательно, в водородной звезде электрическое давление может играть роль только при массах, меньших одной — двух сотых массы Солнца.

Поразительно, что из возможных состояний материи в звездах осуществяются как раз те состояния, которые с теоретической точки зрения кажутся наиболее простыми.

Для каждой звезды, зная $\bar{M}$ и R , мы можем теперь по формулам (1.12) и (1.14) вычислить $\bar{\rho}_c$ и $\bar{T}_c$ в предположении одинакового молеку-

лярного веса для всех звезд ($\bar{\mu} = 1$). Диапазон, в котором заключены параметры физического состояния материи различных звезд, очень велик: $10^{-8} < \bar{\rho}_c < 10^6$, $10^{-2} < \bar{T}_c < 10^2$, $10^{-3} < \bar{\epsilon}_c < 10^4$. Поэтому для графического представления приходится пользоваться логарифмическим масштабom. Будем откладывать по оси абсцисс $\lg \bar{\rho}_c$, а по оси ординат, для однородности масштабов, $4 \lg \bar{T}_c$, т. е. $\lg \bar{B}_c$. Если существует закон образования энергии типа $\epsilon_c = \varphi(\rho_c, T_c)$, то, откладывая $\lg \bar{\epsilon}_c$ по оси аппликат, мы получим некоторую поверхность. С другой стороны, условие равновесия требует выполнения формулы (1.13). Поэтому конфигурации равновесия будут возможны только по линии пересечения этих двух поверхностей. Следовательно, в плоскости $\lg \bar{\rho}_c$, $\lg \bar{B}_c$ звезды должны расположиться по некоторой кривой, являющейся преобразованием зависимости $M(R)$ к физическим характеристикам звезд. На этой кривой можно разметить значения отрезков аппликат, т. е. значения $\lg \bar{\epsilon}_c$.

§ 3. Кривая ядерных реакций

Уравнение выделения энергии при термонуклеарных реакциях имеет следующий вид:

$$\epsilon = A \rho \tau^2 e^{-\tau}; \quad \tau = \frac{a}{T^{1/3}}, \quad (1.16)$$

где через T_m обозначается температура, выраженная в миллионах градусов. Например, для протон-протонной реакции постоянные имеют следующие значения:

$$a = 33.8; \quad A = 4 \cdot 10^3. \quad (1.17)$$

Чтобы найти интересующую нас кривую зависимости ρ_c от B_c , по которой при ядерных источниках энергии должны располагаться звезды, исключим ϵ_c из этой формулы при помощи условия (1.13)

$$\lambda 4\pi G c B_c = A \kappa_c \rho_c \tau_c^2 e^{-\tau_c}. \quad (1.18)$$

Как показывает экспоненциальный множитель формулы (1.16), ϵ весьма чувствительно к изменениям температуры. Поэтому внутри таких звезд должно существовать ядро свободной конвекции, как это было подробно разобрано в § 8 гл. II, ч. I. В этом же параграфе было показано, что для звезд с конвективным ядром параметр λ не вычисляется отдельно: совместность уравнений равновесия определяет лишь произведение λL_{x_0} , где L_{x_0} — безразмерная яркость

$$L_{x_0} = \int_0^{x_0} \epsilon_1 \rho_1 x^2 dx. \quad (1.19)$$

В этом выражении x_0 обозначает безразмерный радиус (см. гл. I, ч. I).

Значки при функциях обозначают, что эти функции выражены в долях их значений в центре. В нашем случае

$$L_{x_0} = \int_0^{x_0} \rho_1^2 \tau_1^2 e^{-(\tau_1 - \tau_c)} x^2 dx.$$

Так как этот интеграл распространен на конвективную зону, в которой $\rho_1 = T_1^{3/2}$, то

$$L_{x_0}(\tau_c) = \int_0^{x_0} T_1^{1/2} x^2 e^{-\tau_c \left[\frac{1}{T_1^{1/2}} - 1 \right]} dx. \quad (1.20)$$

Интеграл $L_{x_0}(\tau_c)$ может быть легко вычислен численно, пользуясь решением Эмдена $T_1(x)$ для политропы класса $3/2$. Вычисления показывают, что значения этого интеграла, при разных τ_c практически мало отличаются от единицы. Например:

$$\begin{aligned} L_{x_0}(33.8) &= 0.67 \\ L_{x_0}(7.3) &= 1.15. \end{aligned}$$

В случае протон-протонной реакции [см. (1.17)], первое значение L_{x_0} отвечает температуре в центре, равной одному миллиону градусов, а второе — ста миллионам. Принимая $L_{x_0} \approx 1$, из табл. 3 (4.1) находим, что для звезд с постоянным коэффициентом поглощения $\lambda \approx 3$.

В первой части настоящей работы было подробно обосновано, что средний молекулярный вес в звездах равен $\frac{1}{2}$ и что звезды имеют структуры, близкие к политропе класса $3/2$. При таких условиях для Солнца получается температура порядка $6 \cdot 10^6$ градусов. Поэтому углеродно-азотный цикл Бете как источник звездной энергии мало вероятен, и мы в качестве примера ядерных реакций, рассмотрим только протон-протонную реакцию. Пользуясь значениями постоянных (1.17), из формулы (1.18) получаем

$$\lg_{10} \rho_c = +0.217 \tau_c - 5.5 \lg_{10} \tau_c + 5.26 - \frac{1}{2} \lg_{10} \frac{\kappa_c}{\mu}. \quad (1.21)$$

При постоянном κ_c/μ из этой формулы видно, что ρ_c имеет очень пологий минимум в зависимости от температуры, когда $\tau_c = 11$, что соответствует $T_c \approx 30 \cdot 10^6$ град. Для чисто водородной звезды с томсоновским коэффициентом поглощения последний член формулы (1.21) равен нулю и минимальное значение $\rho_c = 100$. Следовательно, на диаграмме ρ_c, B_c звезды должны располагаться около этой точки почти на прямой: $\rho_c \approx 100$. В грубом приближении звезды главной последовательности удовлетворяют этим требованиям. Поэтому может казаться, что механизм выделения энергии ядерными реакциями объясняет свечение большинства звезд. Однако эта иллюзия совершенно исчезает при переходе к практическому расчету диаграммы $(\lg \rho_c, \lg B_c)$ по имеющемуся материалу звездной астрономии.

§ 4. Распределение звезд на диаграмме физических условий

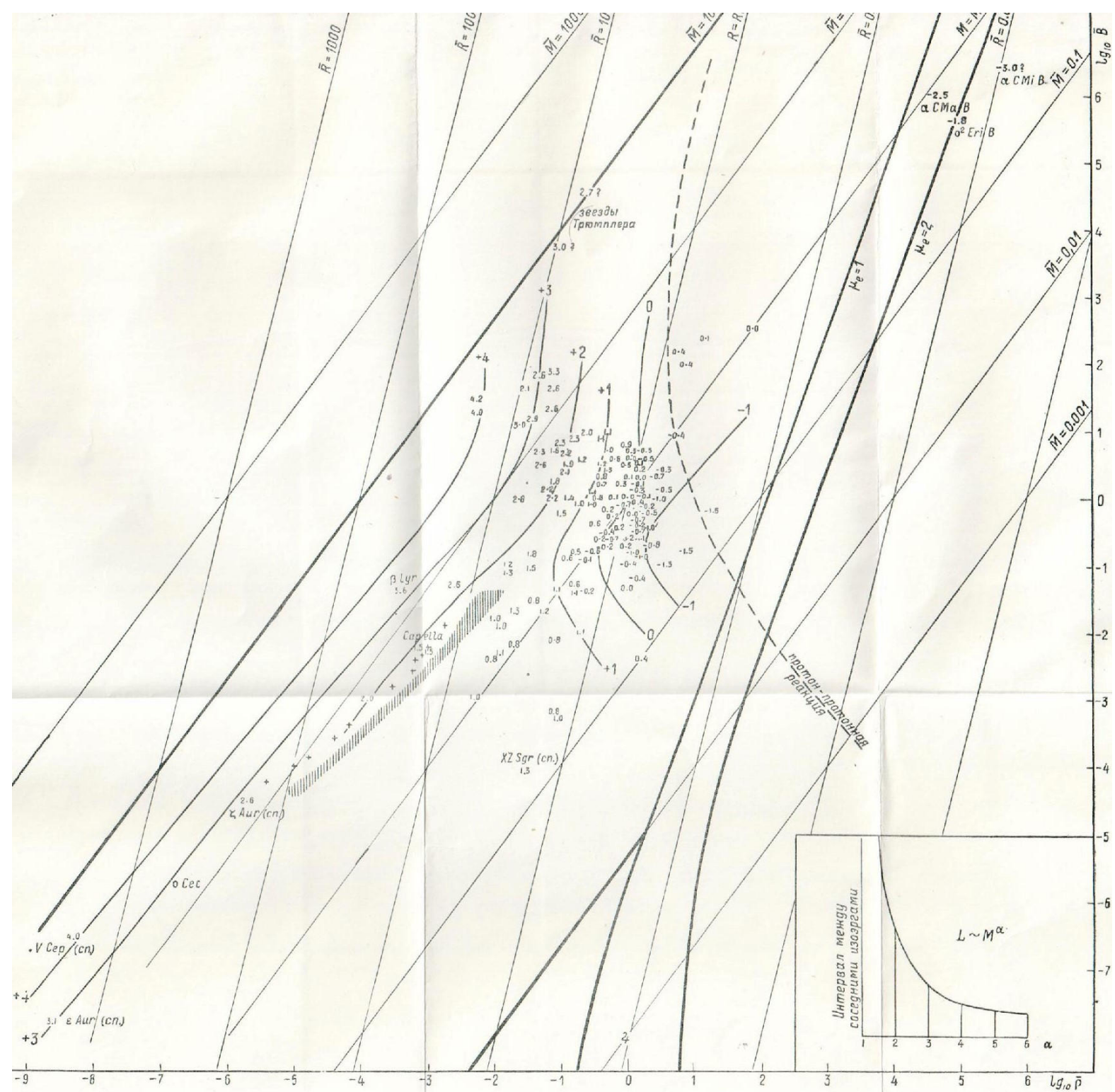
В настоящее время приблизительно для двухсот звезд известны все три параметра: масса, абсолютная болометрическая величина и спектральный тип. При наших исследованиях мы должны пользоваться только независимыми определениями этих величин. Поэтому нельзя пользоваться абсолютными величинами, найденными методом спектроскопических параллаксов, поскольку этот метод в принципе основывается на зависимости «масса — яркость».

Для звезд главной последовательности мы использовали опубликованную Ломанном [3] в 1948 г. сводку этих данных по работам П. П. Паренаго и Кайпера. По затменным переменным — сводки Д. Я. Мартынова [4], Гапошкина [5] и некоторые другие данные. Наконец, особо интересные данные, касающиеся сверхгигантов, субкарликов и субгигантов, были взяты из работ П. П. Паренаго, [6], Кайпера [7] и Струве [8]. Ряд важных сведений о массах субкарликов был лично сообщен профессором П. П. Паренаго, которому автор глубоко признателен за эту помощь и за критическую дискуссию разбираемых материалов. В результате было использовано около ста пятидесяти звезд.

Абсолютные болометрические величины были получены упомянутыми авторами при помощи тригонометрических параллаксов и болометрических поправок, найденных эмпирически (Петтит и Никольсон, Кайпер). Для перехода от спектрального типа к эффективным температурам мы пользовались температурной шкалой Кайпера, после чего радиус звезды вычислялся по формуле

$$5 \lg \bar{R} = +4.62 - m_b - 10 \lg \bar{T}_{\text{ef}}, \quad (1.22)$$

где m_b — болометрическая величина звезды. Далее, при помощи формул (1.12) и (1.14) были вычислены для каждой звезды: $\lg \bar{\rho}_c$, $\lg \bar{B}_c$ и $\lg \bar{\epsilon}_c$. Результаты этих вычислений представлены на прилагаемой диаграмме (фиг. 1), на которой по оси абсцисс отложены $\lg \bar{\rho}_c$, а по оси ординат — $\lg \bar{B}_c$, т. е. логарифмы плотности лучистой энергии. Каждая звезда изображается точкой, у заменяющей запятую в написанном значении $\lg \bar{\epsilon}_c$, т. е. логарифма производительности энергии одним граммом в секунду по отношению к производительности энергии грамма Солнца. На этой диаграмме, для удобства ориентации, построена сетка линий постоянных масс и постоянных радиусов. Жирные линии слева и справа ограничивают область, в которой с теоретической точки зрения должен выполняться закон идеальных газов; в этой области как раз и располагаются звезды. Линия слева ограничивает область существенных лучевых давлений ($\gamma = 1$). Прямая линия внизу (справа) — область больших электрических давлений; она построена согласно формуле (1.15) для водорода. Эта линия приводит к границам вырождения газа, вычисленным для водорода и для случая тяжелых элементов. Обозначим через n_e число свободных



1. Производительность энергии и распределение звезд в зависимости от внутренних физических условий. Ось абсцисс — $\lg_{10}$ плотности материи, ось ординат — $\lg_{10}$ плотности лучистой энергии

электронов в кубическом сантиметре. Вводя μ_e — молекулярный вес, рассчитанный на один электрон

$$\rho = \mu_e m_H n_e,$$

можно условие вырождения Зоммерфельда

$$\frac{n_e h^3}{2} \frac{1}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} > 1 \quad (1.23)$$

переписать в следующем виде:

$$\rho > \mu_e T^{3/2} \cdot 10^{-8}. \quad (1.24)$$

Переходя в этой формуле к переменным p и ρ , получим уравнение границы вырождения

$$\left. \begin{aligned} p &= k \mu_e^{5/3} \rho^{5/3}, \\ \bar{p} &= k \frac{\rho_{\odot}^{5/3}}{\rho} \rho_{\odot}^{-5/3} \mu_e^{5/3}, \end{aligned} \right\} \quad (1.25)$$

которое практически совпадает с уравнением состояния газа Ферми

$$k \approx k_H = 9.89 \cdot 10^{12}.$$

Мы будем пользоваться для Солнца значениями, найденными в первой части настоящей работы (3.34):

$$\left. \begin{aligned} \rho_c &= 9 \cdot 2 & ; & & p_c &= 9.5 \cdot 10^{15}, \\ \gamma_c &= 0.4 \cdot 10^{-3}; & & & B_c &= 3.8 \cdot 10^{12}, \\ T &= 6.3 \cdot 10^6, \end{aligned} \right\} \quad (1.26)$$

тогда:

$$\bar{p} = 4 \cdot 10^{-2} \rho^{-5/3} \mu_e^{5/3}.$$

Изображенные на фигуре границы построены для: $\mu_e = 1$ и $\mu_e = 2$. Вместе с тем это линии, по которым должны располагаться звезды, построенные из вырожденного газа, т. е. линия зависимости «масса — радиус» Чандрасекара. При этом, разумеется, ось ординат имеет смысл как ось $\lg \left(\frac{\bar{p}}{\rho} \right)^4$, превращающаяся только для идеального газа в ось логарифмов плотности лучистой энергии. В этом же смысле на эту диаграмму нанесены белые карлики и из планет — Юпитер. При малых давлениях, вблизи границы больших электрических взаимодействий, линии вырождения изгибаются и переходят в линии постоянной плотности, что связано с уменьшением ионизации давлением и образованием нормальных атомов. Эти кривые построены согласно теории Котари [9] «ионизации давлением». Здесь видно одно из замечательных следствий теории Котари, что максимальный радиус, который может иметь холодное тело, порядка радиуса Юпитера.

Наконец, на этой же диаграмме изображена кривая, по которой должны располагаться звезды в случае протон-протонной реакции. Эта кривая построена согласно формуле (1.21), причем для Солнца использованы приведенные выше значения ρ_c и T_c (1.26).

Написанные у каждой звезды значения $\lg \bar{\epsilon}_c$ позволяют построить систему «изоэрг» — линий одинаковой производительности энергии. На диаграмме эти линии проведены через интервал, соответствующий десятикратному изменению $\bar{\epsilon}_c$. Если для звезд существует соотношение «масса — яркость», в которое не входит радиус, то $\bar{\epsilon}_c$ должно быть также функцией только массы. Следовательно, изоэрги должны быть параллельны линиям постоянных масс. Допустим, что соотношение «масса — яркость» имеет вид

$$L \sim M^\alpha; \quad (1.27)$$

тогда интервал между соседними изоэргами должен уменьшаться с увеличением α так, как это представлено масштабом в правом углу диаграммы. Мы видим, что реальная картина совершенно не соответствует формуле (1.27). Только для гигантов и в центральной части главной последовательности (центр диаграммы) изоэрги идут приблизительно параллельно линиям постоянных масс, с интервалом, соответствующим $\alpha = 3.8$. В остальном линии постоянных $\bar{\epsilon}_c$ удивительно симметрично изгибаются — особенно в области субгигантов (нижняя часть чертежа) и в области горячих субкарликов (верх чертежа справа). Как видно из следующих соображений, эти искривления вполне реальны. В центральном сгущении звезд, соответствующем главной последовательности, уже намечаются две противоположные тенденции искривления. Здесь имеется большой материал, и изоэрги проводятся вполне уверенно. Эти искривления в точности соответствуют нарушениям зависимости «масса — яркость» для звезд главной последовательности, обнаруженные Ломанном в цитированной выше работе. Замечательно, что усиливая эту тенденцию книзу, мы получим для субгигантов — спутников Алголей — наблюдаемые аномально большие яркости, — обстоятельство, рассмотренное Струве [8]. Например, для спутника *XZ Sagittarii*, согласно Струве, яркость в десять тысяч раз превосходит яркость, вычисляемую по обычной зависимости «масса — яркость». Получаются также обнаруженные П. П. Паренаго [6] аномально большие яркости субкарликов малых масс. Увеличение противоположной тенденции вверх подтверждается пониженными светимостями особо горячих звезд и ведет далее к звездам Трюмплера. Реальность масс звезд Трюмплера, определенных только по красному смещению Эйнштейна, вызывает сомнения. Поэтому на диаграмме помещены только две из этих звезд умеренной массы. В области субгигантов и субкарликов больших и малых масс $\bar{\epsilon}$ почти постоянно и не зависит от массы. Лишь для всех звезд в среднем, чрезвычайно грубым приближением, получается результат, использованный в первой части настоящей работы: $L \sim M^3$.

Итак, первый вывод, который можно сделать из рассмотрения диаграммы, заключается в том, что отклонения от зависимости «масса — яркость» реальны и не могут быть отнесены за счет систематических неточностей материала. Возможность надежного проведения линий постоянных ε_c сама по себе замечательна: она показывает, что, по крайней мере в первом приближении, ε есть однозначная функция ρ и B . Следовательно, и L есть однозначная функция M и R . Сомнения вызывает лишь область, расположенная внизу, слева от центра диаграммы, где получается некоторое несоответствие значений L у субкарликов типа F — G и нормальных карликов типа M. Скорее всего, это несоответствие только кажущееся, вызванное неточностью оценок масс и радиусов субкарликов.

В целом участке плоскости ρ , B наша диаграмма воспроизводит в горизонталях поверхность $\varepsilon(\rho, B)$. Получилось значительно больше того, на что можно было рассчитывать теоретически; мы должны были получить не поверхность, а только одно из сечений этой поверхности. Особенно это заметно в центральной части диаграммы, где расположены звезды главной последовательности. По сути дела здесь нет никакой последовательности; звезды совершенно не обнаруживают тенденции располагаться по какой-либо кривой. Таким образом, из двух уравнений, определяющих ε , на самом деле существует только одно. Получается следующий, весьма ответственный вывод: теплопроизводительность звезды определяется только теплоотдачей. Таким образом, механизм выделения энергии звездами не типа реакций, а типа выделения энергии при остывании или освобождении гравитационной энергии при сжатии. Действительно, при остывании и сжатии количество выделяемой энергии определяется скоростью процесса; скорость же регулируется теплоотдачей. Из-за неприемлемо коротких сроков остывания механизм Гельмгольца — Кельвина, разумеется, только пример. Но явления в звездах должны быть того же типа саморегулирования. В отличие от реакций такой процесс выделения энергии может быть назван машиной. Однако надо иметь в виду, что несмотря на многообразие осуществляемых конфигураций, заполнение звездами плоскости ρ , B имеет существенные ограничения. Наблюдаемое распределение можно описать следующим образом.

Во-первых, существует одно основное направление, около которого группируются звезды в громадном диапазоне состояний, — это последовательность гигантов, середина главной последовательности, субкарлики типа A и белые карлики. Для того чтобы подчеркнуть существенность этого направления, на диаграмму нанесена штрихованной полоской главная масса нормальных гигантов, положение которых найдено при помощи изображенных на фигуре изоэрг. Отмеченное основное направление удивительно точно идет под углом 45° . Следовательно, звезды группируются по линии, определяемой уравнением

$$B \sim \rho \mu^4. \quad (1.28)$$

Так как этому направлению удовлетворяют звезды, состоящие, возможно, из вырожденного газа, то строгой формулировкой будет условие

$$\rho \sim \rho^{5/6}. \quad (1.28a)$$

Во-вторых, на основном направлении (1.28) существует точка—центр главной последовательности, вокруг которой звезды разбросаны на большие расстояния, чем обычно, и здесь их особенно много.

Таким образом, должны существовать две универсальные константы, от которых зависит поведение материи в звездах: 1) коэффициент уравнения (1.28) и 2) одна из координат основной точки, поскольку вторая координата определяется тем же уравнением (1.28). С этими же константами связана отмеченная выше симметрия поверхности ε .

Заканчивая общее описание диаграммы, заметим, что эта диаграмма может иметь и практическое значение для оценок массы звезд по яркости и спектральному типу. Действительно, вычислив радиус звезды, можно, передвигаясь по соответствующей линии $R = \text{const}$, найти точку, для которой $\lg \varepsilon + \lg \bar{M}$ дает наблюдаемое значение $\lg \bar{L}$.

§ 5. Несостоятельность объяснения звездной энергии термоядерными реакциями Бете

Может казаться, что существование отмеченного выше основного направления, по которому располагаются звезды, говорит в пользу механизма выделения энергии типа реакций. На самом же деле уравнение этого направления (1.28) противоречит кинетике любой возможной реакции. Действительно, уравнение (1.28) может вытекать из условия (1.13) в случае

$$\varepsilon \sim \frac{1}{T}, \quad \text{при } \rho \sim T^4, \quad (1.29)$$

т. е. когда при понижении температуры или при понижении плотности увеличивается выход энергии. Не только ход ε (1.29), но и численное значение: $\varepsilon \approx 10^3 - 10^4$ у гигантов и сверхгигантов при низких температурах этих звезд (порядка сотен тысяч градусов), не может быть, как хорошо известно, объяснено ядерными реакциями. Поэтому возможность ядерных реакций сразу же ограничивается областью главной последовательности звезд.

Изображенная на диаграмме кривая протон-протонной реакции не проходит через область главной последовательности. Чтобы сдвинуть эту кривую, придется или изменить постоянную A уравнения реакции (1.16) или изменить принятые нами физические характеристики центра Солнца (1.26). Из уравнения (1.18) видно, что сдвиг кривой реакции вдоль оси плотностей равен корню квадратному из изменения постоянной A . Следовательно, согласовать протон-протонную реакцию с главной последовательностью звезд можно, принимая $A = 10^5, 10^6$ вместо $4 \cdot 10^3$. Столь

большая неточность в теоретической оценке постоянной реакции A кажется едва ли допустимой. Поэтому остается отказаться от принятых нами центральных характеристик Солнца и, следовательно, игнорировать, всю аргументацию первой части работы в пользу водородного состава звезд и перечисленные там наблюдательные данные, показывающие малую степень концентрации материи в звездах. Тогда для звезд главной последовательности можно получить температуры около 20 миллионов градусов, при которых будет идти не только протон-протонная реакция, но и углеродно-азотный цикл Бете. В настоящее время все теоретические исследования по внутреннему строению звезд следуют этому пути. Единственный довод, который приводится в пользу большой концентрации материи в звездах, — это медленные движения линий апсид тесных звездных пар. Однако сводка движений линий апсид, опубликованная Лейтеном, Струве и Морганом [10], показывает полное отсутствие корреляции между скоростью этого движения и отношением радиуса звезды к полуоси орбиты. Между тем эта корреляция должна быть обязательно, если движение апсид связано с деформацией фигур тел. Поэтому можно вполне согласиться с заключением упомянутых авторов, что не существует теории, удовлетворительно объясняющей наблюдаемые движения апсид. Допустим все же, что кривая ядерных реакций может пройти через область главной последовательности. Тогда остается еще объяснить, почему звезды не следуют этой кривой, а заполняют некоторую область? Это обстоятельство относят за счет дисперсии параметров, входящих в основные уравнения, т. е. допускают различие химического состава звезд, их структур и т. п. Остановимся несколько подробнее на возможности такого рода объяснений.

Идея переменного химического состава звезд была введена в теорию внутреннего строения звезд Стремгреном [11] в 1932 г., еще до появления гипотезы ядерных источников энергии. Теоретически было известно лишь условие теплоотдачи (1.13), которое для идеального газа приводило к зависимости «масса — абсолютная яркость» (1.7а). В гл. II ч. I было подробно показано, что теоретическая зависимость (1.7а) согласуется, в пределах точности материалов Стремгрена, с наблюдаемой зависимостью простейшим предположением рассеивающих звезд, состоящих из водорода (томсоновский коэффициент рассеяния, не зависящий от физических условий). В силу некоторых априорных представлений (см. гл. II, ч. I, § 7), Эддингтон, Стремгрен и другие авторы пошли иным путем, относя непрозрачность звездной материи за счет тяжелых элементов, образующих так называемую ресселову смесь. Однако теория поглощения этой смеси дает такую зависимость $\kappa(\rho, B)$, которая, будучи подставлена в формулу (1.7а), не приводит к удовлетворительному согласию с наблюдениями. Стремгрен показал, что выход из этой трудности получается при предположении различного процентного содержания в звездах тяжелых элементов (I—X), от которого зависит результирующий эффект поглощения κ . Содержание легких элементов — X может при

этом рассматриваться как процентное содержание водорода. Согласование теоретической формулы с наблюдаемой зависимостью «масса — яркость» позволяет вычислить функцию $X(\rho, B)$ или $X(M, R)$. С физической точки зрения эта поверхность Стремгрена может иметь следующий смысл. Как мы знаем, уравнение теплоотдачи накладывает определенное условие на теплообразование. Это условие вида (1.13), которое через κ и μ зависит от химического состава звезды. Допустим, что состав характеризуется одним параметром X . Тогда

$$\varepsilon = f_1(\rho, B, X). \quad (I)$$

При процессах типа реакций теплообразование ε будет зависеть от тех же переменных по закону данной реакции

$$\varepsilon = f_2(\rho, B, X). \quad (II)$$

Получается условие: $f_1 = f_2$, которое будет тождественно выполняться лишь при определенной зависимости $X(\rho, B)$. Параметр X меняется в ограниченных пределах: $0 \leq X \leq 1$, и, соответственно, звезды будут заполнять некоторую область плоскости ρ, B . Некоторые детали диаграммы Рессела — Герцшпрунга могут получиться в результате дополнительного условия, налагаемого на $X(M, R)$. Так, Стремгрен показал, что кривые $X = \text{const}$ напоминают отчасти распределения звезд на этой диаграмме. В этом направлении были особенно интересны исследования Кайпера [12], который нашел, что звезды открытых скоплений располагаются по одной из кривых Стремгрена $X = \text{const}$ и значения X различны для разных скоплений. В этом результате, показывающем, что скопления звезд отличаются процентным содержанием водорода, можно было видеть глубокий эволюционный смысл — указание на роль ядерных превращений в жизни звезд.

Работа Стремгрена подготовила возможность проверки выдвигаемых гипотез звездной энергии: подставляя в уравнение реакции II найденную зависимость $X(\rho, B)$, мы должны получить хорошо известную зависимость I. Уравнение ядерных реакций (1.16), в которое через A входит X , не выдержало этого контроля. Поэтому в теорию пришлось ввести второй независимый параметр Y — процентное содержание гелия. Теперь получается возможность каждую функцию f_1 и f_2 в отдельности приравнять функции $\varepsilon(\rho, B)$, известной из наблюдений. Производя такие вычисления для многих звезд, можно в идеале получить две поверхности: $X(\rho, B)$ и $Y(\rho, B)$. Однако существование этих двух поверхностей уже не вытекает из условия равновесия звезд. Остается непонятным, почему такие поверхности существуют, т. е. почему наблюдаемое ε является однозначной функцией ρ и B . Такой результат очень трудно объяснить и эволюционными изменениями X и Y при одностороннем превращении элементов. Конечно, для малого избранного участка плоскости (ρ, B) эволюционное толкование изменений X и Y может оказаться удовлетворительным. Так, например, в расчетах А. Г. Масевич

[13] для некоторым образом расположенных звезд между спектральными типами В и G получилось монотонное убывание водорода. Вместе с тем далее от типа G к M содержание водорода опять увеличивается (см. цитированную выше работу Ломанна, табл. 5). Придется считать, что эволюция идет разными путями; но тогда результат, согласно которому химический состав полностью определяется физическими условиями, может быть естественным лишь при равновесном превращении элементов. В этом случае механизм свечения звезд становится тем же процессом Гельмгольца—Кельвина. Ядерные превращения будут при этом обстоятельством второстепенным, изменяющим только теплоемкость газа. Но равновесное превращение элементов совершенно исключается, так как оно возможно при температурах в десятки миллиардов градусов, которые заведомо не осуществляются в звездах.

Изложенное показывает, что полученные поверхности $X(\rho, B)$ и $Y(\rho, B)$ являются, скорее всего, вычислительным результатом, результатом подгонок формул I и II к наблюдаемой зависимости $\varepsilon(\rho, B)$. Следуя этому пути, мы едва ли придем к решению загадки энергетики и эволюции звезд. Приведенные соображения относятся не только к ядерным реакциям; они показывают также малую правдоподобность любых источников энергии, производительность которых не зависит от условий теплоотдачи. Действительно, совпадение поверхностей I и II говорит об их математической тождественности, т. е. что второго условия просто не существует.* Мы возвращаемся к заключению предыдущего параграфа: существуют некоторые специальные физические условия — основное направление (1.28) и основная точка плоскости ρ, B , вблизи которых материя звезды может производить столько энергии, сколько требуется на покрытие расхода. Иными словами, звезды — это машины, вырабатывающие энергию; теплоотдача же является регулятором мощности этих машин.

§ 6. Зависимость «масса — абсолютная яркость» в связи с диаграммой Рессела — Гертцшпрунга

Яркость звезд, состоящих из идеального газа, при передаче энергии лучеиспусканием и малом лучевом давлении определяется формулой (1.7a). Точное выражение этой формулы приведено в первой части настоящей работы (2.38). Перепишем эту формулу в следующем виде:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{L}}{\bar{M}} = 1.04 \cdot 10^4 \frac{\mu^4}{\kappa_c} \left(\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} \right) \cdot \bar{M}^2, \quad (1.30)$$

где M_{x_0} — безразмерная масса и κ_c — значение коэффициента поглощения в центре звезды. Там же было показано, что структурный множитель

* Для реакций выход энергии увеличивается с возрастанием плотности. Для теплоотдачи зависимость обратная — уравнение (1.13). Поэтому над плоскостью ρ, B поверхности I и II должны быть наклонены в противоположные стороны и их пересечение должно быть весьма резким.

этой формулы для всех физически обоснованных звездных моделей приблизительно одинаков и имеет значение

$$\frac{\lambda L_{x_0}}{\bar{M}^3} \cong 2 \cdot 10^{-3}. \quad (1.31)$$

Истинный вид зависимости «масса — яркость» представлен на диаграмме (фиг. 1) системой изоэрг: $\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{L}}{\bar{M}} = \text{const.}$ Если не обращать внимания на значения радиусов и строить график зависимости $\bar{L}$ только от $\bar{M}$, то получается, при большой дисперсии точек, некоторая усредненная зависимость вида, изображенного на фиг. 1, часть I. Приблизительно яркость оказывается пропорциональной кубу массы. Как уже упоминалось, сопоставление этого результата с формулой (1.30) показывает, что лучевое давление не играет большой роли в звездах и что звезды почти целиком состоят из водорода.

Теперь, зная, что дисперсия точек на усредненной зависимости «масса — яркость» не случайна, следует произвести сопоставление точной зависимости с формулой (1.30) и проверить справедливость упомянутых выводов.

Первый вывод о малой роли лучевого давления в механическом равновесии гигантов получает полное подтверждение. Действительно, сравнение формул (1.7в) и (1.7а) показывает, что с усилением роли лучевого давления зависимость ε от M должна сильно ослабевать, т. е. расстояния между соседними изоэргами должны увеличиваться при переходе к большим массам. Такая тенденция у звезд больших масс совершенно отсутствует; постоянство ε получается совсем в других условиях — выше, справа и ниже, слева центра диаграммы. Из этого результата при помощи формулы (1.9), (точное выражение (2.47,1)), следует, что гиганты состоят в основном из водорода ($\mu = \frac{1}{2}$). Вычислим, далее, значение коэффициента поглощения для гигантов. Из диаграммы видно, что красные гиганты с массой $\approx 20 M_{\odot}$ имеют $\lg \bar{\varepsilon} = 3$. Пользуясь формулами (1.30) и (1.31), находим

$$\frac{x_c}{\mu^4} = 8. \quad (1.32)$$

При $\mu = \frac{1}{2}$ отсюда следует $x_c = 0.5$. Этот результат показывает, что непрозрачность гигантов обусловлена томсоновским рассеянием света на свободных электронах ($x_T = 0.40$), как это и должно быть в чисто водородной звезде.

Основной особенностью зависимости масса — яркость является систематическое искривление изоэрг в плоскости ρ, B . Покажем, что эти искривления трудно объяснить изменениями коэффициента при $\bar{M}^2$ в формуле (1.30). Сначала рассмотрим множитель, содержащий молекулярный вес и коэффициент поглощения.

Характер искривления изоэрг показывает, что при одной и той же плотности вверху диаграммы располагаются аномально слабые звезды,

а внизу — аномально яркие. Следовательно, левая часть выражения (1.32) должна увеличиваться при высокой температуре и уменьшаться при низкой. С физической точки зрения такой ход изменения коэффициента поглощения с температурой весьма неправдоподобен. Кроме того, для случаев крайних уклонений получаются неприемлемые численные значения коэффициента (1.32). Так, для субгигантов — звезд с низкой температурой, этот коэффициент в 100 раз меньше, чем у гигантов. Даже для звезд из тяжелых элементов отсюда получается значение κ всего лишь около единицы. Для горячих же сверхгигантов (в направлении к звездам Триумфера) коэффициент (1.32) порядка 200. При высоких температурах этих звезд коэффициент поглощения вряд ли может иметь необходимое для этого столь большое значение.

Остается рассмотреть возможность уклонений зависимости «масса — яркость» из-за изменений структурного множителя (1.31). Тогда этот коэффициент должен быть аномально большим у звезд с увеличенной светимостью (субгигантов) и аномально малым у звезд типа Триумфера. Прежде всего заметим, что безразмерная масса M_{x_0} , входящая в структурный коэффициент, не может сильно меняться, как это было подробно показано в первой части. Большие изменения коэффициента могут поэтому происходить только благодаря изменениям λL_{x_0} . Из системы безразмерных дифференциальных уравнений равновесия звезд легко получается уравнение (2.22,1)

$$\frac{dB_1}{dp_1} = \frac{\lambda L_x}{M_x}, \quad (1.33)$$

где B_1 и p_1 — значения лучевого давления и газового, выраженные в долях их значений в центре звезды. Кроме того, здесь для простоты коэффициент поглощения принят постоянным $\kappa_1 = 1$. Применяя это уравнение к наружным слоям, получаем следующее значение структурного коэффициента:

$$\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} = \frac{B_1}{p_1}. \quad (1.34)$$

Обозначим значком 0 значения функций на границе перехода наружных слоев в зону глубоких, с особым режимом физических условий. Рассмотрим два крайних случая температурных градиентов этой глубокой зоны:

1) внутренняя зона изотермична:

тогда

$$\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} = \frac{1}{\rho_{10}}; \quad (1.34a)$$

2) внутренняя зона конвективна: $B_1 = p_1^{8/5}$

и

$$\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} = \rho_{10}. \quad (1.34b)$$

В первом случае, распространяя изотермическую зону до поверхности звезды, можно получить структурный коэффициент сколь угодно большим. Таким образом, этот случай соответствует субгигантам и вообще аномально ярким звездам. Второй случай может объяснять аномально слабые звезды. Этим путем расширения конвективной зоны внутри звезд Туоминен [14] пытался объяснить слабые светимости звезд Трюмплера.

Приблизительная изотермия появится в том случае, когда энергия вырабатывается преимущественно в наружных слоях звезды. Расширение же конвективной зоны за пределы, допускаемые критерием Шварцшильда, может произойти, если выделение энергии сопровождается перемещениями газовых масс, т. е. в случае вынужденной конвекции. Настоящее физическое объяснение должно связать эти особенности выделения энергии с условиями внутри звезд или с общими характеристиками звезд: L , M , R . Прежде чем пытаться исследовать теоретическую возможность такой связи, следует установить ее характер по наблюдательному материалу. Деля значения ϵ для каждой звезды на $\bar{M}^2$, можно получить зависимость коэффициента при $\bar{M}^2$ формулы (1.30) от ρ и B . Построенная таким образом диаграмма имеет настолько путанный вид, без ясных закономерностей, так что ее нет смысла и воспроизводить. Само же ϵ является значительно более простой функцией ρ и B . Вообще говоря, причина должна быть проще следствий. Поэтому скорее всего структурный коэффициент является вычисляемым результатом, и причина наблюдаемых несоответствий зависимости «масса — яркость» с формулой (1.30) заключается в том, что само это уравнение (1.30) составлено неправильно. Это значит, что неверно формулированы основные уравнения равновесия звезд. Такое заключение согласуется с выводом предыдущих параграфов о том, что выделение звездной энергии происходит по типу машин, длительность работы которых не совместима с обычными принципами термодинамики и механики.

§ 7. Определение основных постоянных состояния звездной материи

Теоретическое соотношение «масса — абсолютная яркость» (1.30) получается в результате сравнения значений B , вычисленных по потоку выходящей из звезды энергии, т. е. по формулам (1.4а) или (1.13) и по уравнению фазового состояния материи — при помощи p и ρ (1.14). Несоответствие теоретической зависимости (1.30) наблюдениям можно поэтому рассматривать как несоответствие между собой этих значений B . Обозначим через B^* лучевое давление, вычисляемое по потоку энергии, сохранив обозначение B для лучевого давления, вычисляемого по уравнению идеального газа. Из формул (1.4а) или (1.13) видно, что при лучевом транспорте энергии

$$\frac{B^*}{\kappa} = \epsilon p. \quad (1.35)$$

По этой формуле для каждой звезды, отмеченной на диаграмме (фиг. 1), можно сосчитать $\bar{B}^*/\kappa$ и в результате найти зависимость этой величины от p и ρ . Фиг. 2 изображает преобразованную таким образом диаграмму. На этом чертеже по оси абсцисс отложены $\lg_{10} \rho$, а по оси ординат — $\lg_{10} p$. Чтобы не осложнять чертеж, все звезды не показаны: нанесено лишь положение Солнца, белых карликов, некоторых гигантов и проведены линии постоянных $\bar{B}^*/\kappa$ через интервал десятикратного изменения. Эти линии воспроизводят поверхность $\lg B^*/\kappa (\lg \rho, \lg p)$ и при постоянном κ дают систему изотерм. Если $B^* = B$, то должна получиться система параллельных прямых, расположенных под углом 45° , с интервалом 0.25 по оси $\lg p$. Как видно, реальная картина совершенно иная. Поразительна симметрия поверхности $\bar{B}^*/\kappa$. Начало координат помещено в центре симметрии — это и есть основная точка, о которой упоминалось в § 4. Координаты этой точки по отношению к Солнцу получаются следующими:

$$\left. \begin{aligned} \lg \rho_0 &= -0.58, & \lg p_0 &= -0.53, \\ \lg B_0 &= +0.22, & \lg \bar{B}_0^* &= +0.50, \\ \lg \epsilon_0 &= +1.03. \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

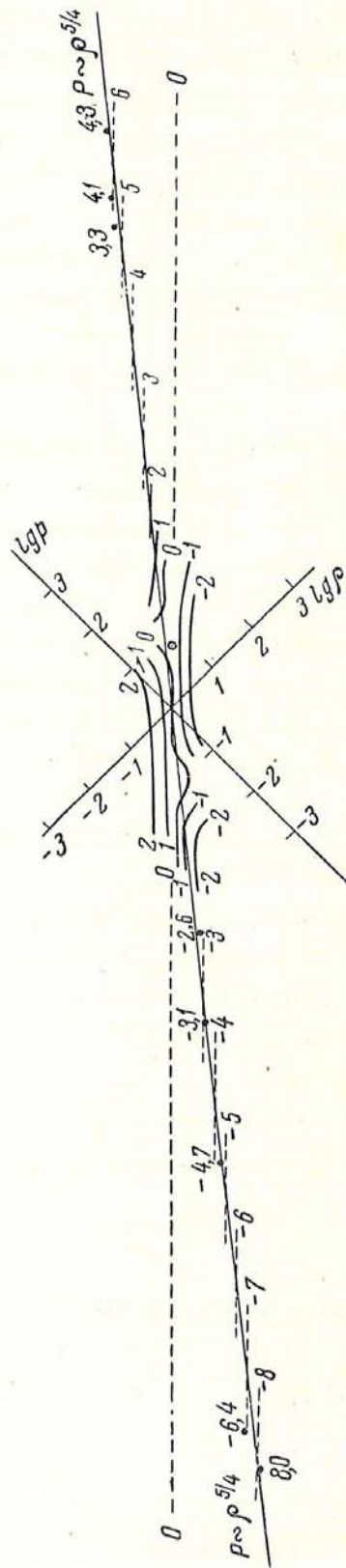
По этим данным можно вычислить, что основной точке соответствует звезда главной последовательности спектрального типа A_4 . Поворачивая около этой точки диаграмму 2 на 180° , мы получим почти прежнюю картину, и только логарифмы изотерм переменят знаки. Следовательно, если

$$\frac{B^*/\kappa}{B_0^*/\kappa} = f\left(\frac{p}{p_0}, \frac{\rho}{\rho_0}\right);$$

то

$$f\left(\frac{p}{p_0}, \frac{\rho}{\rho_0}\right) \cdot f\left(\frac{p_0}{p}, \frac{\rho_0}{\rho}\right) = 1. \quad (1.37)$$

Соотношение (1.37) справедливо для центральной части диаграммы. Исключение составляют белые карлики, для которых значение B^*/κ



Фиг. 2. Изотермы звездной материи. Оси координат — десятичные логарифмы плотности и давления. Пунктиром показаны изотермы идеального газа

приблизительно в 100 раз меньше требуемого формулой (1.37), т. е. значения, необходимого для согласования с гигантами после поворота диаграммы. Это обстоятельство, вероятно, связано с особенностью положения белых карликов вблизи области вырожденного газа.

Помимо изотерм на диаграмму нанесено основное направление, по которому располагаются звезды. Теперь уравнение этого направления (1.28) может быть уточнено:

$$\lg \frac{\bar{B}}{\rho} = +0.80. \quad (1.38)$$

Простые показатели величин, входящих в уравнение (1.38), не могут быть случайными. Благодаря большому диапазону состояний это направление намечается весьма точно, и ошибка показателей не больше 5%. Существенно отметить, что, несмотря на многие особенности, белые карлики этому направлению удовлетворяют так же, как и обычные звезды.

Теория внутреннего строения звезд, которая сможет объяснить наблюдательный материал, например соотношение (1.37), должна содержать в своих уравнениях физические координаты основной точки. Это обстоятельство в высшей степени интересно; оно показывает, что существует некоторая абсолютная система измерений, благодаря которой в теории могут комбинироваться физические величины, имеющие разные размерности. Эти комбинации и смогут привести к неожиданному, с теоретической точки зрения, источнику звездной энергии. Поэтому очень существенно определить абсолютные значения постоянных (1.36). Полагая, что звезды состоят из водорода ($\mu = \frac{1}{2}$), можно воспользоваться ранее вычисленными физическими характеристиками центра Солнца (1.26). Тогда, согласно (1.36), получим

$$\rho_0 = 2.4; \quad p_0 = 2.8 \cdot 10^{15}; \quad B_0 = 6.3 \cdot 10^{12}. \quad (1.39)$$

Значение B_0^* можно вычислить по формуле (1.13). Вводя среднюю производительность энергии звезды ε , имеем

$$B_c^* = \frac{\varepsilon \kappa_c p_c M_{x_0}}{4\pi G c \lambda L_{x_0}}. \quad (1.40)$$

Принимая κ_c равным томсоновскому коэффициенту поглощения, $\varepsilon_{\odot} = 1.9$, $M_{x_0} = 11$ и пользуясь значением структурного множителя (1.31), вычисляем для Солнца: $B_{c\odot}^* = 1.1 \cdot 10^{12}$ вместо $B_{c\odot} = 3.8 \cdot 10^{12}$, и, следовательно,

$$B_0^* = 4.1 \cdot 10^{12} \approx B_0. \quad (1.41)$$

Введем вместо плотности n_e — число электронов в кубическом сантиметре: $\rho = n_e 1.66 \cdot 10^{-24}$. Тогда уравнению основного направления можно придать следующий вид:

$$\frac{3B}{n_e} = 1.4 \cdot 10^{-11} = 8.7 \text{ eV} \approx \chi_0. \quad (1.42)$$

где $\chi_0 = 13.5 \text{ eV}$ — потенциал ионизации водорода. Таким образом, для основного направления вычисленное по формуле идеального газа среднее количество лучистой энергии, приходящееся на одну частицу, постоянно и имеет порядок энергии ионизации атома водорода. Рассмотрение диаграммы 2 показывает, что помимо основного направления существенна также ось: $\rho = \rho_0$. Уравнение этой оси можно формулировать при помощи среднего расстояния между частицами:

$$r = 0.55 (n_e)^{-\frac{1}{3}}$$

следующим образом:

$$r = 0.51 \cdot 10^{-8} = r_H = \frac{e^2}{2\chi_0}, \quad (1.43)$$

где r_H — радиус атома водорода и e — заряд электрона. Получается простая связь постоянных основных осей (1.42) и (1.43), и в этой связи может заключаться определенный физический смысл.

В предыдущем параграфе было показано, что особенности зависимости «масса — яркость» не могут быть объяснены изменениями κ . Поэтому линии $B^*/\kappa = \text{const}$ должны передавать особенности изотерм. Изотермы диаграммы 2 очень похожи на изотермы газа Ван-дер-Ваальса. Смысл этой аналогии заключается в том, что существует некоторая граница, вблизи которой получается искажение изотерм, т. е. происходит нарушение обычных законов термодинамики. Асимптотами этой граничной линии (в теории Ван-дер-Ваальса — границы разделения двух фаз) являются оси: (1.42) и (1.43). Искажение изотерм усиливается с приближением к оси $\rho = \rho_0$ или $r = r_H$. В этой области располагаются звезды главной последовательности. Поразительное отличие от формулы Ван-дер-Ваальса заключается в том, что существуют две системы искажений, уравнение (1.37), сглаживающихся по мере удаления от оси $\rho = \rho_0$ как со стороны малых, так и со стороны больших плотностей.

Только в условиях, близких к границам (1.42) и (1.43), могут длительное время существовать излучающие тела — звезды. Вероятно, это происходит потому, что только при нарушении обычных физических законов возможен механизм энергии, т. е. возможны процессы, при помощи которых вырабатывается энергия звезд.

Полученные результаты совершенно неожиданны с точки зрения теоретической физики. Они показывают, что нарушения законов классической механики и термодинамики наступают значительно раньше и при других обстоятельствах, чем это следует из теории относительности Эйнштейна. Из характера постоянных основного направления (1.42) и оси (1.43) видно, что источником звездной энергии является не комбинация массы и энергии, т. е. не принцип эквивалентности Эйнштейна, а возможность некоторого иного сочетания физических величин. Здесь мы нарочно ограничиваемся изложением только тех выводов, которые непосредственно вытекают из обзора наблюдательных данных. Обобщению

этих результатов и дальнейшим теоретическим следствиям будет посвящена третья часть настоящего исследования. В следующей же главе остановимся на некоторых деталях диаграммы Рессела — Герцшпрунга, которые были опущены при ее общем описании.

Глава II.

ОСОБЕННОСТИ НЕКОТОРЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ДИАГРАММЫ РЕССЕЛА — ГЕРЦШПРУНГА

§ 1. Последовательность гигантов

Диаграмма *I* показывает, что для звезд последовательности гигантов соотношение «масса — абсолютная яркость» имеет наиболее простой вид. Приблизительно

$$L \sim M^\alpha; \quad \alpha = 3.8. \quad (2.1)$$

Отмеченное крестиками на диаграмме приблизительное положение цефеид позволяет ожидать, что цефеиды также удовлетворяют соотношению (2.1). Из уравнений пульсации $P \sqrt{\rho} = c_1$ следует, что:

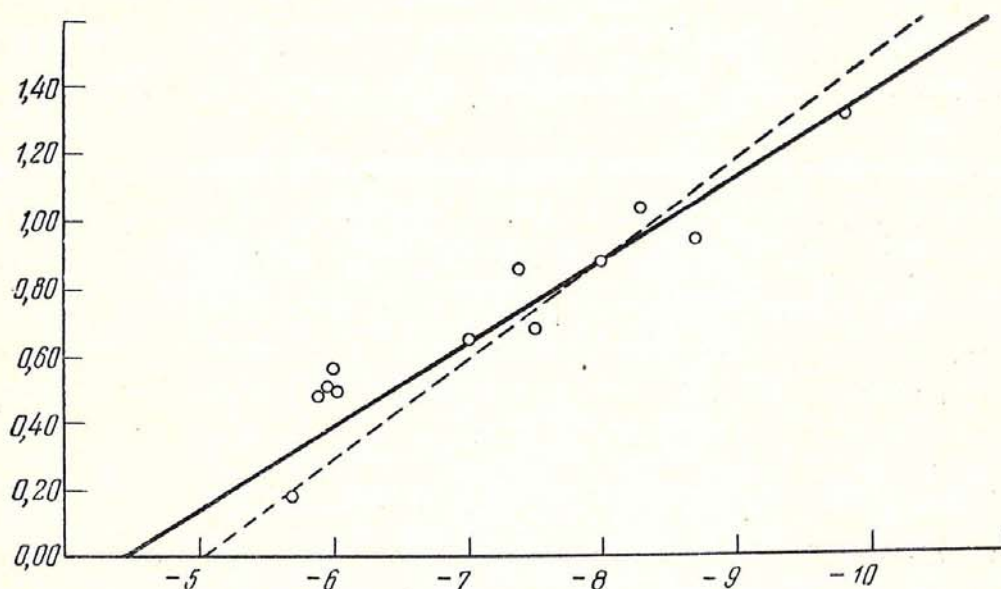
$$\left(0.30 - \frac{1}{5\alpha}\right)(m_b - 4.62) + \lg P + 3 \lg \bar{T}_{\text{ef}} = \lg c_1, \quad (2.2)$$

где $\bar{T}_{\text{ef}}$ — эффективная температура звезды, выраженная в долях эффективной температуры Солнца; m_b — болометрическая абсолютная величина и P — период, выраженный в днях. Нанося по оси абсцисс $m_b - 4.62$, а по оси ординат $\lg P + 3 \lg \bar{T}_{\text{ef}}$, мы должны получить прямую, положение которой позволит определить не только постоянную c_1 (см. гл. III, ч. I, § 3), но и угловой коэффициент $0.30 - \frac{1}{5\alpha}$. На фиг. 3 воспроизведен построенный таким образом график по материалам Беккера [15], специально определявшего T_{ef} и m_b независимо от расстояний при помощи кривых лучевых скоростей. Прямая, которой лучше всего удовлетворяет расположение звезд, имеет угловой коэффициент, равный 0.25, и $c_1 = 0.075$. Отсюда следует, что $\alpha = 4$ — в прекрасном соответствии с ожидаемым результатом. Такое совпадение делает маловероятным вывод проф. О. А. Мельникова [16] о том, что цефеиды имеют одинаковые массы ($\alpha = \infty$). На фиг. 3 пунктиром показана прямая, соответствующая этому случаю.

В гл. I, § 5 мы видели, что соотношение «масса — яркость» гигантов объясняется предположением самых обычных структур — структурный множитель (1.31). Для устранения трудностей, возникающих при объяснении свечения гигантов ядерными реакциями, этим звездам приходилось приписывать особую структуру (большую оболочку, окружающую нормальную звезду). Поэтому полученная простая структура гигантов дает еще одно доказательство несостоятельности ядерных источников энергии звезд. Вместе с тем, благодаря этим простым структурам, гиганты и сверхгиганты оказываются удивительными звездами. Для такого сверхгиганта:

как спутник ε Aurigae, центральная плотность получается порядка 10^{-4} плотности воздуха, при давлении около 1 ат. Поэтому очень возможно, что, двигаясь дальше по основному направлению, мы встретим туманности, удовлетворяющие условию типа (1.42), которые могут производить собственную энергию наподобие звезд.

Очень трудно объяснить реакциями большой выход энергии при физических условиях гигантов. Но совершенно непреодолимым затрудне-



Фиг. 3. Определение показателя α зависимости $L \sim M^\alpha$ у Цефеид.
Ось абсцисс $m_b - m_\odot$, ось ординат $\lg P + 3 \lg T_{ef}$

нием являются получаемые при этом короткие сроки этой стадии жизни звезд. Для реакций верхний предел жизни звезды, соответствующий возможности полного превращения массы в энергию, получим, разделив c^2 на ε . Таким образом, это время t можно найти по формуле (1.40)

$$t = \frac{t_0}{4\gamma_c} \left(\frac{M_{x_0}}{\lambda L_{x_0}} \right), \quad (2.3)$$

где

$$t_0 = \frac{x_T c}{\pi G} = 6 \cdot 10^{16} = 2 \cdot 10^9 \text{ лет}, \quad (2.4)$$

и γ_c — отношение лучевого давления к газовому. Структурный множитель формулы (2.3), как мы знаем, имеет значение около четырех. Поэтому

$$t = \frac{t_0}{\gamma_c}. \quad (2.5)$$

Для гигантов $\gamma_c \approx 1$ и t получается порядка t_0 . Даже этот максимальный срок едва ли можно считать удовлетворительным. При ядерных же реакциях запас энергии, который может быть освобожден, составляет не более 0.008 принятого количества. Следовательно, продолжительность жизни гигантов сокращается до $1.6 \cdot 10^7$ лет. Этот срок неприемлем для Солнца

(шкала Гельмгольца — Кельвина); естественно не удовлетворяться этим сроком и для других звезд. Скорее всего мы имеем здесь веский аргумент в пользу того, что механизм звездной энергии не типа реакций.

Обращает на себя внимание, что простая постоянная (2.4) имеет значение постоянной времени соотношения Хаббла — красного смещения туманностей. Точное уравнение Хаббла, вероятно, должно быть следующего вида:

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{t}{t_0}}, \quad (2.6)$$

где ν — частота линии туманности на расстоянии t световых лет и ν_0 — ее нормальная частота. Общая теория относительности отметила соотношение между постоянной t_0 и средней плотностью наблюдаемой части вселенной $\bar{\rho}$

$$t_0 \approx \frac{1}{V \pi G \bar{\rho}}, \quad (2.7)$$

которое, независимо от теоретических основ, является интересной эмпирической зависимостью. Теперь, при помощи (2.4) и (2.7) уравнение (2.6) можно переписать следующим образом:

$$\nu = \nu_0 e^{-\kappa_{\text{т}} \rho x}, \quad (2.8)$$

где $x = ct$ — пройденный фотоном линейный путь. Характер выражения (2.8), напоминающего формулу поглощения, быть может, говорит в пользу объяснения красного смещения туманностей некоторыми необычными процессами, происходящими в пути с фотоном. Возможно, что при этом достаточно придавать $\bar{\rho}$ смысл средней плотности межгалактического газа.

§ 2. Главная последовательность

С ростом наблюдательного материала диаграмма Рессела — Герцшпрунга, т. е. плоскость «яркость — спектральный тип», все больше заполняется звездами. Это обстоятельство показывает, что существуют не кривые $L(\bar{T}_{\text{ef}})$ и $L(R)$, а только области различной заполненности звездами. В предыдущей главе было показано, что отсюда вытекает весьма существенное следствие относительно природы звездной энергии: выделение энергии регулируется только теплоотдачей и, значит, не является результатом обычных реакций. Собственно только главная последовательность звезд создает впечатление определенного направления, по которому располагаются звезды. Согласно П. П. Паренаго [17], это направление приблизительно следует прямой

$$m_b = m_{\odot} - 1.62 x; \quad x = 10 \lg \bar{T}_{\text{ef}}. \quad (2.9)$$

Аналогичное соотношение, только в виде зависимости $M(R)$, было найдено Кайпером [7]

$$\lg \bar{R} = 0.7 \lg \bar{M}. \quad (2.10)$$

Пользуясь формулами (1.12), (1.14), выражение (2.10) можно преобразовать к зависимости $B(\rho)$. На диаграмме *I* видно, что как раз для звезд главной последовательности нет никакой зависимости $B(\rho)$, и звезды располагаются в некоторой, почти круговой области. Это несоответствие следует рассмотреть подробнее.

Главная последовательность в плоскости физических условий диаграммы *I* представляется, грубо говоря, кругом некоторого радиуса c , заполненным звездами. Следовательно, уравнение границы этой области звезд будет

$$\lg^2 \bar{B} + \lg^2 \bar{\rho} = c^2. \quad (2.11)$$

Преобразуем уравнение (2.11) к переменным $\bar{M}$ и $\bar{R}$. При помощи формул (1.12), (1.14) находим

$$17 \lg^2 \bar{M} - 38 \lg \bar{M} \lg \bar{R} + 25 \lg^2 \bar{R} = c^2. \quad (2.12)$$

Диаграмма *I* показывает, что для звезд главной последовательности показатель зависимости «масса — яркость» приблизительно равен четырем. Поэтому, пользуясь формулами

$$\lg \bar{M} = -0.1 m_b; \quad 5 \lg \bar{R} = -m_b - x,$$

выражение (2.2) можно преобразовать к виду

$$m_b^2 + 2.451 m_b x + 2.44 x^2 = c_1^2. \quad (2.13)$$

Левая часть этой формулы является почти полным квадратом; следовательно, мы имеем уравнение весьма вытянутого эллипса, ось которого имеет угловой коэффициент, близкий к 1.51. Точное решение можно найти, преобразуя (2.13) к главным осям при помощи соответствующего векторного уравнения. Получаются следующие элементы эллипса:

$$\frac{a}{b} = 8.9; \quad \alpha = -1.58, \quad (2.14)$$

где a и b , соответственно, — большая и малая оси и α — угол наклона большой оси эллипса к оси абсцисс. При столь большой вытянутости эллипса должно получиться впечатление группировки звезд вдоль прямой — большой оси эллипса. Вычисленный угловой коэффициент этой последовательности (2.14) замечательно совпадает с эмпирически найденным значением (2.9). Таким образом, направление главной последовательности не имеет физического смысла и получается в результате вытягивания масштабов, которыми пользуются в наблюдательной астрофизике (естественность масштабов диаграммы *I* подчеркивается равномерным распределением изоэрг). С точки зрения внутреннего строения, звезды концов спектральной последовательности О и М отличаются друг от друга в той же мере, как и звезды одного спектрального типа, но разной яркости. Поэтому и понятие: «эволюция звезды вдоль главной последовательности» оказывается не имеющим ясного смысла.

Изложенное показывает, что термин «последовательность» для групп звезд диаграммы Рессела—Гертцшпрунга является весьма неудачным. Полезно изменить терминологию и пользоваться выражением «область» вместо «последовательность». Например: область гигантов, главная область, и т. п.

§ 3. Белые карлики

Наблюдательный материал, относящийся к белым карликам, очень скуден. Только для спутника Сириуса и α^2 Eridani имеются надежные определения всех трех величин: L , M , R . Для спутника Сириуса получаются следующие данные:

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= 0.95; \quad \bar{R} = 0.030; \quad \varepsilon = 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ эрг,} \\ \rho &= 10^4; \quad \rho_c = 3 \cdot 10^5; \quad p_c = 1 \cdot 10^{22}. \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

В случае идеального газа отсюда следует: при $\mu = \frac{1}{2}$, $T_c = 2 \cdot 10^8$ градусов. Эти данные показывают, что белые карлики производят в сотни раз меньше энергии, чем обычные звезды. Из хода изоэрг и «изотерм» диаграмм 1 и 2 видно, что это нарушение зависимости «масса — яркость» имеет особый характер. Вероятно, состояние белых карликов принципиально отличается от состояния других звезд. Вместе с тем белые карлики удовлетворяют основному направлению, т. е. лежат на продолжении последовательности гигантов. Поэтому естественно начать рассмотрение внутреннего строения белых карликов, исходя из предположения, что это горячие звезды, находящиеся на границе вырождения

$$\rho = AT^{3/2}; \quad A = \mu_e \cdot 10^{-8}. \quad (2.16)$$

Покажем, что в этих звездах, благодаря большим плотностям, лучевой транспорт энергии F_R меньше транспорта энергии электронной теплопроводности F_T :

$$F_T = -\frac{1}{3} \bar{v}_e \lambda c_v n_e \frac{dT}{dr}, \quad (2.17)$$

где $\bar{v}_e$ — скорость электронов; λ — средняя длина свободного пробега электронов, имеющих скорость $\bar{v}_e$, и c_v — теплоемкость одной частицы

$$\lambda = \frac{1}{n_i \sigma}; \quad n_i = \frac{n_e}{z}; \quad \sigma = \pi r^2; \quad c_v = \frac{3}{2} k. \quad (2.18)$$

Здесь n_i — число отклоняющих частиц-ионов и σ — поперечное сечение иона, которое может быть определено условием отклонения на 90° , т. е. условием движения по равнобочной гиперболе

$$m_e \bar{v}_e^2 = \frac{ze^2}{r}. \quad (2.19)$$

Подставляя выражения (2.19), (2.18) в формулу (2.17) и заменяя усредненную скорость по формуле

$$\overline{v^5} = \frac{12}{V\pi} \left(\frac{2kT}{m_e} \right)^{5/2},$$

находим

$$F_T = - \frac{24}{ze^4} \left(\frac{2k^7 T^5}{\pi^3 m_e} \right)^{1/2} \frac{dT}{dr}. \quad (2.20)$$

Поток радиации F_R можно представить в следующем виде:

$$F_R = - \frac{4}{3} \frac{caT^3}{\kappa\rho} \frac{dT}{dr}. \quad (2.21)$$

Следовательно,

$$\frac{F_R}{F_T} = \frac{zT^{1/2}}{\kappa\rho} \left(\frac{\alpha ce^4 \pi^{3/2} m_e^{1/2}}{k^{7/2} 48 V^2} \right) = \frac{2.6 z T^{1/2}}{\kappa\rho}. \quad (2.22)$$

Пользуясь данными (2.15), легко видеть, что даже при $\kappa \approx 1$ во внутренних областях белых карликов $F_R < F_T$. Можно сохранить ранее полученные формулы лучевого равновесия и для случая теплопроводности, если заменить в этих формулах κ эффективным коэффициентом поглощения κ^*

$$\kappa^* = \frac{2.6 z T^{1/2}}{\rho}. \quad (2.23)$$

Таким образом, если белые карлики состоят из идеального газа на границе вырождения, то их яркость должна быть еще больше, чем вычисленная по формуле «масса — яркость» лучевого равновесия. Рассмотрим теперь обычную трактовку белых карликов, т. е. будем считать их звездами, состоящими из полностью вырожденного газа.

В случае полного вырождения по формуле Чандрасекара «масса — радиус» (2.32, 1) при $\bar{M} = 1$, получают следующие значения радиусов

$$\bar{R} = 0.042 (\mu_e = 1); \quad \bar{R} = 0.013 (\mu_e = 2).$$

Наблюдаемый радиус (2.15) не может быть уменьшен вдвое; остается считать, что спутник Сириуса по крайней мере на 50% состоит из водорода. Отсюда возникает очень большая трудность, связанная с тем, что при плотности белых карликов протон-протонная реакция уже при температурах в несколько миллионов градусов будет давать недопустимо большой выход энергии. Покажем, что такие температуры обязательно достигаются внутри белых карликов.

Применяя основные уравнения равновесия (1.1) к наружным слоям звезды, находим

$$\frac{B}{p} = \frac{L\kappa}{4\pi GcM} = \frac{e\kappa}{4\pi Gc}, \quad (2.24)$$

где κ — некоторое среднее значение коэффициента поглощения наружных слоев. Для границы вырождения преобразуем левую часть этого равенства при помощи условия (2.16)

$$\rho_0 = \frac{3 \varepsilon \kappa}{4 \pi G c} \frac{A^2 \Re}{\mu \alpha}.$$

Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= 125 \varepsilon \kappa \left(\frac{\mu_e^2}{\mu} \right) \\ T_0^{3/2} &= 1.25 \cdot 10^{10} \varepsilon \kappa \left(\frac{\mu_e}{\mu} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Как видно из формулы (2.22), уже в наружных слоях F_T может стать больше F_R . Подставляя поэтому в формулу (2.25) значение κ^* (2.23), находим

$$T_0 = 2.5 \cdot 10^7 \varepsilon^{2/5} \left(\frac{z}{\mu} \right)^{2/5}. \quad (2.26)$$

Из этого выражения, при $\varepsilon = 10^{-2}$, $\mu = 1$, $z = 1$, получается

$$T_0 = 4 \cdot 10^6; \rho_0 = 80 \text{ и } \kappa_0^* = 65.$$

Вероятно при этих условиях: $\kappa > \kappa^*$, что оправдывает расчет, выполненный при помощи κ^* . В наружных слоях звезд температура, как известно, связана с глубиной h следующим образом:

$$T = \frac{g \mu}{4 \Re} h. \quad (2.27)$$

На поверхности спутника Сириуса $g = 3 \cdot 10^7$. Следовательно, $h_0 = 4 \cdot 10^7$. Таким образом, толщина наружного газового слоя составляет около двух процентов радиуса. Поэтому радиус вырожденного ядра с большой точностью должен равняться наблюдаемому радиусу звезды.

В вырожденном ядре должна быть приближительная изотермия, так как эффективный коэффициент поглощения быстро уменьшается с увеличением плотности. Для вырожденного газа легко получается видоизменение формулы (2.23), если учесть, что теплоемкость вырожденного газа пропорциональна температуре. Тогда в выражении для потока F_T (2.20) останется температура в первой степени, а $T^{3/2}$ должно быть заменено плотностью по формуле (2.16).

В результате имеем: $F_T \sim \rho T$ и

$$\kappa_1^* \cong 2.6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T}{\rho} \right)^2 z \mu_e, \quad (2.28)$$

Но даже в том случае, когда во всей звезде сохраняется температура около $4 \cdot 10^6$ градусов, средний выход энергии по формуле протон-протонной реакции (1.16) получается значительно больше наблюдаемого: $\varepsilon = 10^2$ эрг в 1 сек. Поэтому допустимое содержание водорода оказывается очень

незначительным, и остается совершенно необъяснимым наблюдаемое большое значение радиуса спутника Сириуса.

Итак, следует возвратиться к исходной точке зрения и считать белые карлики горячими звездами на границе вырождения, но состоящими из тяжелых элементов. Малые яркости белых карликов, вероятно, связаны с тем, что в этих звездах происходят явления эндотермического типа, т. е. помимо источников имеются стоки энергии или отрицательные значения ϵ . Рассмотренная проблема еще раз показывает, что свечение звезд едва ли объяснимо в рамках законов обычной термодинамики.

Л и т е р а т у р а

1. Н. А. К о з ы р е в. Теория внутреннего строения звезд и источники звездной энергии, ч. 1, Изв. Крымской астрофиз. обсерв., **2**, 1, 1948.
2. A. S. E d d i n g t o n. The Internal constitution of the Stars. Cambridge 163, 1926.
3. W. L o h m a n n. Zs. f. Ap. **25**, 1, 2, 104, 1948.
4. Д. Я. М а р т ы н о в. Затменные переменные звезды, 1939.
5. S. G a r o s c h k i n. Berlin-Babelsberg Veröffentlichungen, **9**, 5, 1932.
6. П. П. П а р е н а г о. Астр. Журн. **23**, 1, 31, 1946.
7. G. P. K u i p e r. Ap. J. **88**, 472, 1938.
8. O. S t r u v e. Ann. d'Astroph. **11**, 2, 1948.
9. D. S. K o t h a r i. Proc. Roy. Soc. A **165**, 486, 1938.
10. W. J. L u y t e n, O. S t r u v e a. W. W. M o r g a n. Publ. Jerkes Obs. **7**, 4, 1939.
11. B. S t r ö m g r e n. Zs. f. Ap. **4**, 118, 1932; **7**, 222, 1933.
12. G. P. K u i p e r. Ap. J. **86**, 176, 1936.
13. А. Г. М а с е в и ч. Астр. Журн. **26**, 207, 1949.
14. J. T u o m i n e n. Zs. f. Ap. **22**, 90, 1942.
15. W. B e c k e r. Zs. f. Ap. **19**, 297, 1940; **20**, 229, 1940.
16. О. А. М е л ь н и к о в. Изв. ГАО (Пулково) **17**, 47, 1948.
17. П. П. П а р е н а г о. Астр. Журн. **16**, 6, 13, 1939.

**ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЧЕТЫРЕХ ЗВЕЗД
СВЕРХГИГАНТОВ И ДВУХ ЗВЕЗД ВОЛЬФ — РАЙЕ***Э. С. Бродская*

В статье приведены результаты электрофотометрических наблюдений четырех звезд сверхгигантов и двух звезд Вольф — Райе, предпринятых с целью установления переменности или постоянства их блеска. Сверхгиганты наблюдались через 2 светофильтра: синий BG₃ и желтый GG₁₁. Наблюдения показывают, что сверхгиганты η Leo и 67 Oph, а также звезды Вольф — Райе HD 192103 и HD 192163 не изменяют блеска. β Ori и α Cyg обнаружили незначительные колебания блеска в желтых лучах, первая в пределах 0^m.07, вторая в пределах 0^m.05; характер изменений, видимо, неправильный. Изменений цвета, выходящих за пределы точности наблюдений, не обнаружено.

Результаты наблюдений рассмотрены с точки зрения возможного механизма истечения материи из наблюдаемых звезд.

ВВЕДЕНИЕ

Задача рассматриваемых здесь наблюдений состоит в том, чтобы установить наличие или отсутствие колебаний блеска у некоторых белых сверхгигантов и у двух наиболее типичных звезд типа Вольф — Райе.

Как известно, звезды большой светимости поздних спектральных классов значительно чаще звезд основной последовательности обнаруживают колебание блеска. Согласно фотоэлектрическим наблюдениям, произведенным Стеббинсом, из числа 190 звезд высокой светимости класса М (не относящихся к известным переменным), большинство является переменными с небольшой амплитудой изменения блеска [1], при этом тенденция к переменности возрастает с увеличением светимости. Что касается сверхгигантов ранних спектральных типов, то вопрос об изменении их блеска не исследовался, если не считать небольшого числа наблюдений некоторых звезд, говорящих, однако, в пользу наличия небольшого изменения блеска. Наряду с этим известно, что белые сверхгиганты часто показывают изменение лучевых скоростей неправильного характера (χ^2 Ori, β Ori, 55 Cyg, α Cyg), изменение интенсивности и структуры

эмиссионной линии $H\alpha$, а также изменение профилей водородных линий поглощения [2].

Эти наблюдательные факты свидетельствуют о том, что физические условия в атмосферах этих звезд не являются стационарными.

С другой стороны, согласно исследования Г. А. Шайна [3], эффективное ускорение силы тяжести у 7 сверхгигантов классов $cV_5 - cA_2$ на два порядка меньше гравитационного ускорения. Такое большое расхождение между g и g_{eff} служит указанием на то, что в дополнение к давлению газа имеется другая сила, действующая против силы тяжести. Кроме того, качественное сходство контуров эмиссионной $H\alpha$ в спектрах β Ori, α Cyg в смысле наличия линий поглощения с фиолетовой стороны эмиссионной линии, с контурами линий в спектрах звезд типа Р Cyg, и систематическое различие в радиальных скоростях (порядка нескольких километров) для водорода, ионов и нейтральных атомов [4, 5] свидетельствуют о том, что верхние слои атмосфер белых сверхгигантов не являются статическими, а обнаруживают движение наружу. Связаны ли наблюдаемые явления только с верхними слоями или они являются следствием неустойчивой фотосферы? Точные фотоэлектрические наблюдения могут дать ценные указания для решения этого вопроса.

Наиболее яркий пример нестатических атмосфер доставляют звезды Вольф — Райе. Согласно современному представлению, широкие полосы излучения, наблюдаемые в спектрах звезд Вольф — Райе, возникают в расширяющихся оболочках, образующихся вокруг звезд вследствие непрерывного истечения материи из этих звезд. До настоящего времени механизм истечения материи не известен, хотя авторы многих работ считают селективное давление радиации наиболее вероятной причиной этого процесса. Подтверждением этой гипотезы служат результаты, полученные С. Б. Пикельнером [6]. Последний подсчитал для ряда температур и электронных давлений средние ускорения ионов С, О, S и He, получаемые при поглощении радиации в различных состояниях ионизации. Оказывается, что ускорение ионов С, О и S, направленное наружу, на один-два порядка больше ускорения силы тяжести для всех значений электронных давлений от 100 до 0.001 дин/см². Характер движения ионов зависит от сопротивления, оказываемого со стороны окружающих частиц. Исследование торможения среды показывает, что ионы движутся почти равномерно относительно всей атмосферы, передавая ей свой импульс, непрерывно получаемый от поглощения радиации [7]. При температуре 50000° этот импульс оказывается достаточным, чтобы нарушить механическое равновесие и вызвать движение в атмосфере. Однако здесь могут возникнуть следующие сомнения.

Возможность истечения материи вследствие давления радиации зависит от температуры фотосферы и ускорения силы тяжести. Последнее определяется массой и радиусом звезды. В системе HD 193576, состоящей из WN 5.5 и О 6, Вильсон [8] определил массы равными 12.4 и 31.8 массы Солнца, соответственно. Если принять радиусы компонентов,

вычисленные Копалом [9] по фотометрической кривой, равные, соответственно, $4.0 R_{\odot}$ и $9.0 R_{\odot}$, то получается ускорение силы тяжести на поверхности звезды Вольф — Райе, равное $2.12 \cdot 10^4$ см/сек² и $1.08 \cdot 10^4$ см/сек² на поверхности звезды О 6, т. е. величины одного порядка. Можно считать, что температура звезд О 6 во всяком случае не ниже 25000° . При такой температуре, согласно вычислениям С. Б. Пикельнера, ускорение атомов С и О под влиянием лучевого давления может достигать порядка 10^6 см/сек², т. е. на два порядка выше ускорения силы тяжести. Но в таком случае трудно объяснить только разностью температур такое большое различие в строении атмосфер звезд Вольф — Райе и звезд типа О, имеющих спектр поглощения. Наряду с этим следует иметь в виду, что у ядер планетарных туманностей большое ускорение силы тяжести не препятствует истечению материи. С другой стороны, теория протяженных фотосфер Козырева [10], объясняющая в общих чертах распределение энергии в спектрах звезд Вольф — Райе и сходных с ними объектов, предполагает, что истечение материи может иметь своим началом слои на большой оптической глубине. Но в фотосферных слоях или под ними селективное давление радиации не может играть существенной роли.

Вскоре после максимума блеска Новых, из слоев, находящихся под фотосферой, продолжается непрерывное истечение материи. Согласно исследованиям Э. Р. Мустеля [11], силы, приводящие к этому выбросу материи, имеют преимущественно взрывной характер, в то время как давление радиации только сообщает дополнительное ускорение выброшенным атомам. В этот период наблюдаются изменения блеска Новых.

Если бы истечение материи из звезд Вольф — Райе и других имело бы такой же характер, как в Новых в указанной фазе, хотя и в значительно меньших масштабах, то фотометрические наблюдения могли бы обнаружить небольшие изменения блеска. В этом случае причины выброса материи следовало бы искать в слоях, находящихся под фотосферой. Наоборот, отсутствие колебаний блеска может служить указанием на то, что либо в движении участвуют только верхние слои атмосферы, возможно вследствие селективного давления излучения, либо движение имеет своим началом хотя и более глубокие слои, но фотосфера звезды находится в устойчивом динамическом состоянии, рассмотренном А. Б. Северным [12]. В результате анализа такого состояния А. Б. Северный получил, что в оболочке на расстоянии $r \geq 7r_*$ существует минимум скоростей. Этот вывод качественно подтверждается наблюдениями, если распределение электронных плотностей принять согласно определениям Копала — Шапли и использовать уравнение сплошности $\rho v r^2 = \text{const.}$ Однако для прямого подтверждения устойчивости процесса истечения требуются фотометрические и спектрофотометрические наблюдения.

Имея в виду выяснение характера истечения материи, нами и были поставлены электрофотометрические наблюдения белых сверхгигантов и звезд Вольф — Райе. В программу нашей работы вошли 4 звезды с характеристикой с и 2 звезды Вольф — Райе.

АППАРАТУРА И МЕТОД НАБЛЮДЕНИЙ

Рассматриваемые наблюдения были произведены нами в течение 1943—1946 гг. на Абастуманской астрофизической обсерватории со звездным электрофотометром конструкции В. Б. Никонова и П. Г. Куликовского [13], монтированного в несмитовском фокусе 13" рефлектора [12]. В данной работе применялся газополный сурьмяноцезиевый фотоэлемент. Измерение фототока производилось зеркальным гальванометром после предварительного усиления, осуществлявшегося по компенсационной схеме Пеника с электрометрической лампой D-96475. Для контроля фотометрической чувствительности установки использовался фотометрический стандарт из радиоактивной краски, источником свечения которого являлся сернистый цинк, возбуждаемый солями радия.

Все звезды сверхгиганты наблюдались через два светофильтра, а именно: BG₃ и GG₁₁; эффективные длины волн этих фильтров в комбинации с применявшимся фотоэлементом были равны 0.38 μ и 0.53 μ , соответственно. Для наблюдений β Orionis и α Cygni эти значения эффективных длин волн могут рассматриваться лишь как приближенные, так как ввиду большой яркости этих звезд мы использовали в качестве ослабителей алюминиевые фильтры, которые, строго говоря, не являются нейтральными, а обладают несколько большей пропускной способностью для коротких волн. В наших наблюдениях исследуемая звезда и звезда сравнения ослаблялись всегда одним и тем же фильтром.

Вследствие загруженности инструмента другой программой яркие звезды наблюдались нами преимущественно в лунные ночи, что требовало тщательного учета фона неба. Влияние последнего исключалось в процессе самих измерений. При открытом затворе звезда вводилась в диафрагму и выводилась из нее микрометрическим ключом; очевидно, что разность отсчетов гальванометра при введении и выведении звезды дает чистый эффект от звезды. Такой способ исключения фона оказался весьма рациональным и при наблюдениях в безлунные ночи слабых звезд Вольф — Райе, когда эффект от фона составляет 25% эффекта от звезды.

Обе звезды Вольф — Райе наблюдались нами одновременно в последовательности с двумя общими звездами сравнения. Обозначая звезды сравнения a и b , а звезды Вольф — Райе w_1 , w_2 , можно записать порядок наблюдений с указанием числа отсчетов гальванометра кратко так:

$$6a \ 6w_1 \ 6b \ 6w_2 \ 6a \text{ и т. д.}$$

При обработке таких рядов наблюдений следовало бы привязки к звездам сравнения производить таким образом, чтобы число отсчетов на исследуемой звезде равнялось числу отсчетов на двух звездах сравнения вместе, т. е. $3a \rightarrow 6w_1 \leftarrow 3b, \rightarrow 3b \ 6w_2 \leftarrow 3a$ и т. д. Однако практически, вследствие хорошего внутреннего согласия между отчетами, не было существенной разницы, если привязки производить по схеме

$6 a \leftarrow 6 w_1 \rightarrow 6 b \leftarrow 6 w_2 \rightarrow 6 a$ и т. д., т. е. когда одно наблюдение звезды сравнения ($6 b$) входит в образование разности двух звезд Вольф — Райе. Последний способ привязки мы нашли более удобным и пользовались им при обработке всех наблюдений.

При наблюдениях s -звезд через светофильтры мы применили следующий порядок измерения: 3 отсчета гальванометра, когда введен желтый фильтр, 6 — синий и снова 3 отсчета — желтый фильтр.

Совершенно аналогично наблюдалась звезда сравнения.

Разность логарифмов средних отбросов при одном и другом фильтре, умноженная на 2.5, дает эквивалент цвета наблюдаемой звезды в звездных величинах. Разность же логарифмов средних отбросов при желтом фильтре на одной и на другой звезде, умноженная на 2.5, дает разность блеска звезд в желтых лучах. Таким образом, одновременно мы получаем разности блеска в желтых лучах и разности эквивалентов цвета. За одно «полное наблюдение» мы принимаем серию измерений, состоящую из двукратного наведения на исследуемую звезду и трехкратного наведения на звезду сравнения, т. е. серию $a v a v a$.

УЧЕТ АТМОСФЕРНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ

При фотоэлектрических исследованиях, когда ставится вопрос о выявлении малых колебаний блеска звезд, чрезвычайно важно учесть атмосферное ослабление с возможно большей точностью.

Звездная величина на внешней границе земной атмосферы m_0 связана с наблюдаемой величиной m_z известным соотношением

$$m_0 = m_z - \alpha F(z), \quad (1)$$

где $F(z)$ — масса воздуха; α — фактор ослабления атмосферой, связанный с коэффициентом прозрачности P соотношением: $\alpha = -2.5 \log P$. Вследствие избирательности ослабления фактор α имеет разные значения для звезд разного цвета. Если для звезды сравнения фактор ослабления равен α , а для исследуемой $\alpha + \Delta\alpha$, то приведение к внешней границе атмосферы разностей блеска этих звезд производится по формуле

$$\Delta m_0 = \Delta m_z + \alpha \Delta F(z) - \Delta\alpha F(z'), \quad (2)$$

получаемой вычитанием уравнения $m'_0 = m'_z - (\alpha + \Delta\alpha) F(z')$ из уравнения (1). Здесь m'_0 — звездная величина исследуемой звезды на внешней границе атмосферы; z' — ее зенитное расстояние. Как видно из уравнения (2), точность, с которой необходимо знать фактор α , зависит от величины $\Delta F(z)$, т. е. от того, как близко расположены сравниваемые звезды. Последний член в этом уравнении определяет эффект зависимости атмосферного ослабления от эквивалентов цвета или спектров звезд. Очевидно, что этим членом можно пренебречь при достаточной близости сравниваемых звезд по цвету или в том случае, если все наблюдения

получены при приблизительно равных $F(z')$. В последнем случае в Δm_0 войдет систематическая ошибка; но для нашей цели это не существенно, поскольку она будет практически одинакова для всех наблюдений.

При наблюдениях 67 Ophiuchi, η Leonis и α Cygni наибольшее значение ΔF не превышало 0.10. Это позволило нам воспользоваться средним фактором ослабления, который для звезд ранних спектральных классов, наблюдаемых через желтый фильтр, был принят, на основании наблюдений звезд $B_8 - B_9$ электроколориметрического каталога Никонова, равным 0.170; средний фактор селективного ослабления (в смысле ослабление в синих лучах минус ослабление в желтых лучах) принят равным 0.240. Если истинный фактор ослабления отличается от принятого среднего на несколько сотых, то и тогда погрешность, вносимая в Δm_0 и ΔC_0 , будет порядка нескольких тысячных звездной величины, оставаясь, таким образом, в пределах точности наших измерений.

Принимая во внимание, что цвет α Cygni одинаков с цветом звезды сравнения, а 67 Ophiuchi и η Leonis наблюдались в часовых углах, близких к меридиану, мы пренебрегли последним членом в уравнении (2). Таким образом, все наблюдения звезд 67 Ophiuchi, η Leonis и α Cygni приведены к внешней границе атмосферы согласно соотношениям

$$\Delta m_0 = \Delta m_{\text{набл}} - 0.170 \Delta F(z);$$

$$\Delta C_0 = \Delta C_{\text{набл}} - 0.240 \Delta F(z);$$

здесь ΔC_0 означает разность эквивалентов цвета на внешней границе атмосферы, Δm_0 — разность звездных величин в желтых лучах.

В случае β Orionis учет ослабления осложнился тем, что наблюдения велись на значительных зенитных расстояниях ($50-60^\circ$) и в качестве ослабителя применялся плотный алюминиевый фильтр, пропускательность которого заметно больше для коротковолновой радиации. Вследствие этого использование приведенных выше средних факторов является несколько рискованным. Мы сделали попытку определять фактор ослабления по звезде сравнения для каждого момента наблюдений. Для этого каждое наблюдение звезды сравнения ξ Orionis сопровождалось наблюдением фотометрического стандарта. Ряд таких наблюдений дает систему уравнений

$$\Delta m_0 = \Delta m_{\text{набл}} - \alpha F(z), \quad (3)$$

где Δm_0 — разность блеска звезды сравнения и стандарта на внешней границе атмосферы. Поскольку в этой системе число неизвестных (Δm_0 и α для каждого момента наблюдений) на единицу больше числа уравнений, то задача решается приближенно методом Буге. Именно: получив в течение хорошей ночи (когда можно рассчитывать, что фактор ослабления либо постоянен, либо испытывает лишь небольшие изменения) 8—10 уравнений вида (3), при достаточно различных $F(z)$, определяем Δm_0 и α

решением уравнений по способу наименьших квадратов. За две-три ночи мы рассчитывали получить достаточно надежное значение Δm_0 . Если разность Δm_0 остается постоянной, то в последующие ночи α определяется для каждого момента наблюдений из соотношения

$$\alpha = \frac{\Delta m_z - \Delta m_0}{F(z)}.$$

Однако в нашем случае дело осложнилось тем, что Δm_0 изменялась вследствие постепенного запыления и периодической промывки зеркал рефлектора, что сказывалось только на наблюдаемой яркости звезды, так как свет от стандарта не проходил через оптическую систему рефлектора. Имея в виду, что изменения фактора ослабления невелики в пределах одного сезона наблюдений, мы ограничились здесь средним α , определенным на основании наблюдений трех ночей. Поскольку наблюденные разности блеска стандарт — β Orionis с обычной точностью ложились на линию Буге, представляемую уравнением (3), то были все основания думать, что β Orionis не изменяла блеска в течение 2.5—3 часов наблюдений. В таком случае фактор ослабления для β Orionis можно определять из ее наблюдений. В нижеследующей таблице помещены результаты определения факторов ослабления в желтых лучах для ξ Orionis и β Orionis.

Дата	α_ξ	Число уравнений	α_β	Число уравнений
1 октября 1944 г. . .	$0^m.203 \pm 0^m.016$	6	$0^m.184 \pm 0^m.027$	6
8 » » . .	$0^m.184 \pm 0.013$	9	$0^m.158 \pm 0.017$	9
9 » » . .	$0^m.165 \pm 0.017$	9	$0^m.165 \pm 0.023$	7

Среднее, выведенное из этих трех определений, получилось, соответственно, $\alpha_\xi = 0.186 \pm 0.016$ и $\alpha_\beta = 0.169 \pm 0.020$. При обработке наблюдений приняты округленные значения: $\alpha_\xi = 0.190$ и $\alpha_\beta = 0.170$.

Одновременно нами были определены факторы селективного ослабления для приведения к внешней границе атмосферы эквивалентов цвета $\alpha_\xi = 0^m.315$; $\alpha_\beta = 0^m.290$.

При наблюдениях звезд Вольф — Райе вполне достаточен совершенно приближенный учет ослабления, так как почти все наблюдения этих звезд были получены при $\Delta F < 0.02$. Для многих наблюдений поправка за атмосферное ослабление не отличалась от нуля, а для остальных была порядка всего лишь нескольких тысячных звездной величины. Но поскольку нам совершенно не был известен фактор ослабления при наблюдениях без светофильтров, то мы определили описанным выше способом факторы ослабления для двух звезд сравнения. Результаты определения приводим в нижеследующей таблице.

Дата	α (HD 192422)	Число уравнений	α (HD 192445)
15 августа 1945 г.	$0^m.287 \pm 0^m.015$	6	$0^m.362 \pm 0^m.016$
7 сентября 1945 г.	$0^m.331 \pm 0^m.022$	14	$0^m.347 \pm 0^m.007$
20 октября 1946 г.	$0^m.305 \pm 0^m.015$	8	$0^m.371 \pm 0^m.027$

Средние значения факторов ослабления для этих звезд: $0^m.308 \pm 0^m.017$ и $0^m.359 \pm 0^m.017$. Для звезд Вольф — Райе мы приняли фактор ослабления равным $0^m.330$.

КРИТЕРИЙ ПЕРЕМЕННОСТИ

Чтобы выявить из наблюдений малые колебания блеска звезды, которые могут быть и неправильного характера, надо точно знать, в каких пределах заключаются случайные ошибки наблюдений. Тогда, если разброс наблюдений выходит за эти пределы, можно уверенно сказать, что звезда изменяет блеск. Таким образом, средняя или вероятная ошибка, характеризующая точность наблюдений данного ряда, может служить критерием для установления переменности звезды. Но, с другой стороны, суждение о точности данного ряда наблюдений мы можем получить часто только на основании этого же ряда, так как точность наблюдений разных звезд, вообще говоря, неодинакова. При равенстве всех прочих условий она зависит от яркости звезд, зенитных расстояний, на которых приходится вести наблюдения, и от того, как близка исследуемая звезда к звезде сравнения по цвету. Последнее обстоятельство важно не только вследствие несовершенства учета атмосферного ослабления, но и в случае, если цветовая система аппаратуры подвержена хотя бы небольшим изменениям (например, постепенное запыление и периодическая промывка зеркал рефлектора). Поэтому вряд ли можно считать приемлемым применение одного и того же числового критерия ко всем исследуемым звездам.

В данном исследовании мы поступили следующим образом: внутреннюю точность наблюдений каждой ночи мы характеризуем средней ошибкой одного наблюдения σ , вычисленной по отклонениям от арифметического среднего из наблюдений данной ночи. Эта ошибка обусловлена погрешностями в отсчетах гальванометра, которые порождаются, с одной стороны, инструментальными колебаниями положения «нуля» и, с другой, атмосферными помехами.

Кроме указанных имеются и другие погрешности, которые обуславливают разброс результатов наблюдений разных ночей. Источником этих погрешностей являются изменение атмосферных условий от ночи к ночи и изменение цветовых свойств аппаратуры. Эти ошибки наиболее опасны, так как их трудно отделить от реальных колебаний блеска звезд.

Чтобы характеризовать согласие между наблюдениями разных ночей, мы принимаем результат каждой ночи за одно определение, независимо от числа отдельных наблюдений, и вычисляем ошибку одного такого определения ε по отклонениям среднего арифметического из всех наблюдений за сезон. В том случае, когда мы имели две звезды, сравнениями можно было вычислить ошибки σ и ε , характеризующие точность определения разности блеска двух звезд сравнения. В наших условиях оказалось, что σ и ε практически равны. Это указывает, повидимому, на то, что помехи при получении одного наблюдения и помехи, порождаемые изменениями от ночи к ночи, одного порядка. Поэтому равенство ошибок σ и ε мы принимаем за критерий постоянства блеска звезд. Если же $\varepsilon > \sigma$, то мы считаем, что звезда реально изменяет блеск.

НАБЛЮДЕНИЯ

β Orionis

Фотометрические наблюдения β Orionis производились Стеббинсом [14] в 1919—1920 гг. в течение 32 ночей. Результаты наблюдений не показали закономерного изменения блеска. Имея это в виду, Стеббинс отмечает, что изменений не установлено, хотя расхождения между наблюдениями, полученными в разные ночи, достигают $0^m 11$.

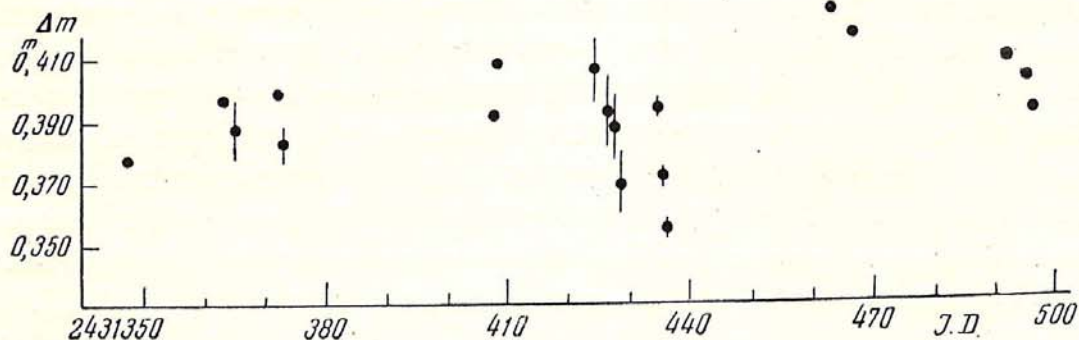
Наши наблюдения β Orionis охватывают период с 14 сентября 1944 г. по 8 февраля 1945 г. Звездой сравнения служила ξ Orionis. Мы ограничились одной звездой сравнения, поскольку при достаточно большом числе наблюдений Стеббинса ξ Orionis не обнаружила колебаний блеска. Свет β Orionis и ξ Orionis ослаблялся алюминиевым фильтром, поглощающим около 3.5 звездных величин. Обычно мы наблюдали в лунные ночи, но, разумеется, когда прямой свет Луны не попадал в башню. Большинство наблюдений получено при часовом угле < 2.5 часов, так как с дальнейшим понижением звезды возрастали атмосферные помехи, выражающиеся в плохой стабильности показаний гальванометра.

Результаты наблюдений приведены в табл. 1, в которой последовательно даются: юлианская дата на средний момент наблюдений, разность блеска указанных звезд, приведенная к внешней границе атмосферы Δm_0 , число полных наблюдений n и ошибка одного полного наблюдения в данную ночь σ . Далее приводятся внеатмосферные разности показателей цвета ΔC_0 и средняя ошибка одного их определения σ .

Наши результаты позволяют сделать следующее заключение:

а) Поскольку ошибка одного наблюдения через желтый фильтр равна $\pm 0^m 008$, а ошибка результата за ночь, принимаемого за одно определение, равна $\pm 0^m 018$, то на основании принятого нами критерия считаем, что в желтых лучах β Orionis изменяет блеск. За период наших наблюдений это изменение заключалось в пределах $0^m 07$. Для иллюстрации

мы приводим фиг. 1, из которой видно, что такой большой разброс результатов разных ночей нельзя объяснить погрешностями наблюдений. К сожалению, недостаточность и несистематичность наблюдательного материала не позволяют судить с уверенностью о характере изменений. Однако, повидимому, изменения носят неправильный характер.



Фиг. 1. Изменение блеска β Orionis в желтых лучах. Длина черты показывает среднюю ошибку одного наблюдения

б) При определениях разностей эквивалентов цвета получили $\sigma = \pm 0^m.006$ и $\varepsilon = \pm 0^m.007$. Следовательно, относительно цвета можно сказать, что если изменения и имеют место, то лишь в пределах $0^m.02$, т. е. в пределах точности наших наблюдений.

α Cygni

Впервые фотоэлектрические наблюдения Гутника и Прагера [15] показали, что блеск α Cygni изменяется неправильным образом в пределах $0^m.07$. В 1931 г. Фас [16] наблюдал α Cygni на электрофотометре одновременно с Паддоком, определявшим ее лучевую скорость, и установил изменение блеска α Cygni в пределах $0^m.09$. Отмечены, как вероятные, быстрые изменения блеска в течение ночи порядка $0^m.03$. Сопоставляя фотоэлектрическую кривую с кривой лучевых скоростей, Фас усмотрел связь между двумя кривыми, а именно, что максимум блеска приходится незадолго до максимума отрицательной лучевой скорости. На наш взгляд трудно говорить с уверенностью о наличии такой зависимости на основании приводимых Фасом кривых вследствие небольшого числа наблюдений, к тому же нельзя не отметить, что фотоэлектрическая кривая проведена несколько произвольно.

Наши наблюдения α Cygni были получены в осенние месяцы 1943, 1944 и 1945 гг. Звездой сравнения была выбрана γ Cygni, так как, согласно фотоэлектрическим наблюдениям Гутника и Прагера, а также Стеббинса, γ Cygni не обнаружила изменений блеска. Обе звезды наблюдались через алюминиевый фильтр-ослабитель, поглощающий около двух звездных величин. В 1943 г. мы наблюдали преимущественно

в безлунные ночи, получая по одному полному наблюдению за каждую ясную ночь. Два остальных сезона наблюдения велись в лунные ночи в течение 2—6 часов за ночь. Следует отметить, что Фас заподозрил γ Cygni в переменности. Однако это подозрение устраняется следующими наблюдательными данными: в 1942—1943 гг. γ Cygni, наблюдавшаяся в качестве стандартной звезды В. Б. Никоновым при электроколориметрических наблюдениях звезд В8—В9, не обнаружила изменений показателя цвета. Кроме того, благодаря тому, что в 1943 г. мы наблюдали по одному часу в ночь, между наблюдениями звезд В8—В9, имелась возможность определять селективный коэффициент ослабления на каждый момент наблюдений по стандартным звездам. Это позволило привести к внешней границе атмосферы 36 независимых определений показателя цвета γ Cygni. Средняя ошибка одного определения оказалась равной $\pm 0^m.010$. Это обычная точность для подобного рода определений. Таким образом, можно считать установленным, что цвет γ Cygni является постоянным в пределах ошибок метода.

Для проверки постоянства блеска γ Cygni мы имели возможность сравнить ее с ξ Orionis три раза в разные ночи, когда ξ Orionis наблюдалась непосредственно после γ Cygni. Обе звезды имели в момент наблюдений близкие по величине зенитные расстояния (одна заходила, другая восходила). Результаты сравнения показывает нижеследующая таблица, дающая внеатмосферную разность блеска ξ Orionis и γ Cygni:

1944 г.

14 сентября	0. ^m 383
29 »	0. 373
1 октября	0. 378

Приведение разностей блеска к внешней границе атмосферы осуществлялось с соответствующими коэффициентами $\alpha_\gamma = 0^m.170$, $\alpha_\xi = 0^m.190$. Согласие между тремя наблюдениями вполне удовлетворительное.

Аналогично нами сделано сравнение со звездой HD 192445, которая служила звездой сравнения при наблюдениях звезд Вольф — Райе и в некоторые ночи наблюдалась непосредственно после γ Cygni или перед ней. Наблюдения обеих звезд получены на малых зенитных расстояниях. Поправки на поглощение определены с коэффициентами: $\alpha_\gamma = 0^m.170$, $\alpha_{(HD\ 192445)} = 0^m.330$. Ниже приводим результаты сравнения:

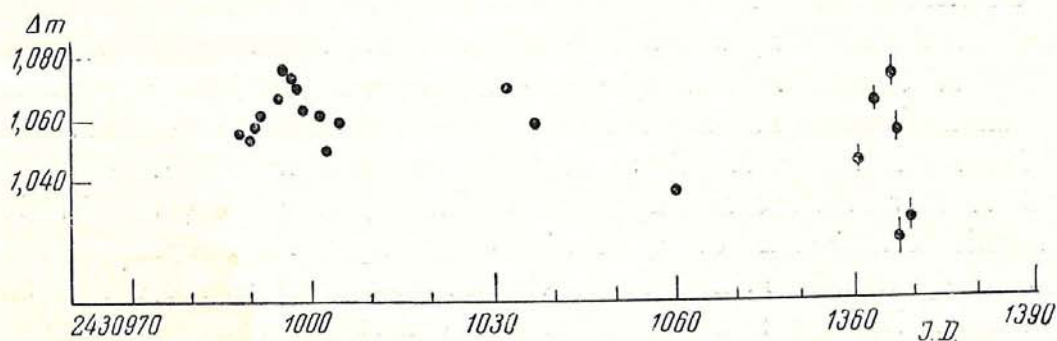
1945 г.

30 августа	0. ^m 972
26 сентября	0. 966
27 »	0. 978
28 »	0. 986
26 октября	0. 974

Средняя ошибка одного определения разности блеска здесь равна $\pm 0^m.007$. Для отдельных сравнений такая точность является совершенно удовлетворительной. Таким образом, имеются основания заключить, что блеск

ν Cygni остается постоянным в пределах точности современных фотоэлектрических наблюдений. Следует отметить, что приводимые разности блеска звезд ν Cygni и ξ Orionis, ν Cygni и HD 192445 не являются действительными разностями блеска этих звезд, так как ν Cygni и ξ Orionis наблюдались с разными ослабителями, а HD 192445 — без ослабителя и без желтого фильтра.

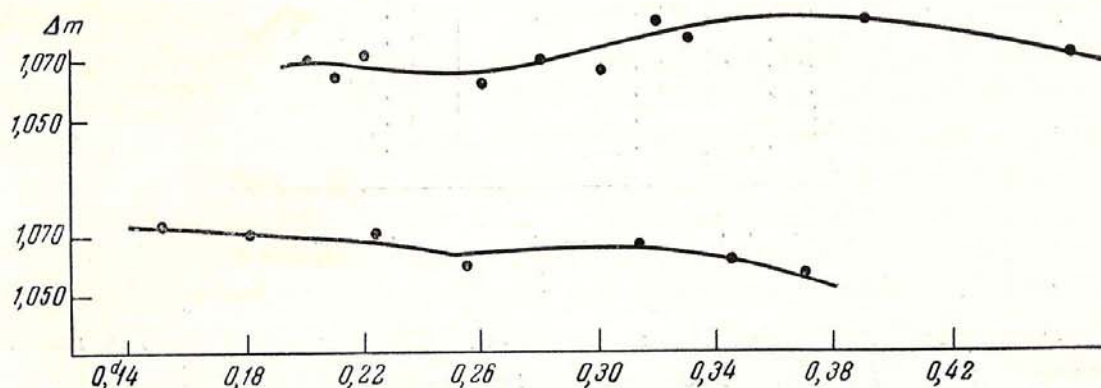
Результаты наших наблюдений помещены в табл. 1. Для иллюстрации часть наблюдений, полученных в близко отстоящие одна от другой ночи, приведена на фиг. 2.



Фиг. 2. Изменение блеска α Cygni в 1943—1944 гг. Длина черты показывает среднюю ошибку одного наблюдения

Средняя ошибка одного наблюдения, выполненного через желтый фильтр, равна $\pm 0^m.005$, тогда как ошибка среднего за ночь для трех сезонов наблюдений равна, соответственно:

$$\varepsilon_I = 0^m.011, \quad \varepsilon_{II} = \pm 0^m.013 \quad \text{и} \quad \varepsilon_{III} = \pm 0^m.015.$$



Фиг. 3. Наблюдения α Cygni в желтых лучах. Верхняя кривая — 1/X 1944 г., нижняя — 29/IX 1944 г.

Это дает нам основание заключить, что блеск α Cygni в желтых лучах подвержен изменению в пределах $0^m.05$. Как видно из фиг. 3, может быть, можно говорить о малых колебаниях блеска α Cygni в течение одной ночи, с амплитудой, едва достигающей $0^m.02$. Но в сущности это

находится уже на пределе точности наблюдений. Изменений в пределах $0^m.03 - 0^m.04$, о которых говорит Фас, мы не наблюдали.

Сопоставляя ошибки $\varepsilon = \pm 0^m.006$ и $\sigma = \pm 0^m.005$, можно заключить, что цвет α Cygni остается постоянным в пределах точности измерений, характеризуемых средней ошибкой одного определения, равной $\pm 0^m.005$.

η Leonis

Фотометрические наблюдения η Leonis, насколько нам известно, производились только Гутником и Прагером в течение нескольких вечеров в 1914 г. Однако небольшое число наблюдений не дало определенных указаний относительно переменности или постоянства ее блеска.

Мы наблюдали η Leonis за период с 18 декабря 1942 г. по 21 апреля 1943 г. Звездами сравнения были выбраны ρ Leonis и θ Leonis. Хотя ρ Leonis отличается от η Leonis по спектру, мы выбрали ее второй звездой сравнения, имея в виду, что по наблюдениям Стеббинса ее блеск постоянен. Все три звезды ослаблялись одним фильтром, поглощающим около двух звездных величин. Для приведения всех наблюдений к одной звезде сравнения мы определили разность блеска звезд ρ Leonis и θ Leonis в желтых лучах $\Delta m_{\rho\theta}$ и разность цвета $\Delta c_{\rho\theta}$.

Ниже помещены результаты определения этих разностей.

Юлианская дата	$\Delta m_{\rho\theta}$	$\Delta c_{\rho\theta}$
2430711.53	$0^m.516$	$0^m.503$
713.54	0.508	0.494
733.60	0.494	0.485
758.49	0.502	0.503
759.49	0.500	0.495
796.38	0.505	0.483
835.26	0.516	0.494
836.26	0.518	0.488
Среднее . .	0.508 ± 0.003	0.493 ± 0.003

Пользуясь $\Delta m_{\rho\theta} = 0.503$ и $\Delta c_{\rho\theta} = 0.493$, мы привели все наблюдения к ρ Leonis. Результаты наблюдений η Leonis помещены в табл. 1.

Сопоставляя между собой ошибку среднего за ночь ε и ошибку одного наблюдения σ , которые соответственно равны $\pm 0^m.006$ и $\pm 0^m.005$, для наблюдений через желтый фильтр, и $\pm 0^m.007$ и $\pm 0^m.005$, для определений показателя цвета, мы имеем основания заключить, что η Leo сохраняет блеск и цвет постоянными в пределах точности наблюдений.

67 Ophiuchi

Наблюдения 67 Ophiuchi получены в течение двух сезонов 1944 и 1946 гг. В первый период мы наблюдали с двумя звездами сравнения 66 Ophiuchi и HD 164577. При обработке наблюдений оказалось, что разность блеска звезд сравнения колеблется больше, чем это допускается при случайных ошибках наблюдений. Сравнение с фотометрическим стандартом обеих звезд показало, что именно 66 Ophiuchi является причиной необычного разброса наблюдений. Вследствие этого все наблюдения обработаны с HD 164577.

В табл. 1 помещаем результаты наблюдений.

Сравнивая между собой ошибки ϵ и σ , мы можем заключить, что блеск и цвет 67 Ophiuchi остаются постоянными.

HD 192103 и HD 192163

Звезды Вольф — Райе HD 192103 и HD 192163 наблюдались нами в течение лета 1945 и 1946 гг. Как уже отмечалось, наблюдения этих звезд велись без светофильтров. Близкое расположение звезд позволило подобрать для них две общие звезды сравнения HD 192422 и HD 192445 спектральных классов B_2 и B_3 , соответственно. Все наблюдения приведены к HD 192442. Для этого по наблюдениям 1945 и 1946 гг. была определена разность блеска HD 192422 и HD 192445. Разность звездных величин получалась равной

$$0^m.415 \pm 0^m.002 \quad (1945 \text{ г.})$$

$$0^m.435 \pm 0^m.002 \quad (1946 \text{ г.})$$

Значительное расхождение между двумя значениями этой разности, повидимому, объясняется изменением цветовых свойств аппаратуры в течение года.

Результаты наблюдений звезд Вольф — Райе даны в табл. 2. Средняя ошибка одного наблюдения звезды HD 192163 σ равна $\pm 0^m.006$, средняя ошибка среднего за ночь, принятого за одно наблюдение, ϵ равна $0^m.007$. Следовательно, на основании принятого здесь критерия мы считаем, что блеск HD 192163 не испытывает изменений. Точность наблюдений звезды HD 192103 значительно ниже обычной вследствие того, что эта звезда несколько слаба по яркости для наблюдений с нашей аппаратурой. Но сопоставляя ошибки $\sigma = \pm 0^m.013$ и $\epsilon = \pm 0^m.012$, можно считать, что HD 192103 также не изменяет своего блеска.

Таблица 1

 β Orionis

Юлианская дата	Δm_0	n	σ	Δc_0	σ	Примечания
2431347.55	0 ^m 378	1		0 ^m 346		Луна
363.54	0.398	1		0.344		
365.63	0.388	3	$\pm 0^m.010$	0.354	$\pm 0^m.000$	Луна почти полная
372.51	0.400	2	0.000	0.344	0.004	
373.49	0.384	4	0.006	0.342	0.006	Ночь хорошая
407.56	0.392	1		0.334		Ночь безлун- ная
408.43	0.409	1		0.339		
424.37	0.407	4	0.013	0.351	0.012	Без откачки воздуха
426.40	0.393	3	0.012	0.347	0.011	То же
427.39	0.388	3	0.009	0.346	0.009	» »
428.42	0.370	3	0.009	0.348	0.003	» »
434.46	0.394	2	0.002	0.331	0.005	Ночь хорошая
435.37	0.372	2	0.002	0.343	0.004	
436.39	0.355	2	0.003	0.340	0.006	
463.30	0.426	1		0.356		
467.32	0.418	1		0.352		
492.30	0.410	1		0.344		Устойчиво ясное небо
495.29	0.404	1		0.348		То же
496.27	0.393	1		0.343		» »

$$\sigma = \pm 0^m.008$$

$$\varepsilon = \pm 0^m.018$$

$$\sigma = \pm 0^m.006$$

$$\varepsilon = \pm 0^m.007$$

 α Cygni

2430975.28	1.044	2	0.006	-0.005	0.002	
988.36	1.056	1		-0.011		
989.36	1.054	1		-0.006		
990.41	1.058	1		+0.002		I
991.43	1.062	1		-0.014		
994.39	1.068	1		-0.002		
995.38	1.077	1		+0.003		
996.32	1.076	1		-0.009		
997.33	1.072	1		-0.001		
998.20	1.064	1	0.003	-0.007	0.002	
2431001.20	1.062	1		-0.004		
002.23	1.052	1		-0.006		
004.23	1.060	1		-0.010		
032.22	1.071	1		0.000		
036.25	1.059	3	± 0.008	-0.003	+0.008	
060.20	1.036	1		-0.004		
061.18	1.056	2	0.002	+0.005	0.007	
360.29	1.046	2	0.002	+0.002	0.002	
363.22	1.067	7	0.006	-0.009	0.007	
365.32	1.075	4	0.005	-0.002	0.006	II
366.26	1.056	4	0.002	-0.002	0.009	
367.24	1.041	2	0.006	+0.001	0.001	
368.22	1.041	1		-0.004		

Таблица 1 (продолжение)

Юлианская дата	Δm_0	n	σ	Δc_0	σ	Примечание
695.33	1.060	1		- 0.003		III
697.34	1.026	2	0.002	0.000	0.002	
698.42	1.026	2	0.003	- 0.001	0.006	
725.31	1.050	2	0.006	- 0.012	0.004	
726.36	1.047	4	0.007	+ 0.005	0.010	
727.38	1.043	3	0.005	- 0.003	0.007	
741.22	1.052	2	0.003	+ 0.000	0.007	
754.28	1.021	2	0.005	+ 0.002	0.000	
755.31	1.014	3	0.005	+ 0.010	0.006	

$$\sigma = \pm 0^m005$$

$$\sigma = \pm 0^m005$$

$$\varepsilon_I = \pm 0.011$$

$$\varepsilon = \pm 0^m006$$

$$\varepsilon_{II} = \pm 0.013$$

$$\varepsilon_{III} = \pm 0.015$$

η Leonis

2430711.53	0.321	2	0.007	0.369	0.007	Ночь хорошая, без Луны
713.54	0.329	3	0.005	0.379	0.001	
733.60	0.317	1	0.004	0.367	0.010	
758.49	0.313	5	0.005	0.366	0.006	
759.49	0.323	5	0.008	0.372	0.006	
785.42	0.311	2	0.000	0.361	0.003	
796.38	0.322	2	0.002	0.358	0.001	Луна почти полная То же
816.33	0.316	1		0.366		
817.36	0.323	1		0.375		
835.26	0.326	2	0.002	0.378	0.001	
836.26	0.324	2	0.000	0.378	0.002	

$$\sigma = \pm 0^m005$$

$$\sigma = \pm 0^m005$$

$$\varepsilon = \pm 0^m006$$

$$\varepsilon = \pm 0^m007$$

67 Ophiuchi

2431232.36	0.492	1	0.001	0.235	0.007	
243.46	0.479	1	0.002	0.243	0.001	
252.52	0.478	2	0.008	0.233	0.012	
263.38	0.484	2	0.003	0.236	0.006	
301.33	0.490	1	0.004	0.235	0.000	
302.32	0.484	1		0.227		

Таблица 1 (окончание)

Юлианская дата	Δm_0	n	σ	Δc_0	σ	Примечания
2431332.41	0.483	2	0.004	0.234	0.004	
336.27	0.487	2	0.015	0.238	0.008	
339.27	0.468	2	0.002	0.248	0.002	
973.38	0.477	4	0.004	0.242	0.007	
975.43	0.481	3	0.015	0.243	0.001	
977.38	0.468	5	0.006	0.242	0.008	
994.37	0.485	2	0.009	0.236	0.006	
997.38	0.485	4	0.004	0.235	0.004	
997.37	0.491	3	0.009	0.230	0.009	
2432000.38	0.472	3	0.003	0.251	0.010	
001.35	0.484	2	0.000	0.231	0.009	

$$\sigma = \pm 0^m.007$$

$$\varepsilon = \pm 0^m.007$$

$$\sigma = \pm 0^m.003$$

$$\varepsilon = \pm 0^m.06$$

Таблица 2

HD 192103				HD 192163		
Юлианская дата	Δm_0	n	σ	Δm_0	n	σ
2431675.40	0.590	2	0.005			
683.44	0.610	1		0.000	3	0.006
698.33	0.610	1		0.001	1	
699.33	0.610	3	0.010	0.021	3	0.001
700.28	0.598	1		0.003	1	
704.35	0.574	2	0.014	0.002	6	0.005
706.35	0.582	5	0.016	0.004	6	0.008
711.35	0.595	6	0.019	0.002	5	0.008
725.22	0.579	2	0.007	0.000	2	0.008
726.27	0.560	4	0.014	0.000	4	0.004
727.26	0.563	5	0.014	0.003	5	0.010
754.21	0.582	1		0.003	1	0.009
755.20	0.590	2	0.006	0.004	2	0.002
763.22	0.580	3	0.008	0.014	4	0.006
2432000.46	0.574	1		0.010	1	
004.37	0.575	1		0.015	1	
005.39	0.563	2	0.004	0.010	2	0.003
2432011.47	0.578	1	0.010	0.004	1	0.004
024.35	0.595	1		0.023	1	
033.38	0.603	4	0.012	0.018	4	0.007
034.39	0.600	2	0.019	0.015	2	0.000
035.42	0.583	2	0.021	0.014	2	0.001
085.28	0.569	1	0.003	0.004	1	
096.36	0.587	4	0.018	0.015	4	0.007

$$\sigma = \pm 0^m.013$$

$$\varepsilon = \pm 0^m.012$$

$$\sigma = \pm 0^m.006$$

$$\varepsilon = \pm 0^m.007$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Блеск звезд Вольф — Райе обусловлен излучением фотосферы в непрерывном спектре и излучением протяженной оболочки, дающей яркие полосы. Согласно определению Б. А. Воронцова-Вельяминова [17], эффект ярких полос в фотографической области спектра составляет для HD 192103 $0^m.35$ и для HD 192163 $0^m.50$. Можно положить, хотя бы на основании измерений полной интенсивности полос излучения, произведенных Билсом [18], что в визуальной части эффект того же порядка, т. е. составляет несколько десятых звездной величины.

Наши наблюдения показывают, что блеск звезд Вольф — Райе оставался постоянным с точностью для HD 192103 $\pm 0^m.013$ и для HD 192163 $\pm 0^m.007$ в течение двух сезонов наблюдений. При этом мы склонны считать, что большой разброс наблюдений звезды HD 192103 обусловлен ошибками наблюдений, а не реальными изменениями блеска. Следовательно, на основании наших наблюдений можно заключить, что постоянными в пределах точности измерений были как излучение фотосферы в видимой области спектра, так и суммарное излучение в полосах. Мало вероятно, чтобы колебания яркости непрерывного спектра и эмиссионных полос взаимно компенсировались с такой точностью.

Из постоянства излучения фотосферы следует, что:

а) размеры эффективной фотосферы оставались постоянными за период наших наблюдений;

б) температурный режим в фотосфере не подвержен значительным изменениям.

Чтобы подкрепить последнее, подсчитаем, каково было бы изменение блеска при наблюдениях с данной аппаратурой, если бы температура звезды изменилась, скажем, на 2000° . При этом мы примем, что распределение энергии в непрерывном спектре следует формуле Козырева, т. е.

$$I(\lambda) = \pi R_1^2 C \lambda^{-5} E(\lambda, T_1), \quad (C = 2hc^2),$$

где

$$E(\lambda, T_1) = \int_0^\infty [e^{\frac{c_2}{\lambda T_1 \tau^{1/4}}} - 1]^{-1} \Phi(\tau) \frac{d\tau}{\tau^4}$$

и

$$\Phi(\tau) = 2 \int_0^\pi e^{-\tau V^{\operatorname{cosec} \theta} \psi(\theta)} \sin \theta d\theta.$$

R_1 и T_1 — радиус и температура того слоя, оптическая глубина которого равна единице. $\Phi(\tau)$ затабулирована Козыревым для τ от 0 до 20 [10]. Поскольку наши вычисления носят характер оценки, мы допустим, что T_1 изменилась от 50000 до 52000° , и вычислим $E(\lambda, T_1)$ для этих температур при изменении τ от 0.2 до 2.0, принимая $d\tau = 0.2$.

При этих условиях изменения блеска Δm получим по формуле

$$\Delta m = -2.5 \log \frac{\int_0^{\infty} v(\lambda) I(\lambda, 52000) d\lambda}{\int_0^{\infty} v(\lambda) I(\lambda, 50000) d\lambda},$$

где $v(\lambda)$ — кривая спектральной чувствительности применяемой аппаратуры. Принимая $d\lambda = 100 \text{ \AA}$, мы получили

$$\Delta m = 0^m.15.$$

Принимая во внимание, что разброс наших наблюдений звезды HD 192163 находится в пределах $0^m.02$, можно считать, что изменение температуры, скажем, на 500° было бы нами обнаружено. Неуверенность принятого нами значения температуры и приближенность примененной формулы для распределения энергии в непрерывном спектре не могут качественно изменить результата; постоянство суммарной яркости эмиссионных полос, повидимому, указывает на то, что в оболочке условия возбуждения и ионизации существенно не меняются, что также свидетельствует о постоянстве температуры.

Рассмотрим, на что указывают полученные нами результаты в свете существующих представлений о строении атмосфер этих звезд.

Согласно теории истечения, широкие полосы излучения, наблюдавшиеся в спектрах звезд Вольф — Райе, возникают в расширяющихся оболочках, образующихся вследствие непрерывного истечения материи из этих звезд. С другой стороны, наблюдаемое исключительно большое расхождение между цветовой температурой и температурой, которая следует из высокой степени ионизации атмосферы, качественно объясняется теорией протяженных фотосфер. Это обстоятельство свидетельствует в пользу того, что фотосферы этих звезд действительно протяженны, и, стало быть, слои, где берет свое начало истечение материи, находятся где-то под фотосферой. Если это отвечает действительности и теория истечения справедлива, то наши наблюдения позволяют сделать следующие заключения:

а) Выброс материи из звезд Вольф — Райе происходит непрерывно, а не в виде отдельных, достаточно массивных газовых облаков, которые могли бы вызвать колебания блеска. Если локальные выбросы и имеют место, то они охватывают незначительные части поверхности звезд и происходят достаточно часто, чтобы в среднем условия в атмосфере звезды сохранились более или менее стационарными.

б) Истечение материи происходит, повидимому, с постоянной мощностью, т. е.

$$\rho v R_1^2 = \text{const.}$$

В самом деле, наши наблюдения показывают, что радиус эффективной фотосферы остается постоянным. Отсюда следует, что плотность движущейся на этом уровне материи также постоянна. Изменение плотности ρ вызвало бы перемещение уровня фотосферы ($\tau = 1$) к центру звезды при

уменьшении ρ и в противоположном направлении, если бы ρ возрастала, т. е. вызвало бы изменение R_1 . Изменение потока материи только за счет скорости при тех же размерах фотосферы и плотности мало вероятно. К тому же устойчивость наблюдаемых контуров эмиссионных полос свидетельствует о том, что скорость истечения материи не подвержена значительным изменениям.

Таким образом, можно сказать с большой степенью уверенности, что условия в атмосферах звезд Вольф — Райе стационарны. Все физические параметры (скорость истечения материи, плотность, температура) сохраняют для каждого слоя постоянные значения.

Как известно, появление так называемых диффузно-искрового и орионова спектров вскоре после максимума блеска Новых, связано с непрерывным истечением материи. Согласно исследованиям Э. Р. Мустель [19], силы, вызывающие это истечение, носят преимущественно взрывной характер. В этой фазе наблюдаются колебания блеска Новых. Это служит указанием на то, что характер истечения материи из звезд Вольф — Райе отличен от характера истечения материи из Новых в указанной фазе.

2. Звезды η Leonis и 67 Ophiuchi не обнаружили колебаний ни блеска, ни цвета в пределах $0^m.007$ (средняя ошибка одного наблюдения). Поскольку лучевые скорости этих звезд также постоянны, можно заключить, что они обладают, подобно обычным звездам, статическими атмосферами. Возможно, что это имеет связь с тем, что характеристика c у η Leonis и 67 Ophiuchi выражена слабо.

3. β Orionis и α Cygni в желтых лучах показывают изменение блеска неправильного характера: первая в пределах $0^m.07$, вторая — $0^m.05$. Наряду с этим разброс наблюдений эквивалентов цвета не выходит за пределы случайных ошибок наблюдений, полученных с хорошей точностью; средняя ошибка одного определения эквивалентов цвета равна $\pm 0^m.006$. Кроме того, нет корреляции между колебаниями блеска и разбросом наблюдений эквивалентов цвета, что дает нам повод отнести разброс наблюдений за счет случайных ошибок.

Это обстоятельство может служить указанием на то, что температура фотосферы практически постоянна. В таком случае нерегулярные изменения блеска β Orionis и α Cygni связаны с изменением размеров эффективной фотосферы. Поскольку имеются данные в пользу наличия восходящего движения в атмосферах рассматриваемых звезд, можно заключить, что неправильные изменения размеров фотосферы вызываются изменением мощности выбрасывания материи из слоев, находящихся где-то под фотосферой. В пользу этого предположения говорят нерегулярные изменения лучевых скоростей. Согласно исследованиям Сэнфорда [4], лучевая скорость β Orionis изменяется без определенного периода в пределах 12 км/сек. Изменения лучевой скорости α Cygni также носят неправильный характер; наибольший наблюдаемый размах равен 11 км/сек [20].

Наблюдаемая переменность лучевых скоростей может быть вызвана двумя причинами:

а) Выброшенная материя, удаляясь от звезды, теряет свою абсорбционную способность вследствие разрежения. Ввиду этого эффективный отражающий слой образуется другими атомами с лучевыми скоростями, большими или меньшими, чем скорости атомов, выброшенных в предыдущий момент. В результате этого лучевые скорости наблюдаются переменными.

б) Лучевая скорость одной и той же эффективно поглощающей материи действительно изменяется под действием каких-либо сил.

В обоих случаях мощность истечения материи будет переменной. Подобный процесс, видимо, происходит в атмосферах звезд типа Р Сугни. Согласно фотоэлектрическим наблюдениям В. Б. Никонова [21] в 1935—1937 гг., блеск Р Сугни изменялся неправильным образом в пределах $0^m.08$, что указывает на большую близость ее к сверхгигантам, чем к звездам Вольф — Райе, с которыми ее обычно связывают. Наличие колебаний блеска, связанных с изменением размеров фотосферы, служит указанием на то, что причины, приводящие к выбросу материи, в этом случае следует искать в слоях, находящихся под фотосферой.

Считаю своим долгом выразить глубокую благодарность академику Г. А. Шайну за руководство настоящей работой, а также В. Б. Никонову за ценные указания при выполнении экспериментальной части работы. Выражаю признательность Е. К. Харадзе — директору Абастуманской обсерватории, где были получены наблюдения.

Л и т е р а т у р а

1. J. Stebbins, C. M. Huffer. Publ. Washb. Obs. 15, part 3.
2. A. Underhill. A. J. **107**, 346, 1948.
3. Г. А. Шайн. ДАН СССР **44**, 52, 1944.
4. R. Sanford. Ap. J. **105**, 222, 1947.
5. Г. Шайн и П. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **4**, 1949.
6. С. Б. Пикельнер. А. Ж. **24**, 1, 1947.
7. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **3**, 1948.
8. O. C. Wilson. Ap. J. **91**, 121, 1940.
9. C. S. Beals. M. N. **104**, 205, 1944.
10. N. A. Kosirev. M. N. **94**, 430, 1934.
11. Э. Р. Мустель. А. Ж. **24**, 3, 1947.
12. А. Б. Северный. А. Ж. **24**, 6, 1947.
13. В. Б. Никонов и П. Г. Куликовский. А. Ж. **16**, 4, 1939.
14. J. Stebbins. Publ. Washb. Obs. **15**, part 1, 2.
15. P. Gutnick a. R. Prager. Veröff. Berlin-Babelsberg **1**, I.
16. E. A. Fath. Lick. Obs. Bull. **17**, 474.
17. Б. Воронцов-Вельяминов. А. Ж. **23**, 9, 1946.
18. C. S. Beals. Publ. Dom. Astroph. Obs. Victoria **6**, 9, 1934.
19. Э. Р. Мустель. А. Ж. **24**, 4, 1947.
20. G. F. Paddock. Lick. Obs. Bull. **17**, 99, 1935.
21. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв. **1**, 1937.

ИОНИЗАЦИЯ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

И. С. Шкловский

Дано развитие теории ионизации солнечной короны, опубликованной впервые автором в 1946—1948 гг. и основанной на механизме ионизации корональных ионов электронными ударами. Вычислены коэффициенты рекомбинации и ионизации для всех корональных ионов железа и никеля для широкого интервала кинетических температур. Показано, что ионы Fe X будут находиться в тех областях короны, где T_e близка к 550000° , а Fe XIV — в областях, где $T_e \approx 1200000$. На основании детального сопоставления данных наблюдений и теории показано, что в короне существуют „горячие“ ($T_e = 1200000—1400000^\circ$) и „холодные“ области ($T_e = 500000—600000$), причем луч зрения проходит как через первые области, так и через вторые. Только таким образом можно объяснить наблюдаемые относительные интенсивности корональных линий, соответствующих атомам в различных стадиях ионизации.

Показано, что в „холодных“ областях короны локализовано свечение линий Fe X и Fe XI, а в горячих — всех остальных стадий ионизации железа и никеля, что находится в согласии с результатами внеатомных наблюдений Лию.

В заключение исследовано время установления ионизационного равновесия в короне, которое оказывается сравнительно малым — порядка десятков минут. Это является обоснованием предположения о существовании в короне ионизационного равновесия, за исключением областей корональных конденсаций.

§ 1. К ТЕОРИИ ИОНИЗАЦИИ ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ В КОРОНЕ

В предыдущих статьях [1], [2] была найдена концентрация корональных ионов на различных расстояниях от центра Солнца. Для получения относительного содержания водорода (являющегося основным «поставщиком» корональных электронов) и металлов,* необходимо, очевидно, учесть концентрацию последних в стадиях ионизации, не дающих линий излучения в доступной наблюдениям части спектра.

Для этого нужно было развить теорию ионизации короны. Это было сделано нами в другой работе [3].** В случае короны мы имеем резкое

* В дальнейшем мы будем заниматься преимущественно железом и никелем, дающими наибольшее число линий в доступной наблюдениям части спектра короны.

** Аналогичная работа была опубликована позже Алленом и Вулли [4].

отклонение от состояния термодинамического равновесия. «Формула ионизации» (т. е. соотношение, связывающее концентрации атомов в различных стадиях ионизации, свободные электроны и такие параметры системы, как, например, ее кинетическую температуру) выводится из рассмотрения элементарных процессов ионизации (электронным ударом) и радиативных рекомбинаций и ничего общего не имеет с формулой Саха. В отличие от последней, «формула ионизации» короны не зависит от концентрации свободных электронов, а, следовательно, и плотности материи.

Ввиду важности вопроса мы снова рассчитали ионизацию в короне, воспользовавшись другими (по сравнению с [3]) формулами для эффективных сечений различных элементарных процессов.

Вместо формулы Бете для ионизации внутренних оболочек атомов электронным ударом, справедливой только в борновском приближении, мы воспользуемся классической формулой Томсона [5]:

$$Q_1(\eta) = \frac{\pi e^4}{\eta} \left(\frac{1}{\chi} - \frac{1}{\eta} \right), \quad (1.1)$$

где $\eta = \frac{mV^2}{2}$ — кинетическая энергия ударяющего электрона; χ — потенциал ионизации. Эта формула для значений η , лишь немногим превышающих χ , находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

При вычислении эффективного сечения рекомбинации $Q_2(\eta)$ мы будем учитывать захваты на все возбужденные уровни корональных ионов, которые, как можно показать, являются практически водородоподобными. Это дает возможность пользоваться формулами Мензела [6] для водорода. Для эффективного сечения рекомбинаций на основные уровни корональных ионов эти формулы дают значительную ошибку. Однако основная часть рекомбинаций приходится на возбужденные уровни. Согласно [6], для коэффициента рекомбинации $\Psi(T_e)$, определяемого выражением $\Psi(T_e) = \int_0^\infty Q_2(V) \cdot V \cdot \varphi(V) dV$, где $\varphi(V)$ — функция распределения скоростей Максвелла, будем иметь следующее выражение

$$\Psi(T_e) = K T_e^{-3/2} \left[Z_{ef}^4 e^{\frac{\chi}{kT_e}} \cdot \frac{1}{27} \cdot \left\{ -E_i \left(-\frac{\chi}{kT_e} \right) \right\} + \right. \\ \left. + Z^4 \sum e^{\frac{Z^2 R}{n^2 kT_e}} \frac{1}{n^3} \left\{ -E_i \left(\frac{-Z^2 R}{n^2 kT_e} \right) \right\} \right], \quad (1.2)$$

где $K = \frac{h^3}{(2\pi m k)^{3/2}} \cdot \frac{8\pi^2 e^2 R^2}{m c^3} \cdot \frac{2^4}{3\sqrt{3}\pi}$; R — постоянная Ридберга (в шкале частот). Первый член описывает рекомбинации на основные уровни корональных ионов $Z_{ef} = n \sqrt{\chi/R}$, где $n = 3$ — главное квантовое число основных состояний корональных ионов железа и никеля.

Ряд

$$\sum' e^{\frac{Z^2 R}{n^2 k T_e}} \cdot n^{-3} \left\{ -E_i \left(\frac{Z^2 R}{n^2 k T_e} \right) \right\}$$

вначале сходится довольно медленно. Непосредственно суммировались первые 20—25 членов ряда (в зависимости от Z и T_e), пока величина $\frac{Z^2 R}{n^2 k T_e}$ становилась равной около $1/10$. Далее имеем следующее разложение интегрально-логарифмической функции, справедливое при малых значениях аргумента y :

$$\{-E_i(-y)\} = -\gamma - \ln y + \frac{y}{1,1!} - \frac{y^2}{2,2!} + \frac{y^3}{3,3!} + \dots \quad (1.3)$$

где постоянная Эйлера $\gamma = 0.577$.

Для $y < 0.1$ можно ограничиться первыми тремя членами разложения. Остаточный член ряда (1.2) может быть представлен интегралом

$$I_n = \int_{n=20-25}^{\infty} \left(1 + \frac{a}{n^2}\right) \cdot \frac{1}{n^3} \left(\gamma - \frac{\ln a}{n^2} + \frac{a}{n^2}\right) dn, \quad (1.4)$$

$$a = \frac{Z^2 R}{k T_e}.$$

Вычисления показали, что остаточный член (1.4) составляет 10—15% суммы первых 20—25 членов ряда (1.2).

В нижеприводимой табл. 1 даны значения коэффициентов рекомбинации $\Psi(T_e)$ для различных корональных ионов и широкого интервала значений T_e . Кроме того, приведены значения «коэффициентов ионизации электронным ударом» $\Phi(T_e)$, определяемых соотношением

$$\Phi(T_e) = \int_{V_1}^{\infty} Q_1(V) \cdot V \cdot \varphi(V) dV, \quad (1.5)$$

$$\frac{mV_1^2}{2} = \chi.$$

Согласно общей теории, развитой в [3], имеем основную формулу

$$\frac{N_k}{N_{k-1}}(T_e) = \frac{\Phi_{k-1}(T_e)}{\Psi_k(T_e)}, \quad (1.6)$$

где N_{k-1} и N_k — концентрации корональных ионов в двух следующих стадиях ионизации. Приводим результаты вычислений (табл. 2).

В нашей работе [3] была составлена аналогичная таблица только для железа, причем при вычислении величин Φ_k , как уже указывалось, мы основывались на формуле Бете (несколько измененной), а при вычислении Ψ_k — на формулах Морзе — Штюкльберга. Несмотря на грубость такого метода, результаты, полученные в [3], находятся в хорошем согласии с только что полученными.

Таблица 1

И о н	T_e	$\Psi(T_e)$	$\Phi(T_e)$	T_e	$\Psi(T_e)$	$\Phi(T_e)$
Fe IX	$3 \cdot 10^5$	$4.25 \cdot 10^{-12}$		$5 \cdot 10^5$	$3.2 \cdot 10^{-12}$	$3.4 \cdot 10^{-12}$
X		6.0			4.0	1.4
XI		7.3			4.9	$6.0 \cdot 10^{-13}$
XII		8.7			6.0	2.1
XIII		$1.0 \cdot 10^{-11}$			7.1	$8.8 \cdot 10^{-14}$
XIV		1.3			8.3	3.3
XV		1.4			9.8	$5.5 \cdot 10^{-15}$
Ni XI		$7.5 \cdot 10^{-12}$			5.2	$4.7 \cdot 10^{-12}$
XII		$9 \cdot 10^{-12}$			6.2	1.0
XIII					7.4	$3.7 \cdot 10^{-14}$
XIV	$6 \cdot 10^5$			$7 \cdot 10^5$	8.7	1.3
XV					9.8	5.5
XVI					$1.4 \cdot 10^{-11}$	—
Fe IX		$2.9 \cdot 10^{-12}$			$2.5 \cdot 10^{-12}$	$9.4 \cdot 10^{-12}$
X		3.5			3.2	4.8
XI		4.3			4.1	2.4
XII		5.2			4.7	1.6
XIII		6.2			5.5	$8.3 \cdot 10^{-13}$
XIV		7.3			6.5	3.7
XV		8.7			7.8	1.0
Ni XI		4.4	$7.2 \cdot 10^{-13}$		4.0	$1.8 \cdot 10^{-12}$
XII		5.4			4.8	$9.4 \cdot 10^{-12}$
XIII		6.5			5.7	3.9
XIV		7.6			6.7	1.9
XV		8.7			7.7	1.0
XVI		$1.0 \cdot 10^{-11}$			8.6	—
Fe IX		$2.2 \cdot 10^{-12}$	$1.6 \cdot 10^{-11}$	10^6	$1.9 \cdot 10^{-12}$	$3.4 \cdot 10^{-12}$
X		2.7			2.4	1.9
XI		3.4			2.9	1.2
XII		4.3			3.5	$6.2 \cdot 10^{-12}$
XIII		5.1			4.3	3.6
XIV		5.9			5.2	2.4
XV		7.0			5.9	2.1
Ni XI	$8 \cdot 10^5$	3.6			3.1	7.2
XII		4.5			3.8	3.6
XIII		5.3			4.5	2.5
XIV		6.1			5.2	1.4
XV		7.0			5.9	1.0
XVI		8.2			6.8	—
Fe IX		$1.6 \cdot 10^{-12}$	$5.5 \cdot 10^{-11}$	$1.4 \cdot 10^6$	1.4	$7.3 \cdot 10^{-11}$
X		2.0			1.8	4.8
XI		2.5			2.2	3.5
XII		3.1			2.8	2.2
XIII		5.6			3.2	1.6
XIV		4.5			3.9	$8.3 \cdot 10^{-12}$
XV		5.4			4.9	2.4
Ni XI		2.6			2.2	$2.0 \cdot 10^{-11}$
XII		3.2			2.7	1.8
XIII		3.8			3.2	$8.3 \cdot 10^{-12}$
XIV		4.6			4.1	5.5
XV		5.3			4.8	2.4
XVI		6.1			5.5	—

Таблица 2

$\frac{N_k}{N_{k-1}}$	T_e							
	300000°	500000°	600000°	700000°	800000°	1000000°	1200000°	1400000°
$\frac{\text{Fe X}}{\text{Fe IX}}$	0.092	0.83	1.6	2.9	6.0	1.3	30	—
$\frac{\text{Fe XI}}{\text{Fe X}}$	—	0.29	0.77	1.1	2.7	8.0	12	22
$\frac{\text{Fe XII}}{\text{Fe XI}}$	—	0.10	0.30	0.52	1.1	3.5	7.2	12
$\frac{\text{Fe XIII}}{\text{Fe XII}}$	—	0.030	0.10	0.29	0.47	1.4	0.4	7.2
$\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}}$	—	0.010	0.039	0.13	0.31	0.66	2.0	4.3
$\frac{\text{Fe XV}}{\text{Fe XIV}}$	—	0.0033	0.014	0.047	0.12	0.40	0.82	1.7
$\frac{\text{Ni XII}}{\text{Ni XI}}$	—	0.042	0.13	0.38	0.55	1.9	4.1	7.7
$\frac{\text{Ni XIII}}{\text{Ni XII}}$	—	—	—	0.17	0.36	0.79	2.5	5.5
$\frac{\text{Ni XIV}}{\text{Ni XIII}}$	—	—	—	—	0.17	0.49	1.0	2.0
$\frac{\text{Ni XV}}{\text{Ni XIV}}$	—	—	—	—	0.07	0.24	0.60	1.1
$\frac{\text{Ni XVI}}{\text{Ni XV}}$	—	—	—	—	—	0.15	0.27	0.44

Таким образом, можно полагать, что величины N_k / N_{k-1} слабо зависят от ошибок, неизбежно присутствующих в формулах для эффективных сечений рекомбинаций и особенно ионизаций.

Очевидно, что если отношение $\frac{N_k}{N_{k-1}}$ близко к единице (но больше единицы), k -стадия ионизации встречается наиболее часто. Например, при $T_e = 800000^\circ$ наиболее часто встречающейся стадией ионизации железа будет Fe XII. Концентрация этих ионов в 1.1 раза больше, чем концентрация ионов Fe XI, и в 2.1 раза больше концентрации ионов Fe XIII. При этой температуре концентрация ионов железа будет тем меньше, чем дальше отстоит их стадия ионизации от Fe XII. Анализ табл. 2 показывает, что при данной кинетической температуре всегда существует такая стадия ионизации, которая встречается наиболее часто. Мы можем рассматривать разработанную выше теорию как развитие фаулеровского метода «ионизационной шкалы температур» применительно к условиям

короны. Однако в отличие от теории Фаулера, существенно основывающейся на допущении термодинамического равновесия, мы здесь имеем случай резкого отклонения от термодинамического равновесия.

Как видно из табл. 2, ионизация в короне довольно чувствительна к изменениям электронной температуры. Изменение последней примерно на 100000° влечет за собой смещение максимума от одной стадии ионизации к соседней.

§ 2. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ ИОНИЗАЦИИ КОРОНЫ С РЕЗУЛЬТАТАМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Анализ табл. 2 показывает, что электронная температура $T_e = 300000^\circ$ совершенно недостаточна для объяснения наблюдаемой стадии ионизации в короне. При такой электронной температуре наиболее часто встречающимися стадиями ионизации железа будут Fe VI и Fe VII. Это следует из вычислений, которые мы здесь не привели. При температуре 550000° — 600000° наиболее обильными в короне будут ионы Fe X. При температуре 700000° — Fe XI. При $T_e = 800000^\circ$, как уже указывалось выше, максимум достигается для Fe XII. При $T_e = 1000000^\circ$ наиболее обильными будут ионы Fe XIII, а при $T_e = 1200000^\circ$ — Fe XIV. Только при температуре около миллиона градусов достигает максимума концентрация Ni XII — наименьшая наблюдаемая в короне стадия ионизации никеля.

При T_e около 1200000° наиболее обильными будут ионы Ni XIII. Это значит, что Fe XIV и Ni XIII достигают максимальной концентрации при одной (приблизительно, разумеется) электронной температуре. Концентрация Ni XV достигает максимума при $T_e = 1400000^\circ$; при такой температуре примерно такая же концентрация будет у ионов Ni XIV, которые не излучают линий в доступной наблюдениям части спектра. Наконец, концентрации ионов Ni XVI достигают максимума при относительно высокой электронной температуре — около 1700000° , что видно из экстраполяции соответствующих данных табл. 2.

Представляет интерес определение отношения концентрации Fe XIV/Fe X как функции электронной температуры. Эти ионы дают самые яркие корональные линии. Указанное отношение, очевидно, равно произведению

$$\frac{\text{Fe XI}}{\text{Fe X}} \cdot \frac{\text{Fe XII}}{\text{Fe XI}} \cdot \frac{\text{Fe XIII}}{\text{Fe XII}} \cdot \frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}}.$$

Соответствующие данные приведены в табл. 3.

Таблица 3

	500000°	600000°	700000°	800000°	1000000°	1200000°
$\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe X}}$	$8.7 \cdot 10^{-6}$	$9.0 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	0.43	26	590

Из наблюдаемых интенсивностей зеленой и красной корональных линий можно получить отношение концентраций ионов $\text{Fe XIV}/\text{Fe X}$. Как видно из табл. 3 [2], по данным Гротриана это отношение равно 14, по данным Шайна — 2, а по данным Аллена — около 4. Возможны два объяснения наблюдаемого отношения концентраций $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe X}}$:

а) Электронная температура короны колеблется (от затмения к затмению, когда были получены соответствующие наблюдательные данные) около значения 900000° . При этом, как видно из таблицы 3, теоретическое отношение $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe X}}$ может быть равным наблюдаемому.

б) Наблюдения дают усредненную по лучу зрения картину. Другими словами, луч зрения проходит через области короны, имеющие различные значения электронной температуры T_e .

При этом, так как корона прозрачна к собственному монохроматическому излучению, наблюдаемое отношение $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe X}}$ будет указывать на относительные «веса» областей с $T_e \approx 500000^\circ$ (при такой температуре достигает максимума концентрация Fe X) и 1200000° (максимум Fe XIV). Мы склонны полагать, что второе объяснение более соответствует действительности.

В самом деле, если бы электронная температура короны (точнее, той ее части, которая проектируется на щель спектрографа) была бы около 900000° (гипотеза «а»), то концентрация ионов Fe XI была бы в 5 раз больше, чем концентрация ионов Fe X (см. табл. 2). Это значит, что интенсивность линии $\lambda 3986.9$ ($\text{Fe XI } 3s^2 3p^4 {}^4D_2 - {}^3P_1$) была бы больше, чем интенсивность линии $\lambda 6374$. Между тем наблюдения Гротриана, Шайна и Аллена, относящиеся к совершенно различным фазам солнечной деятельности, доказывают обратное.

Как видно из табл. 3 в [2], отношение концентраций $\frac{\text{Fe XI}}{\text{Fe X}}$ существенно меньше единицы, даже если учесть возможные ошибки в принятых значениях Ω [см. в [2] формулу (1.1)]. Указанное отношение равно 0.13 (Гротриан), 0.26 (Шайн) и 0.19 (Аллен). Из табл. 2 следует, что для областей излучения красной линии в случае короны 1936 г. (наблюдения Шайна) $T_e = 500000^\circ$. При этом максимум концентрации достигается для ионов Fe IX , которых будет лишь немного больше, чем ионов Fe X . Известно, что Fe IX не дает линий в доступной наблюдениям части спектра. Для корон 1929 и 1940 гг. электронная температура областей свечения $\lambda 6374$ была близка к 450000° . Отношение концентраций $\frac{\text{Fe IX}}{\text{Fe X}}$ — около 2—2.5; максимум концентрации достигается для ионов Fe VIII , которых будет примерно столько же, сколько Fe IX ; ионы Fe VIII также не дают линий в доступной наблюдениям части спектра.

При таком значении T_e отношение концентраций $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe X}}$, как это видно из табл. 3, будет порядка 10^{-6} . Это значит, что в областях свечения Fe X и Fe XI ионов Fe XIV практически не будет.

Согласно наблюдениям Лию, отношение концентраций $\frac{\text{Fe XI}}{\text{Fe X}}$ близко к единице (табл. 3 в [2]). Согласно табл. 2 это означает, что T_e областей свечения Fe X и Fe XI близка к 700000° . При такой электронной температуре концентрация ионов Fe XIV будет в сотню раз меньше, чем Fe X и Fe XI.

Выводить электронную температуру отдельных областей короны из наблюдаемых эквивалентных ширин эмиссионных линий можно только при условии, что соответствующие линии принадлежат ионам в «близких» стадиях ионизации. Особого внимания заслуживает сравнение интенсивностей линий Fe XIV и Fe XIII. К сожалению, Fe XIII дает одну линию в ультрафиолетовой части спектра и две — в инфракрасной. До сих пор имеется только одно надежное определение интенсивности линии $\lambda 3388$, принадлежащее Гротриану. Полученное на основании данных Гротриана отношение концентраций $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}} \approx 5$ (причем, для Fe XIII взята сумма концентраций ионов в возбужденных состояниях; см. [1] и табл. 3 в [2]). Из табл. 2 получим, что T_e для областей свечения $\lambda 5303$ и $\lambda 3388$ во время наблюдений Гротриана была близка к 1400000° . При такой T_e «максимум» ионизации железа находится около Fe XV, концентрация которого в 1.7 раза больше, чем Fe XIV (табл. 2).

Однако нужно иметь в виду, что возможная ошибка в принятых $\Omega = 0.5$ (см. формулы Мензела — Хебба в [2]) может, как это видно, например, из табл. 4 в [2], достигать нескольких десятков процентов. Если $\Omega = 0.25$, то для наблюдений Гротриана $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}} \approx 2.5$, что понижает электронную температуру областей свечения Fe XIII — Fe XIV до 1250000° . При этом максимум ионизации железа будет между Fe XIV и Fe XV. Значение отношения $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}} \approx 2.5$ является более предпочтительным, так как полная концентрация железа в короне 1929 г. (и без того большая) сделалась бы при $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}} \approx 5$ еще в 1.7 раза больше. Заметим, что Аллен и Вулли [4] получили, обрабатывая результаты Гротриана, отношение $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Fe XIII}} = 0.6$. Это объясняется применяемым ими при переходе от концентрации ионов в возбужденных состояниях N_k к концентрации ионов в основных состояниях — N_0 принципиально неверным методом «температуры возбуждения» (см. [2]). Указанный метод неизбежно приводит к завышенным значениям для N_0 , определяемым по линиям с большим потенциалом возбуждения. Потенциал возбуждения уровня Fe XIII $^1D_2 = 5.96$ в, и при принятой Алленом «температуре возбуждения» $T_e = 13000^\circ$ концентрация ионов Fe XIII в основном состоянии получится очень большой.

Сравнительно надежными являются значения концентрации ионов Fe XIII, полученные по наблюдениям инфракрасных линий Лию. Это следует хотя бы из того, что большинство атомов Fe XIII в условиях самых внутренних частей короны (сравнительно высокие значения N_e) находится в возбужденных состояниях 3P_1 и 3P_2 [1], причем их концен-

трация в этих состояниях определяется непосредственно из эквивалентных ширин.

Из табл. 3 в [2] следует, что согласно наблюдениям Лио отношение $\text{Fe XIV} / \text{Fe XIII} \approx 0.7$ что, на основании табл. 2, соответствует электронной температуре, несколько большей 1000000° .

К сожалению, ни Аллен, ни Шайн не наблюдали линий Fe XIII. Что касается наблюдений Аллена, то можно указать на следующее обстоятельство. Как видно из табл. 4 в [2], отношение $\frac{N_e}{N_{\text{Fe}}}$ у Аллена резко выделяется своей величиной от аналогичного отношения, полученного по наблюдениям Гротриана, Шайна и Лио (оно в 6—7 раз больше). Между тем из общих соображений (см. следующую статью этого цикла) нельзя ожидать существенного различия в относительных обилиях железа и водорода в коронах различных эпох. Частично такое расхождение можно объяснить тем, что эквивалентная ширина $\Delta\lambda$ для зеленой линии при $r = 1.2$ была Алленом занижена. Однако и для больших значений r указанное отношение систематически в 3—4 раза больше, чем у Шайна (табл. 5 и 6 в [2]).

Это расхождение можно объяснить двумя способами: во-первых, можно принять, что T_e для областей свечения зеленой линией была около 800000° . При такой электронной температуре максимум ионизации железа будет у Fe XII. Однако при этом, как видно из табл. 2, концентрация Fe XI была бы в 6 раз больше, чем Fe XIV, чего не наблюдалось. Имеется еще другая возможность — электронная температура областей свечения $\lambda 5303$ короны 1940 г. была очень высокой — около 1700000° . Тогда максимум ионизации железа будет у Fe XVI, и относительное обилие железа увеличится для короны 1940 г. в 5—6 раз. Напомним, что, как было показано выше, температура «красных» областей для этой короны 450000° .

Однако решающим для определения электронной температуры областей свечения зеленой линии короны 1940 г. является анализ концентраций Ni XII и Ni XIII, что будет сделано ниже.

В случае короны 1936 г., для которой относительное обилие водорода и железа достаточно мало, можно ожидать, что T_e областей свечения зеленой линии соответствует максимуму концентрации ионов Fe XIV, т. е. около 1200000° . Ниже это значение T_e будет подтверждено на основании отношения концентраций Ni XV и Ni XII.

Аналогичным образом мы обсудим ионизацию никеля в короне. Как указывалось выше, максимумы концентрации Ni XIII и Fe XIV достигаются примерно при одинаковой электронной температуре — около 1200000° . Это означает, что области свечения зеленой линии должны быть одновременно областями свечения линий $\lambda 4231$ и $\lambda 5116$. При этом линия Ni XV $\lambda 6701$ должна быть также интенсивной. Например, как это следует из табл. 2, при $T_e = 1000000^\circ$ отношение концентраций $\frac{\text{Ni XV}}{\text{Ni XIII}}$ будет около 0.1, а при $T_e = 1200000^\circ$ — 1.5.

Наблюдения Гротриана и Аллена дают значения $\frac{\text{Ni XIII}}{\text{Ni XII}} \approx 0.5$. Учитывая, однако, несовершенство нашей теории определения N_0 из $\Delta\lambda$ (в частности, возможную дисперсию значений Ω в формуле Мензела—Хебба), а также ошибки наблюдений, можно считать концентрацию ионов Ni XII и Ni XIII для корон 1929 и 1940 гг. одинаковой. Это находится в согласии с теоретическим значением $\frac{\text{Ni XIII}}{\text{Ni XII}}$, соответствующим $T_e = 1200000^\circ$.

Следовательно, обсуждавшаяся выше гипотеза о том, что в областях свечения $\lambda 5303$ для короны 1940 г. концентрация ионов Fe XIV не достигла максимума, должна быть отвергнута. Однако такой вывод, строго говоря, относится только к внутренней короне ($r < 1.6$), где линии $\lambda 4231$ и $\lambda 5116$ наблюдались. Вполне возможно, что во внешней короне T_e гораздо больше 1200000° , и сделанные выше выводы о концентрации там ионов железа останутся в силе.

Для короны 1929 г., когда наблюдались линии: Ni XII, Ni XIII, Ni XV и Ni XVI, полученные в табл. 3 [2] значения концентраций, с учетом возможных ошибок в принятых Ω , соответствуют $T_e \approx 1200000^\circ$, в согласии с наблюдаемой интенсивностью линии $\lambda 5303$.

Из табл. 3 в [2] следует, что, согласно данным Шайна, отношение концентраций Ni XV/Ni XII равно 0.4, что соответствует $T_e = 1000000^\circ$. Не совсем ясно, почему Шайн не наблюдал линию Ni XIII $\lambda 5116$. Не исключена возможность того, что причина лежит в инструментальных факторах.

Лио не определял интенсивностей корональных линий в синей и фиолетовой частях спектра (самая коротковолновая линия короны, для которой он мог получить значение интенсивности, была $\lambda 5116$). Отношение концентраций $\frac{\text{Ni XV}}{\text{Ni XIII}}$, согласно Лио, близко к единице (см. табл. 3 в [2]). Соответствующая электронная температура областей свечения линий $\lambda 5116$ и $\lambda 6701$ близка к 1200000° . Примерно такой же температурой обладали свечения линий Fe XIII и Fe XIV во время наблюдения Лио (см. выше).

Так как концентрации ионов Fe XIV и Ni XIII достигают максимума при одной и той же температуре (следовательно, эти ионы находятся в одних и тех же областях короны), то относительное обилие железа и никеля не будет сильно отличаться от отношения $\frac{\text{Fe XIV}}{\text{Ni XIII}}$ в «зеленых» областях. Согласно Гротриану, Аллену и Лио, это отношение равно, соответственно, 42, 27 и 37 (см. табл. 3 в [2]). Это близко к относительному обилию этих ионов в других космических объектах, хотя несколько выше. Например, согласно Ресселу, для обращаемого слоя Солнца это отношение равно 16, для метеоров, согласно Гольдшмидту, — 10. Вряд ли следует придавать особое значение этому расхождению, учитывая несовершенство нашей теории и сложность определения относительных обилий в обращаемом слое Солнца.

Мы можем теперь резюмировать основные результаты проведенной выше дискуссии.

а) Области свечения линий Fe X — Fe XI и Fe XIII — Fe XIV в короне пространственно не совпадают. Первым соответствует электронная температура около 500000° , вторым — около 1200000° .

б) Области свечения всех линий никеля в основном совпадают с областями свечения Fe XIII и Fe XIV.

Оба эти вывода находят полное подтверждение во внезатменных наблюдениях Вальдмайера [7] (исследовавшего распределение интенсивности зеленой и красной линий в зависимости от позиционного угла) и особенно Лю, исследовавшего аналогичное распределение целого ряда линий железа и никеля. Последний показал, что распределения интенсивностей линий Fe XIV, Fe XIII, Ni XIII и Ni XV совпадают, в отличие от линий Fe X и Fe XI, показывающих совершенно другое распределение интенсивностей по лимбу.

§ 3. О ВРЕМЕНИ УСТАНОВЛЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ В КОРОНЕ

До сих пор мы опирались на предположение о существовании в короне ионизационного равновесия, которое с необходимостью устанавливается при стационарности короны. Это предполагает выполнение двух условий: во-первых, электронная температура короны (основная величина, определяющая ее ионизацию) в данной области пространства должна не зависеть от времени; во вторых, отсутствуют макроскопические движения газовых масс. Эти движения могут, вообще говоря, переносить ионы из одной области короны, с электронной температурой $T_e^{(1)}$, в другую, с электронной температурой $T_e^{(2)}$. В частности, это может привести к тому, что в «зеленых» областях короны может оказаться заметное количество ионов Fe X, «не успевших» ионизоваться, а в «красных» — ионов Fe XIV, «не успевших» рекомбинировать. При таких условиях ионизация уже не может рассматриваться как функция состояния, т. е. мгновенного значения электронной температуры.

Решение задачи в общем виде наталкивается на значительные математические трудности. Однако суть дела не изменится, если мы рассмотрим следующую схему. Пусть в некоторой области короны, с электронной температурой T_e , ионы находятся в стадиях ионизации, резко несоответствующих T_e . Для определенности будем считать, что T_e значительно ниже той электронной температуры, которая соответствует фактической ионизации. Это может случиться, если, например, электронная температура рассматриваемой области достаточно быстро упала или если в «красную» область корональные потоки занесли сильно ионизованную материю из «зеленых» областей.

Ясно, что при этом будет происходить непрерывное уменьшение концентрации ионов в высоких стадиях ионизации. Спустя некоторый промежуток времени установится ионизационное равновесие, когда концентрации ионов будут соответствовать T_e . Равновесные значения

концентраций ионов можно определить по формулам § 1. Нас будет интересовать закон изменения со времени концентраций и, главное, время установления ионизационного равновесия. Ввиду сравнительной малости электронной температуры, частота процессов рекомбинации для достаточно высоких стадий ионизаций будет существенно превосходить частоту процессов ионизации.

Тогда вместо системы алгебраических линейных уравнений, описывающих состояние ионизационного равновесия (4) в [3], будем иметь систему линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (так как $T_e = \text{const}$, $N_e = \text{const}$).

$$\begin{aligned}\frac{1}{N_e} \frac{dN_p(t)}{dt} &= -N_p(t) \Psi_p, \\ \frac{1}{N_e} \frac{dN_{p-1}(t)}{dt} &= N_p(t) \Psi_p - N_{p-1}(t) \Psi_{p-1}, \\ \frac{1}{N_e} \frac{dN_{p-2}(t)}{dt} &= N_{p-1}(t) \Psi_{p-1} - N_{p-2}(t) \Psi_{p-2}, \\ &\dots\end{aligned}\quad (3.1)$$

Мы полагаем, что наивысшей стадией ионизации, при $t=0$, является p -ая. Разумно положить, что $p=16$. Известно, что при переходе от Fe XVII к Fe XVIII «срывается» M оболочка и резко растет потенциал ионизации. Следовательно, ионов Fe XVIII в короне практически не будет. Далее, имеем начальные условия: при $t=0$,

$$N_k = N_k^0.$$

Решение системы (3.1) будет

$$\begin{aligned}N_p(t) &= N_p^0 e^{-N_e \Psi_p t}, \\ N_{p-1}(t) &= N_p^0 \frac{\Psi_p}{\Psi_{p-1} - \Psi_p} (e^{-N_e \Psi_p t} - e^{-N_e \Psi_{p-1} t}) + N_{p-1}^0 e^{-N_e \Psi_{p-1} t}, \\ N_{p-2}(t) &= N_p^0 \frac{\Psi_p}{\Psi_{p-1} - \Psi_p} (e^{-N_e \Psi_p t} - e^{-N_e \Psi_{p-2} t}) \frac{\Psi_{p-2}}{\Psi_{p-2} - \Psi_{p-1}} + \\ &+ N_{p-1}^0 \frac{\Psi_{p-1}}{\Psi_{p-2} - \Psi_{p-1}} (e^{-N_e \Psi_{p-2} t} - e^{-N_e \Psi_{p-1} t}) + N_{p-2}^0 e^{-N_e \Psi_{p-2} t}, \\ &\dots\end{aligned}\quad (3.2)$$

Выражения для $N_{p-3}(t)$, $N_{p-4}(t)$, и т. д. хотя и громоздки, но легко могут быть получены из (3.2). Заметим, что $\Psi_k > \Psi_{k-1}$. В зависимости от начальных значений N_k^0 могут быть различные типы изменений со временем N_k . Если, например, $N_p^0 > N_{p-1}^0 \frac{\Psi_p}{\Psi_{p-1} - \Psi_p}$, то концентрация ионов N_{p-1} сперва будет расти до тех пор, пока N_p значительно не уменьшится. В противном случае N_p и N_{p-1} уменьшаются примерно одновременно. Из формул (3.2) видно, что по порядку величины время установления ионизационного равновесия будет

$$\bar{\tau}_1 = \frac{1}{N_e \Psi(T_e)}. \quad (3.3)$$

Например, если в «красную» область попали ионы Fe XIV, причем концентрации Fe XVI, Fe XV, Fe XIII, Fe XII в начальный момент времени ничтожно малы, то закон изменения концентрации Fe XIV, Fe XIII и Fe XII можно получить из (3.2), полагая $p = 14$, $N_{p-1}^0 = N_{p-2}^0 = 0$

Тогда будем иметь

$$\begin{aligned} N_p(t) &= N_p^0 e^{-N_e \Psi_p t}, \\ N_{p-1}(t) &= N_p^0 \frac{\Psi_p}{\Psi_p - \Psi_{p-1}} (e^{-N_e \Psi_{p-1} t} - e^{-N_e \Psi_p t}), \\ N_{p-2}(t) &= N_p^0 \frac{\Psi_p}{\Psi_p - \Psi_{p-1}} \cdot \frac{\Psi_{p-2}}{\Psi_{p-1} - \Psi_{p-2}} (e^{-N_e \Psi_{p-2} t} - e^{-N_e \Psi_p t}). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Из (3.4) видно, что концентрация Fe XIV будет экспоненциально убывать, а концентрации Fe XIII и Fe XII будут достигать максимума. Легко найти промежуток времени, через который будет достигнут максимум Fe XIII и Fe XII

$$\tau_{p-i} = \frac{\ln(\Psi_p / \Psi_{p-1})}{N_e(\Psi_p - \Psi_{p-1})}. \quad (3.5)$$

Если электронная температура «красной» области 500000° , то из табл. 1 следует, что для Fe XIV $\Psi_p = 8.3 \cdot 10^{-12}$, для Fe XIII $\Psi_{p-1} = 7.1 \cdot 10^{-12}$ и для Fe XII $\Psi_{p-2} = 6.0 \cdot 10^{-12}$. Положим $N_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$. Тогда

$$\bar{\tau}_1 = 1.2 \cdot 10^3 \text{ сек.}; \bar{t}_{p-1} = 1.3 \cdot 10^3 \text{ сек.}; \bar{t}_{p-2} = 1.4 \cdot 10^3 \text{ сек.}$$

Аналогичным образом можно разобрать случай, когда в «зеленые» области попадают ионы Fe X и Fe XI. В этом случае, как видно из табл. 1, Φ_i значительно превосходит Ψ_i , т. е. ионизации Fe X и Fe XI происходят чаще рекомбинации. Система уравнений, описывающих изменение N_k со временем, получается из (3.1) заменой Ψ на Φ . Индекс p соответствует наинизшей стадии ионизации. Время установлений ионизационного равновесия по порядку величины будет равно

$$\bar{\tau}^2 = \frac{1}{N_e \Phi(T_e)}. \quad (3.6)$$

Например, полагая $T_e = 1200000^\circ$, $\Phi = 3.2 \cdot 10^{-11}$ (для Fe X), найдем, что $\bar{\tau}_2 = 320 \text{ сек.}$

Таким образом, мы приходим к заключению, что время установления ионизационного равновесия во внутренней короне — порядка десятков минут. Оно меньше для «зеленых» областей и больше для «красных».

Вряд ли электронная температура корональных областей короны может существенно измениться за такие малые промежутки времени.* Что

* Например, Лию, производя киносъемки отдельных корональных областей (в монохроматическом свете) в течение многих часов, не обнаружил заметного изменения в относительных интенсивностях красной и зеленой линий.

касается макроскопических движений в короне, то их скорость обычно весьма мала — во внутренней короне она не превышает 5 км/сек. Так как протяженность отдельных «красных» и «зеленых» областей в короне весьма велика (на синоптических картах короны [7] она измеряется многими десятками тысяч километров), то время прохождения коронального потока через такую область существенно больше времени установления ионизационного равновесия τ . Следовательно, ионизация будет соответствовать электронной температуре, т. е. явление может быть рассматриваемо как квазистационарное.

Этим самым обосновывается применявшийся в [3] и в § 2 метод, и все полученные выводы (например, невозможность существования в одних и тех же областях короны ионов Fe X и Fe XIV в соизмеримых количествах) остаются в силе.

Выше было оговорено, что наши рассуждения относятся к «нормальным» корональным областям, которые можно, между прочим, характеризовать малостью турбулентных скоростей. Однако в отдельных активных областях короны, окружающих протуберанцы «типа солнечных пятен» и некоторые извержения, турбулентные скорости очень велики — свыше 100 км/сек [8]. При таких больших скоростях наши рассуждения перестают быть справедливыми. Не случайно, что в этих активных областях внутренней короны и хромосферы одновременно в одной и той же области пространства наблюдается в излучении линии Fe XIV, Fe X и ряд типичных линий спектра вспышки. Повидимому, здесь никакого ионизационного равновесия нет, и различные стадии ионизации материи заносятся в эти области быстрыми турбулентными потоками.

Л и т е р а т у р а

1. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **5**, 1950.
2. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **5**, 1950.
3. И. С. Шкловский. Изв. АН СССР, сер. физ. X, № 5—6, 1946; Астр. Журн. **25**, стр. 145, 1948.
4. Allen a. Woollley. M. N. **108**, 292, 1948.
5. Thomson. Phil. Mag. **23**, 44, 9, 1912.
6. D. Menzel. Ap. J. **85**, 332, 1937.
7. Waldmeier. Zs. f. Ap. **21**, 109, 120, 1942; **22**, 18, 1942.
8. Waldmeier. Astron. Mitt. d. Eidgenöss. Sternwarte, N° 151, Zürich, 1947.

НАБЛЮДЕНИЕ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА В ИЗЛУЧЕНИИ ОКОЛО 10 000 Å

А. А. Каминяк, В. И. Красовский и В. Б. Никонов

Опыт изучения фотометрической структуры области галактического центра в излучении с эффективной длиной волны около 10 000 Å показывает, что наряду с известным ярким облаком в созвездии Стрельца выявляется другое столь же значительное по своим размерам и почти столь же яркое облако, расположенное по другую сторону от галактического экватора. Повидимому, оба эти облака входят в состав ядра Галактики, размеры которого в этом случае могут быть оценены как имеющие порядок 1500 парсеков при положении его центра в направлении 330° галактической долготы. Значительные размеры ядра говорят за то, что наша галактическая система относится к спиральным туманностям промежуточного типа.

Попытка выявления и непосредственного наблюдения ядра Галактики является одной из весьма актуальных задач, стоящих в настоящее время перед звездной астрономией. Определение размеров ядра, хотя бы и приближенное, представляет значительный космологический интерес. Известно, что по мере перехода от типа спиральной туманности S_a к типу S_c наблюдается наряду с развитием спиральной структуры постепенное уменьшение ядра туманности. Таким образом, установление размеров ядра Галактики позволит дать независимую оценку ее типа.

Непосредственному наблюдению ядра Галактики в видимом излучении препятствуют мощные массы поглощающей материи, расположенные в направлении галактического центра. Только с южной стороны от галактического экватора оптическая толща этих масс значительно уменьшается, и общее поглощение для излучения с длиной волны около 4500 Å (обычная фотографическая область) падает до двух с половиной — трех звездных величин. В этой области несколько пониженного поглощения расположено известное яркое звездное облако в созвездии Стрельца, которое на основании имеющихся данных можно считать частью ядра Галактики [1]. Справедливость этого подтверждается как специфическим составом звездного населения этого облака, характерного для сферических подсистем

согласно классификации Б. В. Кукаркина [2], так и совпадением расстояния до облака с расстоянием до центра галактической системы, определенного различными методами [3].

Невозможность наблюдения галактического ядра в видимом излучении естественно приводит к мысли о попытке его обнаружения при помощи более длинноволнового излучения, для которого прозрачность межзвездной материи значительно выше. Первая попытка в этом направлении была предпринята Стеббинсом и Уитфордом [4], использовавшими для этой цели звездный электрофотометр в сочетании с 60" и 100" рефлекторами обсерватории Маунт Вилсон. Электрофотометрические измерения производились указанными авторами при эффективной длине волны в $10\,300\text{ \AA}$. На основании многочисленных и трудоемких наблюдений, выполненных по методу фотометрических разрезов, в области галактического центра было обнаружено неизвестное до тех пор световое образование, излучающее в длинноволновой части спектра, которое было интерпретировано как ядро нашей галактической системы.

Прежде чем ставить вопрос о детальном фотометрическом изучении области галактического центра, хотя бы и посредством электрофотометрического метода, представляется весьма существенным получить *изображение* всей интересующей нас области в излучении с длиной волны около $10\,000\text{ \AA}$. Применение для этой цели специальных фотоэмульсий, хотя принципиально и возможно, оказывается мало эффективным ввиду их слишком малой чувствительности в рассматриваемой части спектра. Поэтому было желательно найти новые пути к решению вопроса.

Аппаратура для описываемых ниже астрономических исследований была предложена и осуществлена В. И. Красовским.* Еще в марте — апреле 1947 г. Красовским были получены пробные фотографии района около κ Льва, которые с полной очевидностью доказали высокую эффективность новой аппаратуры для излучения около $10\,000\text{ \AA}$. Предложение Красовского об использовании этой аппаратуры для астрономических исследований нашло живую поддержку среди астрономов.

Работа по наблюдению области галактического центра была начата летом 1948 г. в Крымской астрофизической обсерватории Академии Наук СССР (Симеиз) в порядке совместной работы В. И. Красовским, В. Б. Никоновым (Крымская астрофизическая обсерватория) и А. А. Калиняком (Главная астрономическая обсерватория). Сообщение о результатах наблюдений, выполненных в 1948 г., уже было опубликовано в Докладах Академии Наук СССР [5].

Наблюдения 1948 г. показали, что, наряду с известным звездным облаком в Стрельце, в излучении с эффективной длиной волны в $9700\text{ \AA}$ выявляется к северо-западу от последнего другое, почти столь же яркое облако ([5], рис. 1 и 2). Оба эти звездные облака более или менее сим-

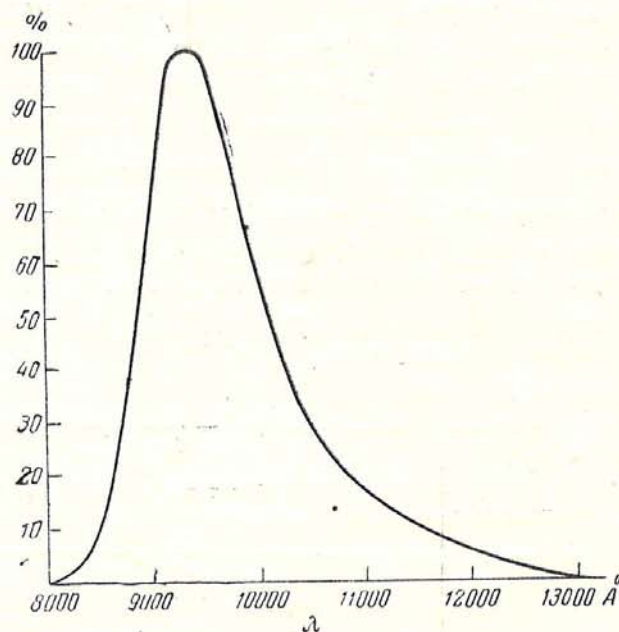
* Речь идет о применении электронно-оптического преобразователя.

метрично расположены относительно галактического экватора. Они были обозначены нами, соответственно, как *A* и *B* ([5], рис. 3). Повидимому, оба облака дополняют друг друга, а разделяющая их темная полоса обусловлена мощным поглощающим образованием, почти полностью непрозрачным даже для излучения с длиной волны порядка $10\,000\text{ \AA}$. На основании наблюдений 1948 г. было установлено расхождение между результатами, полученными Стеббинсом и Уитфордом, с одной стороны, и данными авторов настоящей статьи, — с другой. Оказалось, что область, излучающая длинноволновую радиацию, обнаруженная американскими астрономами, лишь частично совпадает с облаком *B*. В значительной же своей части эта область совмещается с отмеченной уже выше темной полосой поглощающей материи, разделяющей оба облака ([5], рис. 4).

На основании наблюдений 1948 г. еще нельзя было с полной уверенностью сказать, была ли нами охвачена вся область галактического ядра, так как фотографирование производилось только лишь на участке неба диаметром около 15° , с центром на звезде χ Стрельца. Поэтому было весьма желательно несколько расширить область наблюдений, а также получить повторный материал, подтверждающий результаты 1948 г. Это и составило задачу наших наблюдений в следующем году.

В 1949 г. нами использовалась камера, дававшая масштаб в 0.90 мм на один градус. Фотографирование производилось через светофильтр, срезающий излучение короче $8000\text{ \AA}$. Относительная спектральная чувствительность применявшейся аппаратуры приведена на фиг. 1. Эффективная длина волны для источника с равномерным распределением энергии по спектру равнялась $9780\text{ \AA}$. Рабочее поле камеры составляло около 12° .

На фиг. 2 приведена одна из полученных нами фотографий центральной части области галактического центра (гидировочной звездой служила χ Стрельца), полученная в длинноволновом излучении, с указанной выше эффективной длиной волны. Для сравнения на фиг. 3 дана репродукция с обычной фотографии этой же области неба, полученной на ортохроматической пластинке Agfa spektral gelb. Масштабы обеих репродукций одинаковы и увеличены в 6 раз по сравнению с оригиналами. Надо отметить, что на фиг. 2 весьма отчетливо обнаруживается фотометрическая



Фиг. 1. Спектральная чувствительность примененной аппаратуры

ошибка поля в виде резкого падения плотности почернения к краям негатива.

Программа наблюдений 1949 г. включала получение фотографий не только с центром на звезде X Стрельца, но также снимков, смещенных на $7^{\circ}.5$ к югу, западу, северу, востоку, а также и во всех промежуточных направлениях. Учет фона неба предполагалось производить по контрольным снимкам областей неба, расположенных примерно на 30° к востоку от X Стрельца и находившихся во время экспозиции на той же высоте, при которой производилось фотографирование области в Млечном Пути. Однако крайне неблагоприятные условия наблюдений в конце лета 1949 г., сопровождавшиеся частым появлением густой дымки над морским горизонтом, а порой и более плотных облачных образований, не позволили получить наблюдательный материал в соответствии с намеченным выше планом наблюдений. Оказалось также, что некоторые негативы, полученные при благоприятных условиях погоды, пришлось забраковать из-за помех, повидимому, инструментального характера.

Таблица 1

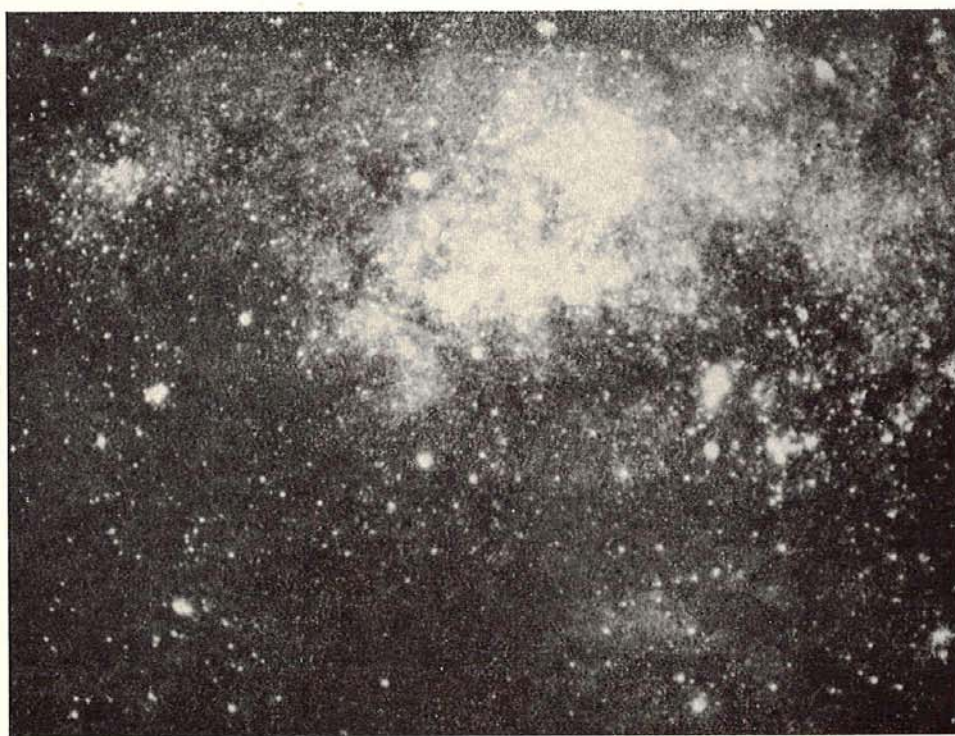
№ негатива	Д а т а	Координаты центра		Примечание
		α (1900)	δ (1900)	
6	22 августа 1949 г.	$17^h 28^m$	$-27^{\circ}.8$	
7	22 » »	17 41	-27.8	
8	22 » »	18 30	-27.2	
12	23 » »	17 59	-34.8	
14	23 » »	18 15	-34.0	Фон
15	24 » »	19 42	-29.1	
20	28 » »	19 56	-27.9	Фон

Всего для окончательной обработки могли быть использованы: один негатив центральной части области галактического центра, а также почти полностью перекрывающие его негативы, расположенные к югу, востоку, западу и юго-востоку. В табл. 1 мы приводим некоторые данные о негативах, вошедших в окончательную обработку. К сожалению, ни одного негатива, из числа снятых к северу, северо-востоку и северо-западу, пригодного для фотометрической обработки, не оказалось. Что касается негативов фона, то таковых оказалось только два, относящихся к двум несколько различным участкам неба. Таким образом, применить намеченный нами метод индивидуального учета яркости ночного неба, независимого для каждого негатива, не удалось. Это заставило нас воспользоваться другим методом исключения эффекта фона неба, на котором мы остановимся несколько позднее.

Раньше чем перейти к изложению примененной нами методики обработки полученного наблюдательного материала, остановимся вкратце на тех факторах атмосферного и инструментального происхождения, влияние которых должно учитываться при обработке.



Фиг. 2. Фотография центральной части области галактического центра в излучении с эффективной $\lambda \sim 9800 \text{ \AA}$



Фиг. 3. Обычная фотография центральной части области галактического центра

Как известно, наблюдаемая яркость неба в сильнейшей степени зависит от спектральной чувствительности применяемой аппаратуры. Область спектра, в которой производилось фотографирование, приходится на участок с интенсивной эмиссией ночного неба, впервые обнаруженной в 1939 г. Л. А. Кубецким [6]. Это излучение исследовалось советскими [7, 8, 9, 10] и иностранными [11, 12, 13, 14, 15] авторами. Исследования, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории Академии Наук СССР в Симеизе, показывают, что эмиссия ночного неба в этой области спектра распределена на широком участке и не сосредоточена у $10\,440\text{ \AA}$, как об этом утверждают иностранные авторы. Исключительно интенсивная эмиссия ночного неба на интересующем нас участке спектра крайне неблагоприятна из-за снижения контрастности изображений звездных облаков. Кроме того, абсолютное значение эмиссии изменяется как с высотой над горизонтом, так и во времени — не только от ночи к ночи, но и на протяжении одной ночи.

Существенной помехой оказывается также атмосферное поглощение, изменяющее видимый контраст звездных облаков, снятых на различных зенитных расстояниях и в различные дни. Правда, этот эффект значительно слабее в длинноволновой части спектра, чем в видимой.

Наличие этих помех атмосферного происхождения влечет за собой необходимость применения достаточно надежного метода редукции к одной шкале значений поверхностной яркости, полученных по различным негативам.

Как обычно, фотометрическая обработка полученных негативов требует тщательного учета эффекта виньетирования — фотометрической ошибки поля. У нас этот эффект достигал весьма значительной величины.

Все получавшиеся нами негативы фотометрически стандартизовались. Для этого на части той же пластинки, из которой вырезался основной негатив, впечатывался платиновый ступенчатый ослабитель, освещавшийся посредством светового стандарта из флуоресцирующей радиоактивной соли. Все негативы, а также шкалы почернения получались при одинаковой экспозиции в 20 мин.

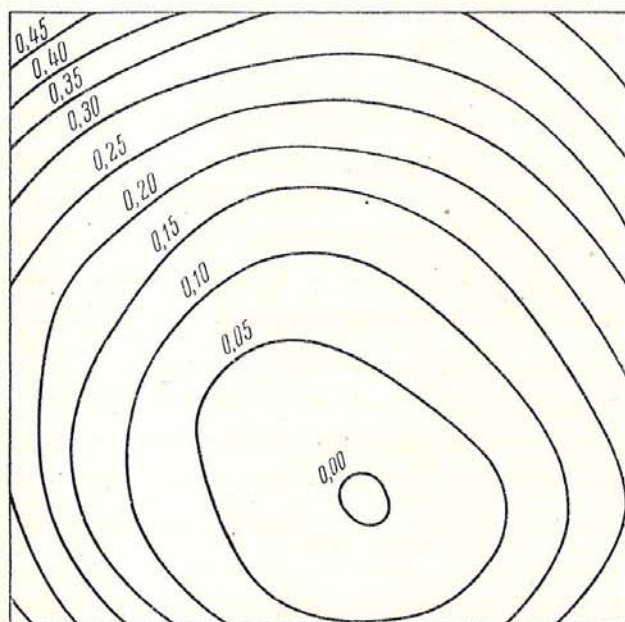
Измерения негативов велись на микрофотометре Цейсса с визуальным отсчетом (шнелльфометре). Для выполнения настоящей работы в прибор были введены некоторые изменения, улучшающие и облегчающие его применение для исследований в области поверхностной фотометрии. Измерения велись с круговой диафрагмой перед фотоэлементом, соответствовавшей на негативе площадке диаметром 0.12 мм. После каждого фотометрического сечения постоянство измеряющего светового потока микрофотометра контролировалось путем его измерения без негатива.

Мы пользуемся здесь случаем принести искреннюю благодарность Е. К. Никоновой, выполнившей значительную часть всех измерений и их обработки.

Все перечисленные в табл. 1 негативы были измерены через 0.25 мм по обеим координатам на площади в 1 см^2 , что соответствует полю в 11° .

Положения измеренных точек негатива были приведены в соответствие с экваториальными координатами, относящимися к эпохе 1900 г., посредством измерения положений звезд в процессе микрофотометрирования.

Для исследования фотометрической ошибки поля мы воспользовались двумя негативами, полученными для областей неба, лежащих вне Млечного Пути, а именно негативами № 14 и 20 (табл. 1). При этом предполагалось, что звездная составляющая свечения ночного неба остается постоянной по всей контрольной области. Поправка на фотометри-



Фиг. 4. Редукционный график для учета фотографической ошибки поля

ческую ошибку поля искалась в виде множителя $k(x, y)$, на который следует умножить данные измерений для получения истинных значений поверхностной яркости. Обработка обоих негативов фона показала прекрасную сходимость значений поверхностной яркости, определенных по обоим снимкам, не только в смысле распределения по полю, но и по абсолютной величине. Последнее является, конечно, чистой случайностью. Существенно, однако, то, что оба негатива могли быть объединены при

получении основного редукционного графика для учета фотометрической ошибки поля. Этот график, приведенный на фиг. 4, дает значения поправки в виде $\log k(x, y)$, которые необходимо прибавлять к логарифмам поверхностной яркости, определяемым из непосредственных измерений по фотографическим плотностям. Все измерения редуцировались к области, имевшей для контрольного негатива максимальную плотность почернения. Правильная ориентировка негативов при учете фотометрической ошибки поля осуществлялась при помощи марок, имевшихся на краю поля. Положение этих марок измерялось во время микрофотометрирования.

Следует оговорить, что при выводе фотометрической ошибки поля мы предполагали, что фон неба вне Млечного Пути является идентичным в отношении распределения поверхностной яркости с фоном неба исследуемой области. Это предположение можно считать достаточно правдоподобным, поскольку последовательность наблюдений устанавливалась таким образом, что негативы фона неба и центральной части исследуемой области были получены хотя и в разное время, но при близких значениях зенитного расстояния и азимута.

На основании полученного графика (фиг. 4) была построена таблица, которая и использовалась для учета фотометрической ошибки поля. Изолинии поправок, учитывающих эту ошибку, асимметрично расположены относительно центра негатива. Такой вид кривых объясняется как некоторым нарушением осевой симметрии в приборе, так и наличием градиента свечения ночного неба по высоте. Таким образом, примененный метод учета фотометрической ошибки поля учитывал в известной мере также и последний эффект.

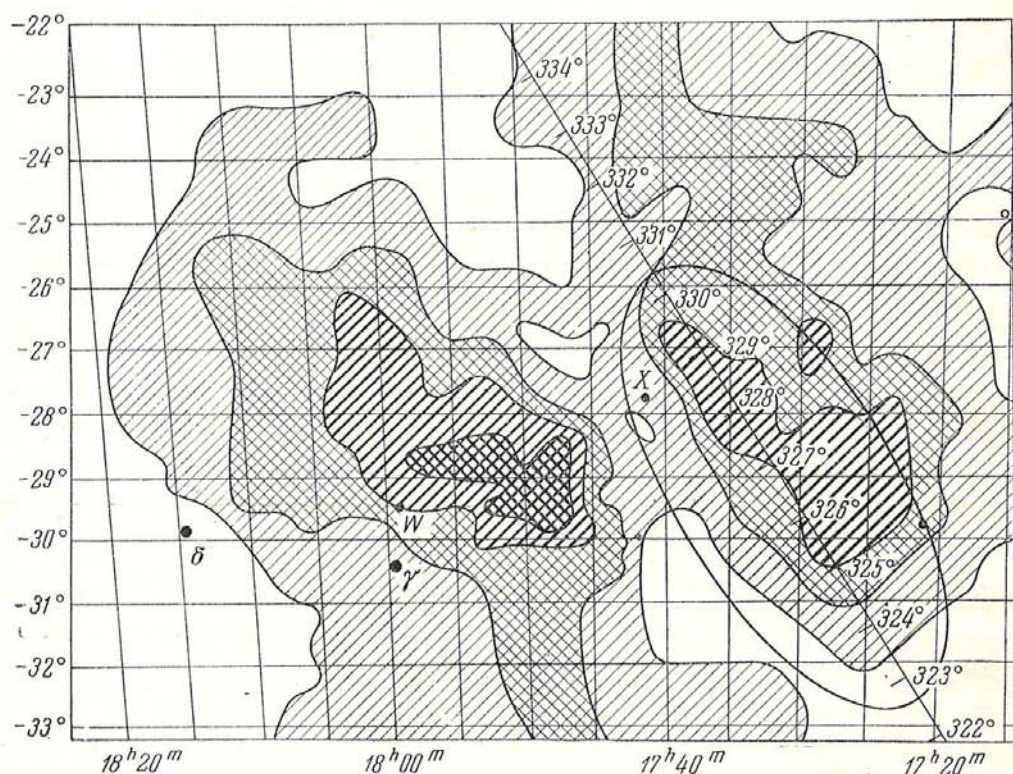
Ввиду того что нами были получены только два негатива для учета фона, мы были вынуждены применить косвенный метод учета влияния свечения ночного неба и атмосферного поглощения. Поскольку для различных негативов области галактического центра имелись достаточно большие взаимно перекрывающиеся области, то представлялось возможным построить линии регрессии, связывающие между собой наблюдаемые значения поверхностной яркости одних и тех же точек неба на сравниваемых негативах. Такой способ редукции обеспечил возможность приведения всех негативов к одному из них. При этом, очевидно, автоматически учитывались различия как в яркости фона неба, так и в атмосферном поглощении.

За основной негатив, к которому мы привели все остальные, был взят негатив № 7 с центром на X Стрельца. Яркость фона неба на краю этого негатива, свободная от явного влияния звездных облаков, была принята нами за подлежащее исключению значение фона. Поверхностная яркость облаков Млечного Пути, за вычетом принятого выше фона, была выражена в процентах от наиболее яркой части звездного облака А. Средняя ошибка наших измерений оказалась равной 10%.

Сильно сглаженное и упрощенное по форме распределение поверхностной яркости в интервалах значений 0—20, 20—40, 40—60, 60—80 и 80—100% приведено на фиг. 5, на которой нанесены также некоторые звезды, положение галактического экватора и контур области ядра Галактики, приведенный в работе Стеббинса и Уитфорда ([4], рис. 2). Фиг. 5 дает, следовательно, несколько схематизированную фотометрическую структуру области галактического центра в излучении с эффективной длиной волны $\sim 9800 \text{ \AA}$. На этой фигуре мы привели область неба, надежно исследованную нами фотометрически, опустив более далекие районы, для которых использовались только единичные негативы.

Обращаясь к рассмотрению фиг. 5, суммирующей результаты настоящего исследования, можно высказать следующие соображения. Результаты обработки наблюдений 1949 г. полностью подтверждают наличие выявленного нами ранее в длинноволновом излучении облака В, сравнимого по своим размерам и поверхностной яркости с известным облаком А. В районе, близком к галактическому центру, даже в области расположения мощной полосы поглощающей материи, разделяющей оба ярких облака, также выявляется длинноволновое излучение. Поскольку, как об этом говорилось уже выше, облако А можно считать с достаточными

основаниями принадлежащим к галактическому ядру, то из соображений не только симметрии, но и отмеченной выше тенденции к фотометрическому объединению обоих облаков, естественно допустить, что облако *B*, наряду с облаком *A*, входит в структуру ядра Галактики. Конечно, окончательно этот вопрос может быть решен только при наличии данных о звездном составе облака *B* и расстоянии до него, что будет возможно осуществить при помощи значительно более мощных инструментов с гораздо большим масштабом изображения. Но все же кажется весьма

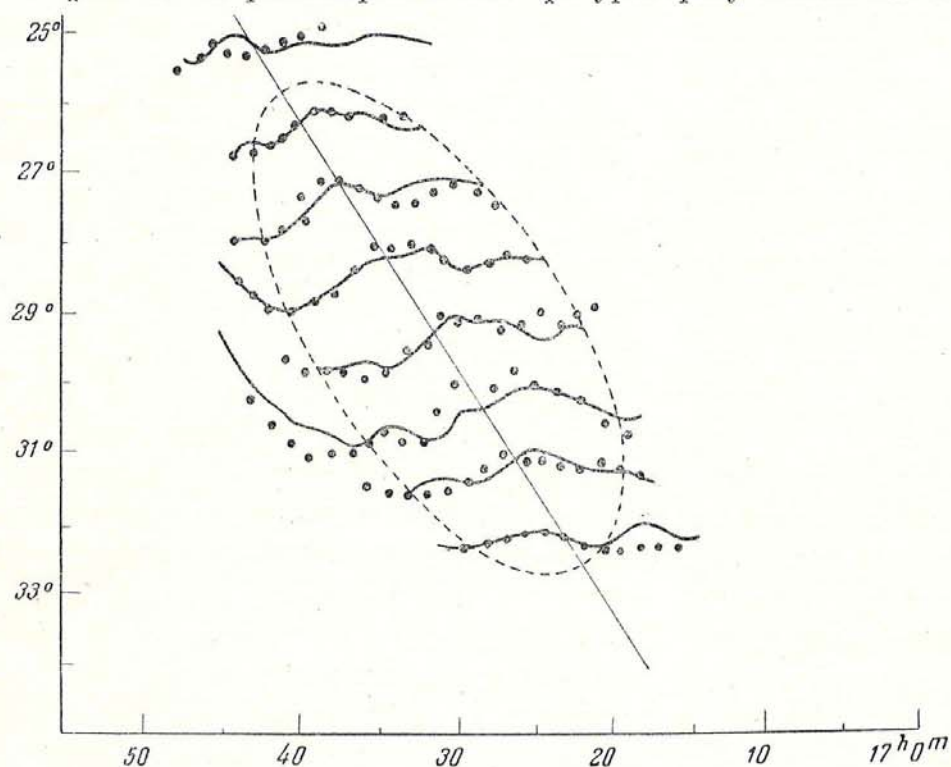


Фиг. 5. Фотометрическая структура области галактического центра в излучении с эффективной $\lambda \sim 9800 \text{ \AA}$

вероятным, что ядро Галактики значительно больше, чем это принималось до настоящего времени [16], и возможно, захватывает всю ту область, фотометрическая структура которой выявляется на фиг. 5. Мы склонны допустить, что ядро достигает порядка $10\text{--}12^\circ$ в диаметре, что соответствует линейным размерам около 1500 парсеков. При этом кажется весьма вероятным, что положение центра Галактики, совпадающее с центром ее ядра, должно находиться на больших галактических долготах, чем это принималось некоторое время тому назад [16]. Исходя из наличия достаточной симметрии в распределении поверхностной яркости для области галактического центра, можно приближенно принять для долготы положения центра Галактики 330° , что находится в хорошем согласии со значением $330^\circ.3$, полученным в последнее время Б. В. Кукаркиным [17] для направления на центр галактической системы.

Согласие в положении центра галактического ядра, полученного на основании наших наблюдений, с последними данными для направления на центр Галактики, основанными на применении различных методов, может служить дополнительным подтверждением законности нашего заключения о размерах и положении ядра Галактики.

Несомненный интерес представляет сравнение полученных нами результатов с электрофотометрическими измерениями Стеббинса и Уитфорда [4]. Мы уже указывали выше, что эти авторы наметили контур светового тела, обнаруженного ими в длинноволновом излучении, который приводится на фиг. 5. Из рассмотрения этой фигуры сразу становится очевид-



Фиг. 6. Сравнение результатов настоящей работы (точки) с измерениями Стеббинса и Уитфорда (сплошные кривые)

ным, что Стеббинс и Уитфорд исследовали крайне ограниченную часть района галактического центра, охватив своими измерениями только юго-восточную, наиболее яркую, часть облака *B*. Значительная часть этого облака не была ими обнаружена. К сожалению, американские авторы не опубликовали полностью выполненных ими измерений. Они привели лишь в порядке иллюстрации десять рядов наблюдений, соответствующих фотометрическим сечениям, проведенным через один градус по склонению. На фиг. 6 мы приводим как эти данные (сплошные линии), так и соответствующие им наши измерения (отдельные точки). При этом для последних мы берем индивидуальные, не сглаженные значения. Кривые, нанесенные на фиг. 6, соответствуют ходу поверхностной яркости вдоль сечения при заданном склонении (определенному фотометрическому разрезу). Кривые построены так, что максимальные значения яркости лежат

на уровне соответствующего склонения. На фиг. 6 также нанесен контур светового тела из работы Стеббинса и Уитфорда. Рассмотрение фиг. 6 показывает полное совпадение в пределах точности измерений сравниваемых рядов наблюдений. Это убедительно доказывает справедливость результатов измерений, полученных совершенно различными методами.

Очевидно, что правильная схема строения галактического ядра и его положение на небесной сфере заведомо не могли быть определены Стеббинсом и Уитфордом на основании полученных ими фотометрических данных ввиду исследования ими весьма ограниченной области неба. Кроме того (это было отмечено и П. Н. Холоповым [18]), указанные авторы произвольным образом ограничили область частично выявленного ими ядра Галактики путем незаконного проведения внешней границы этой области в виде эллипса, который даже на основании их измерений не является изофотометрической кривой. Отсюда с большой убедительностью выясняется несостоятельность окончательных выводов, к которым пришли американские авторы в отношении структуры галактического ядра, находящихся в противоречии с их собственными, несомненно верными наблюдениями.

Практическое совпадение кривых, приведенных на фиг. 6, показывает также, что полученное нами распределение поверхностной яркости не может быть отнесено за счет влияния некоторого числа ярких низкотемпературных звезд, что могло бы исказить результаты, получающиеся по столь мелкомасштабным негативам, как наши. Как известно, электрофотометрические наблюдения велись с диафрагмой поля диаметром $8''.6$, и поэтому отдельные яркие звезды независимо регистрировались на сплошном фоне звездного облака.

Можно отметить, что примененный нами метод дает при весьма малом масштабе изображений достаточную детализацию, вполне сравнимую с получающейся при электрофотометрических измерениях на больших рефлекторах. Тем не менее мы сочли правильным ограничиться на фиг. 5 проведением только весьма сглаженного распределения поверхностной яркости, так как результаты 1949 г. получены нами на основании весьма ограниченного числа негативов, что, как мы считали, недостаточно для построения окончательной системы изофот области галактического центра.

Переходя к заключению, необходимо отметить, что теперь есть все основания считать несомненно установленным наличие в районе галактического центра более обширной области, чем это предполагалось до настоящего времени, обладающей значительной поверхностной яркостью в излучении с длиной волны порядка $10\,000\text{ \AA}$. Мы полагаем, что эта область, вместе со звездным облаком в Стрельце, входит в состав ядра Галактики, размеры которого оказываются поэтому весьма значительными и могут быть оценены примерно в 1500 парсеков, с центром в направлении галактической долготы 330° . Столь значительные размеры ядра дают основание отнести нашу галактическую систему к спиральным туманностям промежуточного типа.

В заключение приносим глубокую благодарность академикам С. И. Вавилову, А. А. Лебедеву и Г. А. Шайну за их внимание и помощь в работе.

Мы также благодарны В. Т. Лукашенко за помощь в налаживании и эксплуатации аппаратуры.

Л и т е р а т у р а

1. W. Baade. Publ. ASP 58, № 343, 249, 1946.
2. Б. В. Кукаркин. Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, стр. 90, 1949.
3. П. П. Паренаго. Усп. астр. наук 4, 165, 1948.
4. J. Stebbins a. A. Whitford Ap. J. 106, N° 2, 235, 1947.
5. А. А. Калинин, В. И. Красовский и В. Б. Никонов. ДАН СССР 66, № 1, 25, 1949.
6. И. А. Хвостиков. Усп. физ. наук 33, № 4, 572, 1947.
7. В. И. Красовский. ДАН СССР 66, № 1, 53, 1949.
8. В. И. Красовский. ДАН СССР 70, № 6, 999, 1950.
9. В. И. Красовский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 100, 1950.
10. С. Ф. Родионов и Е. Н. Павлова, ДАН СССР 65, № 6, 831, 1949.
11. R. Herman, L. Herman a. J. Gauzit. Cahiers de Physique № 12, 46, 1942.
12. R. Herman, L. Herman a. J. Gauzit. J. Phys. Radium, Série 8, 6, 182, 1945.
13. R. Herman, L. Herman a. J. Gauzit. Nature 156, 414, 1945.
14. J. Stebbins, A. Whitford a. P. Swings. Phys. Rev. 66, 225, 1944.
15. J. Stebbins, A. Whitford a. P. Swings. Ap. J. 101, 39, 1949.
16. П. П. Паренаго. Усп. астр. наук 4, 165, 1948.
17. Б. В. Кукаркин. Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, стр. 153, 1949.
18. П. Н. Холопов, Астр. Журн. 27, 110, 1950.

ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ γ 451 ORPHIUSI

С. В. Некрасова

На основании 1097 фотографических наблюдений получены элементы орбиты затменной переменной γ 451 Oph при гипотезе: „малая звезда впереди в главном минимуме“. Система γ 451 Oph имеет ту особенность, что затмение компонентов ее происходит очень близко к кольцеобразному $\alpha_0 = 0.99$, и исследование кривой блеска приходилось проводить на грани двух гипотез — частного и кольцеобразного затмений.

Некоторый разброс точек в пределах ± 0.04 (в интенсивности) от ректифицированной теоретической кривой между двумя последовательными минимумами нельзя приписать только влиянию случайных ошибок при фотографических наблюдениях, и требуются дальнейшие наблюдения для его проверки. Небольшая поправка за смещение главного минимума в $0^p.0010$ может быть частично объяснена не изменением периода, а существованием некоторых кумулятивных ошибок. Найденные элементы орбиты приведены в табл. 2.

В системе γ 451 Oph выявлен небольшой эксцентриситет орбиты.

Затменная переменная γ 451 Oph = BD + $10^\circ.3528$ ($8^m.2$) сп. АО была открыта Гофмейстером [1] в 1935 г. на пластинках Зоннебергской обсерватории. Наблюдения этой системы получены мной в период эвакуации обсерватории на широтной станции близ г. Китаб Узбекской ССР в августе — сентябре 1943 г. и июле — сентябре 1944 г. при помощи короткофокусной камеры бредихинского астрографа ($D = 170$ мм, $F = 801$ мм) на пластинках Agfa Astro-Platten. На одну пластинку размером 6×9 см делалось по 15—20 экспозиций, продолжительностью каждая в 2—3 мин. Всего получено 1097 экспозиций. Проявление производилось родиналом с бромистым калием при комнатной температуре в течение 8 мин.

Величина звезд сравнения была определена посредством шести привязок к полярной области. При фотографировании стандартной области NPS фотопластинки, продолжительность экспозиции и способ проявления были такими же, как и в основном ряде наблюдений. Все пластинки были промерены на шнелльфотомере Крымской астрофизической обсерватории.

При выводе величин звезд сравнения по NPS из шести негативов шкалы звездных величин были приведены к одному нуль-пункту следующим образом: сначала для каждого негатива с NPS находилось среднее значение звездной величины всех звезд сравнения; затем определялось среднее значение этих звездных величин из всех шести негативов с NPS; после этого разности „величина одного негатива — (минус) средняя всего ряда“ вносились в качестве поправки в величины звезд сравнения, соответственно, на каждом негативе.

Ниже приведены величины звезд сравнения и их средние квадратичные ошибки.

	mg _{pg}
$a = \text{BD} + 10^{\circ}.3532 (6^m.8)$	$6^m.80 \pm 0^m.047$
$d = + 11^{\circ}.3487 (8.1)$	7.41 ± 0.041
$b = + 10^{\circ}.3526 (8.5)$	8.22 ± 0.034
$o = + 11^{\circ}.3474 (8.7)$	8.70 ± 0.040
$k = + 10^{\circ}.3527 (9.5)$	9.72 ± 0.063

Для некоторого уменьшения влияния неоднородности слоя пластинок и возможных малых изменений яркости звезд сравнения, а также и изменений коэффициента прозрачности, блеск переменной звезды определялся для каждого негатива по средней характеристической кривой, построенной по величинам звезд сравнения по оси ординат, и по средним значениям меры интенсивностей $\frac{\text{звезда} - \text{фон}}{\text{темнота} - \text{фон}}$ из всего ряда экспозиций на пластинке. Форма характеристической кривой, как показали исследования, не зависит от порядка экспозиций и накладывается фона неба в результате фотографирования переменной звезды цепочкой.

Для каждого изображения переменной по характеристической кривой негатива определялась разность в звездных величинах между переменной звездой и средней величиной всех звезд сравнения.

Сумма полученной разности и средней величины звезд сравнения давала искомую величину переменной звезды. Фазы вычислены по элементам периода, выведенным Гофмейстером [1]:

$$\text{Min}_{\odot} = \text{JD } 2425504.320 + 1^d.0988295 E.$$

Наблюденная фаза главного минимума оказалась смещенной от вычисленной по эфемериде не более чем на 0.0010 в долях периода, т. е. $\Theta = 0^{\circ}.36$.

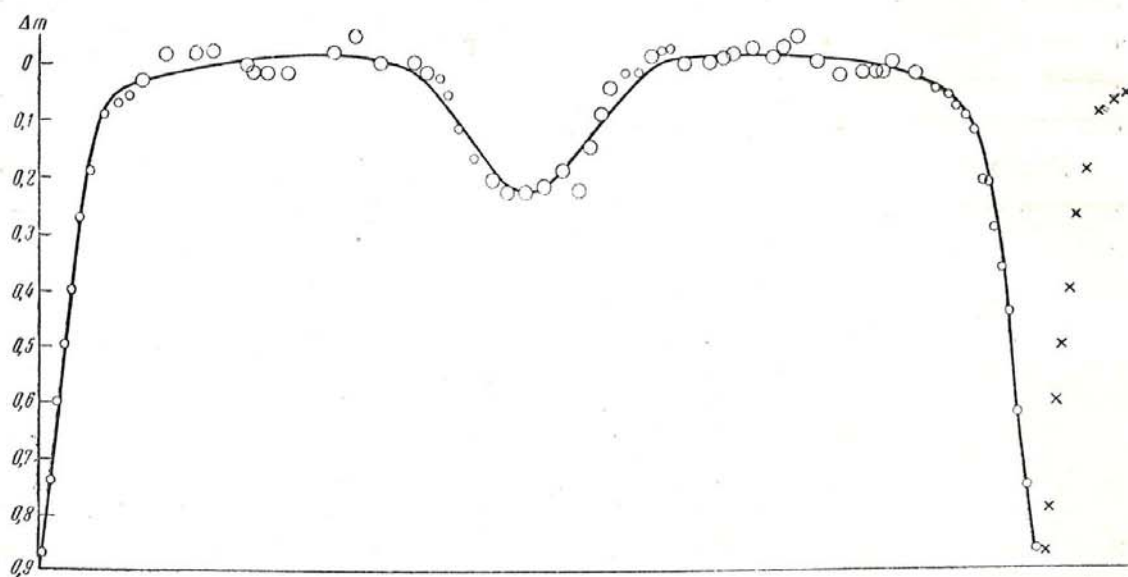
Нормальная кривая блеска дана в табл. 1 и на фиг. 1. В каждую нормальную точку внесено от 10 до 20 индивидуальных точек.

Наблюденная кривая блеска для определения элементов орбиты была исправлена за эффекты: отражения (b), эллипсоидальности компонентов (c), периастрия (d) — двумя приближениями.

Для определения величины этих эффектов было решено 56 уравнений вида:

$$\Delta m = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta + d \sin \theta$$

способом наименьших квадратов. Уравнения составлены по точкам кривой блеска вне минимумов. В уравнениях a — есть поправка к принятому графически значению звездной величины в максимуме блеска кривой, равному $7^m.40$.



Фиг. 1. Наблюденная кривая блеска γ 451 Ophiuchi

Искомые коэффициенты получились:

В звездных величинах:

$$a = -0^m.0130 \pm 0^m.0059$$

$$b = + 187 \pm 66$$

$$c = + 532 \pm 145$$

$$d = + 57 \pm 14$$

В интенсивностях:

$$a = -0.0119$$

$$b = +0.0172$$

$$c = +0.0490$$

$$d = +0.0052$$

Принимая интенсивность на кривой блеска при $\theta = \pi/2$ за единицу, коэффициент a мы получили равным 1.0119.

Отсюда интенсивность системы вне минимумов получилась равной:

$$I = 0.0119 - 0.0172 \cos \theta - 0.0490 \cos^2 \theta - 0.0052 \sin \theta.$$

Для ректификации в первом приближении применена формула

$$I_{\text{rect}} = \frac{I_{\text{obs}} + b(1 + \cos \theta) + 0.37b \sin^2 \theta}{a + 1.37b} \cdot \left[1 + \left(\frac{c}{a} + C_0 \right) \cos^2 \theta \right],$$

где

$$C_0 = 0.13(L_1^* + L_2^*) \sin i.$$

Величины L_1^* , L_2^* , i пока неизвестны, и для первого приближения полагаем

$$C_0 = 0.37b = 0.0064,$$

$$\frac{c}{a} = 0.0484,$$

знаменатель $a + 1.37b = 1.0335$.

Нормальная кривая блеска γ 451 Ophiuchi

θ	Число наблюдений в одной точке	Δm	Средняя ошибка одного наблюдения	θ исправл. за смещ. вторичного минимума	Δl_{rect}	O — C Гип. «D»
1° 6	8	+ 0 ^m .87	$\pm$ 0 ^m .20	1 : 6	+ 0.503	— 0 ^m .02
4.4	10	74	14	4.2	445	+ 1
6.7	10	60	6	6.8	374	0
9.0	10	50	5	9.2	318	0
11.6	10	40	13	11.8	257	— 2
14.1	10	27	7	14.4	169	0
17.7	10	19	7	18.1	110	— 3
23.3	10	9	7	23.8	32	— 1
28.0	10	7	7	28.6	19	— 2
31.9	10	6	5	32.5	14	— 1
36.8	20	3	7	37.6	— 3	0
44.6	30	— 2	10	45.9	— 47	+ 4
55.4	20	2	6	56.6	— 30	+ 3
61.8	20	2	4	63.0	— 24	+ 3
73.5	20	+ 1	4	75.0	+ 13	— 2
75.8	20	2	4	77.4	24	— 2
81.9	20	2	5	83.6	26	— 3
89.6	20	2	2	91.4	36	— 3
104.8	30	— 2	6	106.8	— 10	+ 1
113.2	30	6	6	115.4	— 33	+ 5
122.5	20	0	10	125.0	0	0
133.7	20	— 1	6	136.4	— 11	+ 2
138.8	20	+ 1	8	141.6	+ 2	+ 2
143.9	10	2	9	146.8	8	+ 3
146.9	10	5	6	149.8	33	+ 3
151.2	10	11	7	154.2	81	— 1
155.7	10	16	4	158.8	120	— 2
163.5	20	20	8	166.8	149	— 2
169.2	20	22	4	172.6	168	— 2
174.7	20	22	6	178.2	151	— 1
182.6	20	21	6	185.8	153	0
188.8	20	18	7	192.2	133	0
194.7	20	22	5	198.0	158	— 8
199.1	21	14	7	202.3	109	— 2
203.4	20	8	9	206.6	61	+ 2
206.8	20	3	12	209.8	15	+ 5
212.6	10	1	7	215.5	1	+ 4
217.4	10	1	4	220.2	4	+ 2
221.8	20	— 2	5	224.5	— 24	+ 3
225.9	10	3	5	228.6	26	+ 2
229.2	10	3	5	234.8	24	+ 2
233.8	20	0	5	236.3	+ 5	— 1
242.0	20	0	6	245.1	10	— 1
248.0	20	1	8	250.3	2	0
252.4	20	2	7	254.6	— 10	+ 1
258.8	20	3	6	260.8	14	+ 2
265.8	20	1	5	267.8	+ 3	— 1
269.8	20	3	7	271.6	— 18	+ 2
274.4	20	5	8	276.1	39	+ 4
281.9	20	0	7	283.4	0	— 1
290.4	20	+ 3	5	291.8	+ 25	— 3
298.2	20	2	5	299.5	9	— 2

Таблица 1 (окончание)

θ	Число наблюдений в одной точке	Δm	Средняя ошибка одного наблюдения	θ исправл. за смещ. вто- ричного ми- нимума	Δl_{rect}	O — C Гип. «D»
		m	m			m
302.9	20	+ 0.02	± 0.05	304.0	+ 0.000	-0.01
306.0	20	2	5	307.1	1	-1
309.4	20	0	8	310.4	- 16	+2
316.8	20	2	5	317.6	10	+1
324.6	10	5	6	325.3	+ 8	-1
329.1	10	6	9	329.7	12	-1
331.9	10	8	5	332.5	27	-1
335.2	10	10	6	335.7	41	-1
337.8	10	12	5	338.2	56	-1
340.8	10	21	6	341.2	126	-4
343.3	10	21	6	343.6	125	0
345.4	10	29	6	345.7	183	-1
347.7	10	36	4	347.9	231	+1
350.1	10	44	5	350.3	282	+1
353.2	10	62	22	353.3	385	+1
355.7	10	75	19	355.8	449	+2
359.0	10	86	12	359.0	498	+1

Величина C_0 определяет влияние эффекта отражения на коэффициент эллипсоидальности звезд.

После ректификации кривой в первом приближении] определены элементы орбиты гипотезы «D» — «малая звезда впереди в главном минимуме»:

$$\begin{aligned}
 k &= 0.72 \\
 \alpha'_0 &= 0.984 & \alpha''_0 &= 0.97 \\
 L_1 &= 0.194 \\
 L_2 &= 0.806 \\
 i &= 85^\circ 5 \\
 a_2 &= 0.281 \\
 a_1 &= 0.202 \\
 1 - \lambda'' &= 0.190 \\
 1 - \lambda' &= 0.500.
 \end{aligned}$$

С этими данными произведена ректификация кривой блеска при втором приближении по формуле

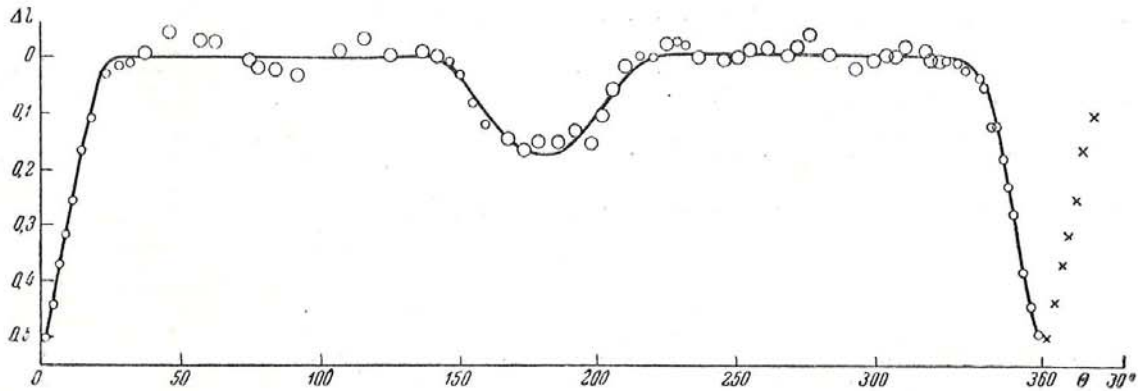
$$l_{rect} = \frac{l_{obs} + Aa + b \cos \theta + C_0 a \sin^2 \theta}{a + A + C_0} \cdot \frac{1}{\left[1 - 2 \left(\frac{c}{a} + C_0 \right) \cdot \cos^2 \theta \right]^{1/2}};$$

где $A_0 = 0.354 \sin i (L_1^* + L_2^*) = 0.017$
 $C_0 = 0.13 \sin i (L_1^* + L_2^*) = 0.006$ ($\sin i = 0.9969$)
 $L_1^* = L_2 a_1^2 = L_b a_f^2 = 0.033$
 $L_2^* = L_1 a_2^2 = L_f a_b^2 = 0.015$

Индекс «1» относится к звезде, которая стоит впереди в главном минимуме. В данном случае $L_1 = L_f$ — случай «малая звезда впереди в главном минимуме».

Ректифицированная кривая после второго приближения помещена в табл. 1 в столбце Δl_{rect} и на фиг. 2.

При вычислении элементов орбиты системы $\gamma 451$ Ophiuchi для гипотез «U» и «D» были применены методы Рессела [4], В. А. Крата [3] и Пиотровского [5]. Элементы орбиты гипотезы «U» представили наблюдаемую кривую хуже, чем элементы гипотезы «D».



Фиг. 2. Ректифицированная кривая блеска $\gamma 451$ Ophiuchi

При гипотезе «U» (метод Рессела) кривая блеска удовлетворилась элементами орбиты в случае кольцеобразного затмения. Наилучшее представление наблюдаемой кривой орбитальными элементами при гипотезе «D» по главному минимуму, получилось методом Крата, при частном затмении — «малая звезда впереди в главном минимуме». Наибольшая фаза затмения оказалась равной

$$\alpha_0 = 0.99,$$

т. е. почти что кольцеобразное затмение — «касательное затмение».

Решение по вторичному минимуму при гипотезе «D» привело соответственно к полному затмению при $\alpha_0 = 1.0$. Найденные элементы помещены в табл. 2.

Случай для определения элементов орбит трудный, так как решение находится на грани двух гипотез — кольцеобразного и частного затмений. Метод Пиотровского в этом случае не мог дать удовлетворительных элементов орбиты для этой кривой блеска как при гипотезе «U», так и при гипотезе «D».

Смещение момента вторичного минимума на $+3^\circ.6$ по θ от середины промежутка между последовательными моментами главных минимумов дало значение:

$$e \cos \omega = \frac{(T_2 - T_1 - P/2) \pi}{\pi (\operatorname{cosec}^2 i + 1)} = -0.0157.$$

Таблица 2

Элементы орбиты затменной переменной γ 451 Ophiuchi

Период обращения	P	1 ^d 098295		
Эпоха главного минимума	T_0	JD 2425504.320		
Максимум блеска	Max	7 ^m .40		
Главный минимум	Min ₁	8 ^m .22		
Вторичный минимум	Min ₂	7 ^m .68		
Амплитуда главного минимума	A_1	0 ^m .82		
Амплитуда вторичного минимума	A_2	0 ^m .28		
Спектр системы	Sp.	AO		
Продолжительность затмения в главном минимуме	ζ_1	3 ^h .8		
То же во втором минимуме	ζ_2	6 ^h .8		
		Гип. «U»	Гип. «D»	
		Главный минимум	Главный минимум	Вторичный минимум
Потеря блеска в главном минимуме . . .	$1 - \lambda_1$	0.490	0.510	0.511
Потеря блеска во вторичном минимуме .	$1 - \lambda_2$	0.183	0.175	0.174
Отношение полуосей звезд	k	0.775	0.73	0.73
Максимальная фаза затмения	α'	1.0	0.99	—
» » в главном минимуме	α_{op}	—	0.97	—
» » во вторичном минимуме	α_{os}	—	—	1.0
Эффект эллипсоидальных звезд	z	0.057	0.036	0.036
Большая полуось большой звезды . . .	a_b	0.276	0.264	0.424
Малая » » »	b_b	0.268	0.259	0.416
Большая полуось малой звезды	a_f	0.214	0.192	0.310
Малая » » »	b_f	0.208	0.189	0.304
Эксцентриситет меридианного сечения	ε	0.239	0.189	0.189
Яркость большой звезды	L_b	0.817	0.823	0.824
» малой звезды	L_f	0.183	0.177	0.176
Яркость спутника со слабой стороны . .	$L_f - 2b$	0.164	0.156	0.156
Отношение поверхностных яркостей . .	J_b/J_f	2.68	2.48	2.50
Наклон орбиты	i	86°5	86°0	83°7
Эксцентриситет орбиты	e	—	0.077	—
Долгота периастрия	ω	—	258°2	—

Эллиптическая орбита

Большая полуось большой звезды	a_b'	0.281	0.251
» » малой звезды	a_f'	0.205	0.183
Наклон орбиты	i'	85°5	86°4

Различная продолжительность обоих минимумов ζ_1 и ζ_2 , а также известный прием, рекомендованный Ресселом, были применены для вывода значения

$$e \sin \omega = \frac{[P_2(k, \alpha_0) - P_1(k, \alpha_0)] k}{2 + [P_1(k, \alpha_0) + P_2(k, \alpha_0)] k} = -0.0753,$$

где функции $P_1(k, \alpha_0)$ и $P_2(k, \alpha_0)$ найдены из таблиц Рессела по значениям k и α_0 для главного и вторичного минимумов соответственно.

Откуда получены:

$$\begin{array}{ll} \text{Эксцентриситет орбиты} & e = 0.08 \\ \text{Долгота периастрофии от} & \\ \text{восходящего узла} & \omega = 258^\circ.2 \end{array}$$

Элементы эллиптической орбиты вычислялись по формулам:

Для главного минимума:

Для вторичного минимума:

$$\begin{array}{ll} a'_1 = a_1(1 - g\eta) & a''_1 = a_1(1 + g\eta) \\ \text{ctg } i' = \text{ctg } i(1 - 2g\eta) & \text{ctg } i'' = \text{ctg } i(1 + 2g\eta) \\ g = e \sin \omega = -0.0753 & \eta = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \cos \zeta \end{array}$$

ζ — есть значение угла θ в начале или конце соответствующего минимума

$$\theta = \frac{360^\circ}{p}(t - t_0).$$

$$\zeta' = 26^\circ.4 \times 2 = 52^\circ.8, \quad \zeta'' = 46^\circ.9 \times 2 = 93^\circ.8;$$

η получается различным для главного и вторичного минимумов, так как продолжительности ζ' и ζ'' обоих минимумов различны. Значения a_1 и i — большая полуось круговой орбиты и угол наклона круговой орбиты к лучу соответственно должны совпадать для обоих минимумов.

Полученные значения $a'_1, a'_2, a''_1, a''_2, i'$ и i'' приведены в табл. 2.

Л и т е р а т у р а

1. C. Hoffmeister. A. N. 255, 413, 1935.
2. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов и др. Переменные звезды 3, 399, 401, 1947.
3. В. А. Крат. Изв. Астрофиз. обсерв. Казанского ун-та, № 19, 66, 1937.
4. H. N. Russell. Ap. J. 35, 315, 1912; 36, 54, 1912.
5. S. Piotrovsky. Acta Astronomica (a) 4, 1937.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВУХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ ФИЛЬТРОМ

В. В. Суханова

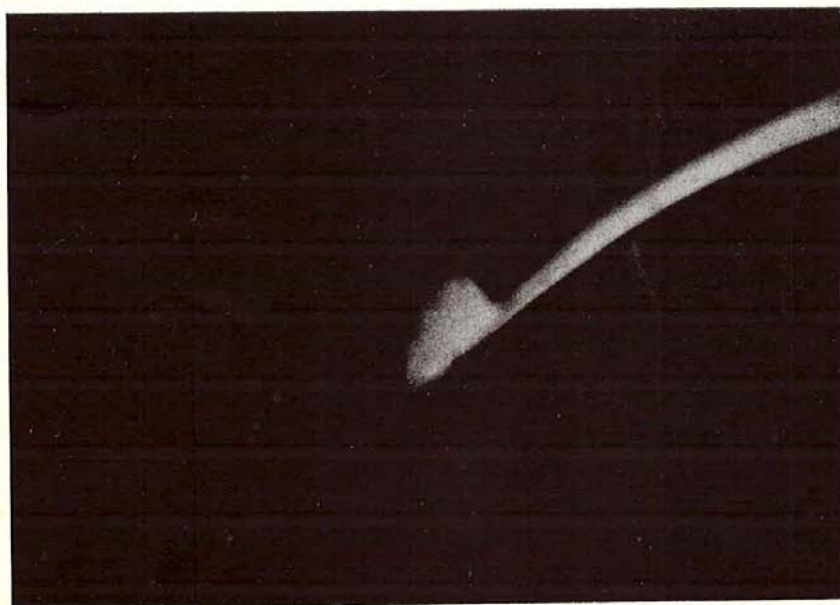
Проведена детальная фотометрия двух протуберанцев в линии H_{α} по снимкам, сделанным при помощи интерференционно-поляризационного фильтра. Для обоих протуберанцев построены изофоты.

Обработана спектрограмма для одного из этих протуберанцев в линии H_{α} . Результаты спектрофотометрии по снимку протуберанца и по спектрограмме хорошо совпадают.

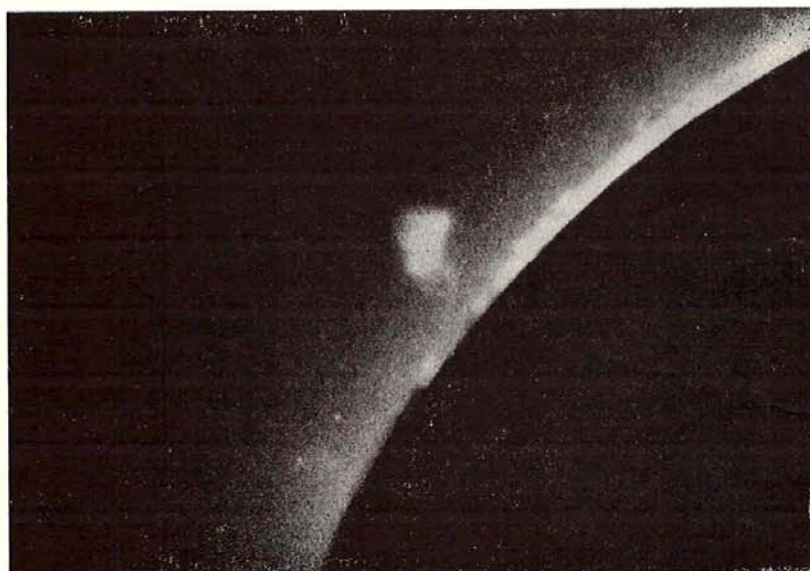
Применение интерференционно-поляризационных фильтров в комбинации с коронографом типа Лио дает возможность получить снимки протуберанцев в лучах данной спектральной линии, при помощи которых можно детально изучить структуру протуберанцев и построить для них изофоты.

В настоящей заметке приведены результаты обработки двух таких снимков, полученных в Крымской астрофизической обсерватории. Типы протуберанцев: спокойный и корональный. Фотография спокойного протуберанца получена 16 сентября 1948 г. в $10^h 45^m$, коронального — 23 сентября 1948 г. в $16^h 20^m$. Виды этих протуберанцев см. на фиг. 1 и 2.

Впервые детально изучалось распределение интенсивностей излучения в протуберанце в работах Брюкка и Мосса [1], проведенных при помощи спектрогелиографа с прыгающей щелью, дающего ряд разрезов протуберанца. На различных расстояниях от края Солнца вдоль разреза получались значения эквивалентных ширин, на основании которых были построены изофоты для водородной линии H_{α} и линии гелия D_3 . Снимки протуберанцев у этих авторов дают некоторое усредненное в направлении дисперсии значение излучения того участка протуберанца, который попадает на щель. Изучение распределения интенсивностей излучения при помощи интерференционно-поляризационного фильтра имеет преимущество перед этим



Фиг. 1. Протуберанец 16/IX 1948 г. 10^h 45^m



Фиг. 2. Протуберанец 23/IX 1948 г. 16^h 20^m

способом, так как дает возможность получить полную картину излучения в каждой точке протуберанца.

Интерференционно-поляризационный фильтр и опыты по его применению для фотометрии описаны в статьях А. Б. Северного и А. Б. Гильварга [2].

Измерение фотографий проведено на шнелльфотомере. Спокойный протуберанец промерен в 52 различных точках, корональный — в 50 точках. Обработка представляет собой учет фона пластинки и учет яркости солнечного ореола, на фон которого накладывается изображение протуберанца. Почернения на пластинке переводятся в логарифмы интенсивностей при помощи характеристических кривых; интенсивность ореола непосредственно вычитается из интенсивности изображения протуберанца на фоне ореола.

Далее, интенсивность излучения протуберанца сравнивается с излучением центра Солнца, выраженным в абсолютных единицах (см. [2]). Для этого были получены одновременно со снимками протуберанцев и в одинаковых условиях снимки центра Солнца. Для получения сравнимых плотностей применялись шоттовские нейтральные ослабители с известным коэффициентом ослабления. Интенсивность непрерывного спектра центра Солнца в абсолютных единицах для λ 6562.8 бралась из таблиц Аббота (исправленных Миннаертом) [3].

Эти таблицы дают для излучения λ 6562.8 величину потока излучения от всей полусферы в $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2/\text{сек}}$, рассчитанную на 1 см интервала длин волн, $F_\lambda = 24.1 \cdot 10^3$ и отношение $I_\lambda(0) / F_\lambda = 1.206$, где $I_\lambda(0)$ — интенсивность излучения центра солнечного диска. Отсюда излучение центра Солнца будет $I_\lambda(0) = 2.9 \cdot 10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2/\text{сек}}$ на 1 Å интервала длин волн.

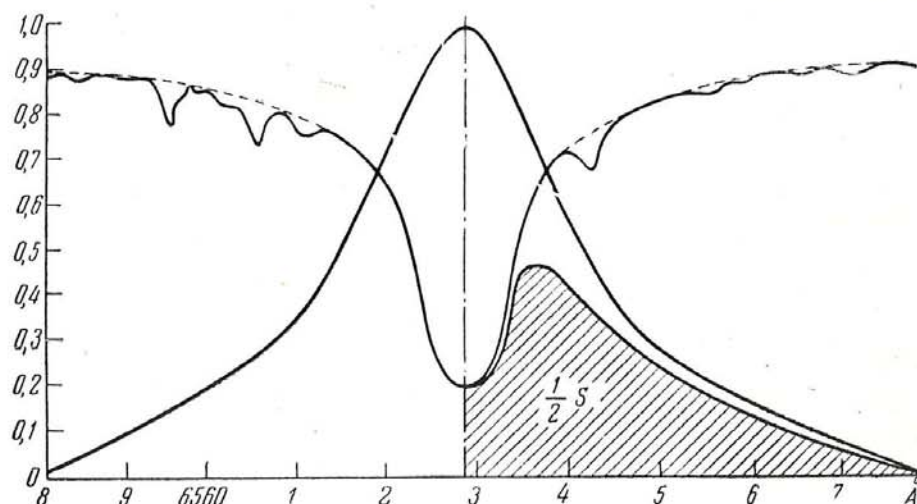
Измеряемые на пластинках почернения характеризуют собой излучение, прошедшее через фильтр. Определим излучение центра Солнца с учетом того, что в пределах полосы пропускания фильтра находится линия поглощения H_α . Искомое излучение для длины волны λ внутри полосы пропускания $I_{\lambda\odot}$ можно выразить как $I_{\lambda\odot} \propto r_\lambda k_\lambda I_\lambda(0)$, где r_λ — остаточная интенсивность H_α ; k_λ — коэффициент пропускания фильтра (в центре полосы $k_{\lambda_0} = 1$). Коэффициент пропорциональности зависит от поглощения света в атмосфере и оптике.

Полное излучение центра Солнца в пределах всей полосы пропускания интерференционного фильтра (при правильной его установке, т. е. при совпадении центра линии H_α с центром полосы пропускания) характеризуется площадью S внутри кривой $r_\lambda k_\lambda$, т. е. величиной $\int r_\lambda k_\lambda d\lambda$. На фиг. 3 показаны контур полосы пропускания фильтра, контур линии H_α , ход произведения $r_\lambda k_\lambda$ (за единицу принята интенсивность непрерывного спектра Солнца, прошедшего через фильтр). Если определим соответствующую площади S эквивалентную ширину, то излучение центра Солнца в абсолютных единицах будет $E_\odot \propto 2.9 \cdot 10^6 \cdot S$, или $E_\odot \propto 5.8 \cdot 10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$.

Так как протуберанцы и центр Солнца фотографировались в одинаковых условиях и одновременно, то при вычислении интенсивности излучения протуберанца в единицах интенсивности излучения центра Солнца коэффициент пропорциональности сокращается. Таким образом, излучение протуберанца в абсолютных единицах выразится:

$$E_{\text{пр}} = \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\odot}} E_{\odot} = 5.8 \cdot 10^6 \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\odot}},$$

где величина $I_{\text{пр}} / I_{\odot}$ получается непосредственно фотометрическим путем.



Фиг. 3. Пропускание фильтра в области H α

Так были определены интенсивности излучения протуберанцев в абсолютных единицах для всех измеренных точек.

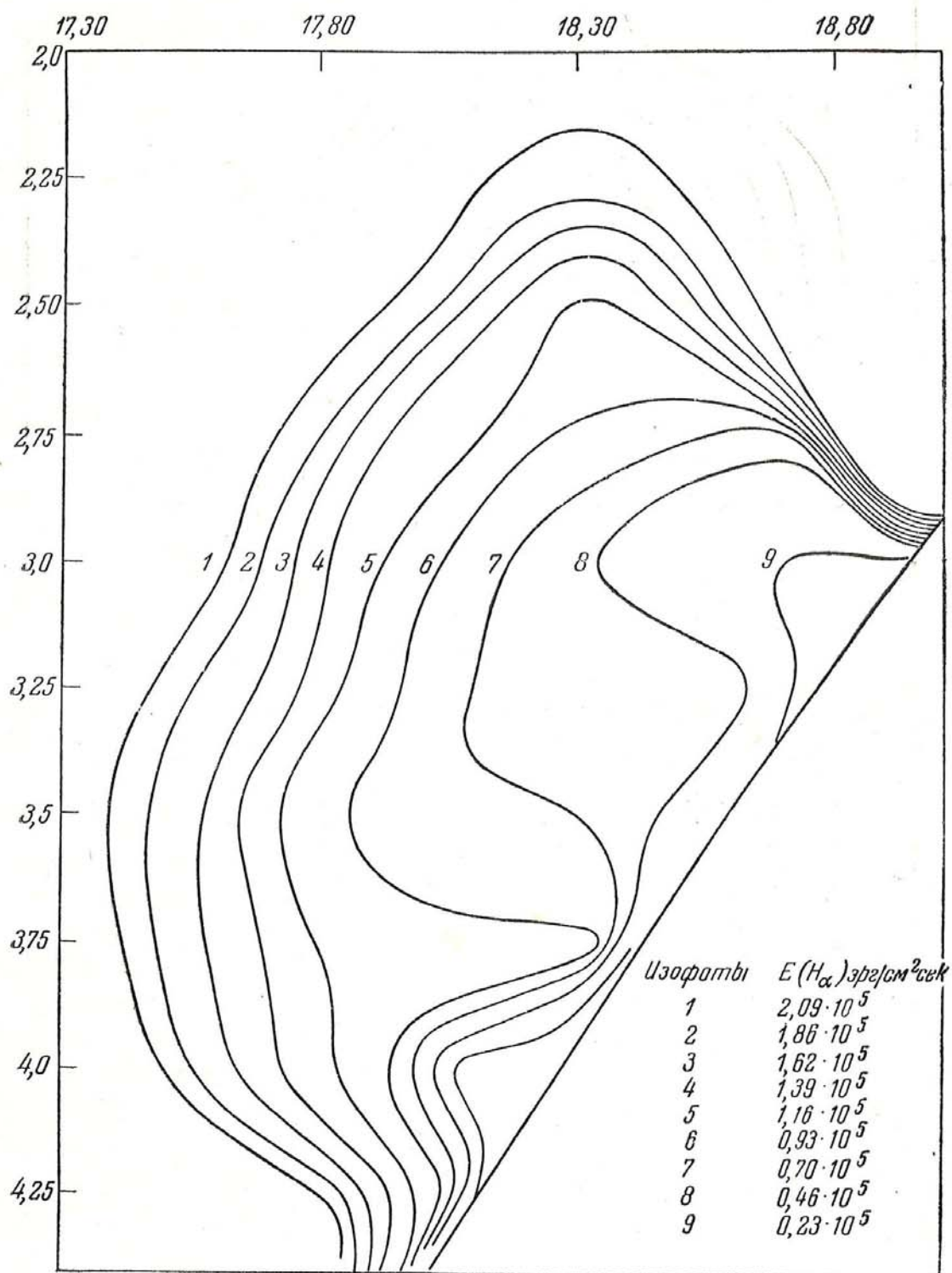
При помощи построения кривых распределения интенсивности и интерполирования значений интенсивности через равные промежутки были построены изофоты протуберанцев.

На фиг. 4 и 5 представлены изофоты спокойного и коронального протуберанцев.

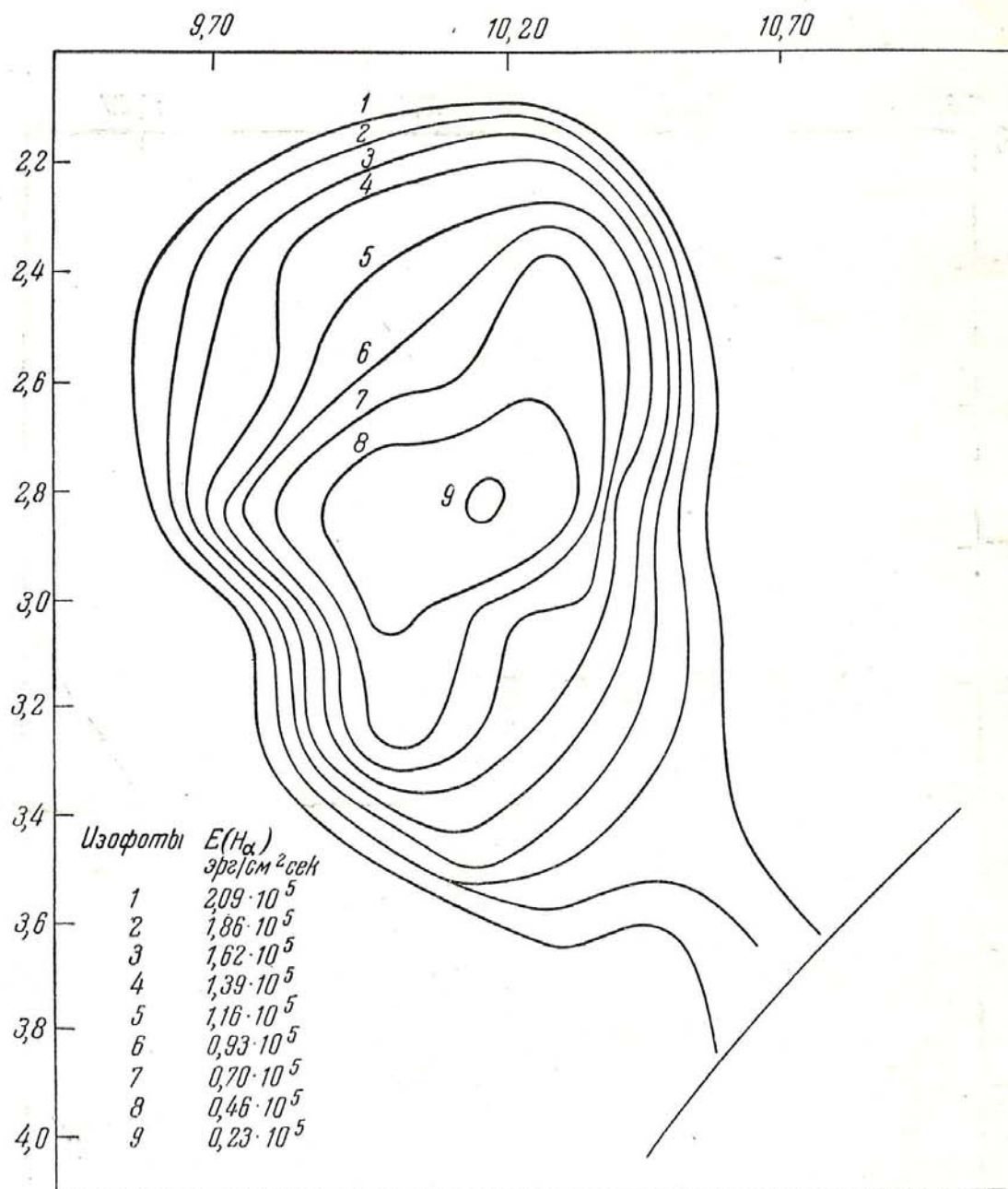
В табл. 1 приведены значения интенсивностей для обоих протуберанцев на каждой изофоте в относительных единицах и в абсолютных.

Таблица 1

№ изофоты	$I_{\text{пр}}/I_{\odot}$	$E_{\text{пр}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек.}}$
1	0.036	$2.09 \cdot 10^5$
2	0.032	$1.86 \cdot 10^5$
3	0.028	$1.62 \cdot 10^5$
4	0.024	$1.39 \cdot 10^5$
5	0.020	$1.16 \cdot 10^5$
6	0.016	$0.93 \cdot 10^5$
7	0.012	$0.70 \cdot 10^5$
8	0.008	$0.46 \cdot 10^5$
9	0.004	$0.23 \cdot 10^5$



Фиг. 4. Изофоты протуберанца (спокойного) 16/IX 1948 г. $10^h 45^m$



Фиг. 5. Изофоты протуберанца (коронального) 23/IX 1948 г. 16^h 20^m

Эти результаты хорошо совпадают с результатом спектрофотометрического анализа.

Так, для коронального протуберанца от 23 сентября 1948 г. была получена и обработана спектрограмма; после учета рассеянного света излучение протуберанца в эргах получилось

$$E_{\text{пр}} = 1,37 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Сравнив эту величину с данными таблицы, полученными посредством фотометрирования снимка того же протуберанца, полученного с фильтром,

мы находим хорошее согласие обоих результатов. Спектрограмма, как этого и следовало ожидать, дает полное излучение для средней части протуберанца, которая была установлена на щель спектрографа.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность профессору А. Б. Северному за руководство работой.

Л и т е р а т у р а

1. В r u c k и. M o s s, M. N. 105, 282, 1945.
 2. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг. Журн. техн. физ. 19, 997, 1949
и Изв. Крымской астроф. обсерв., 4, 1949.
 3. У н з о л ь д. Физика звездных атмосфер, стр. 42, 44, 1949.
-

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВСПЫШЕК НОВЫХ ЗВЕЗД

Э. Р. Мустель

Работа посвящена обсуждению тех свойств, которые отличают новые звезды от остальных звезд и которые так или иначе могли бы пролить свет на происхождение вспышек новых звезд. В начале статьи обсуждается вопрос об эволюционном истолковании бело-голубой последовательности, выдвинутом Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [3]. Привлекая критические замечания Б. В. Кукаркина [4], а также тот факт, что кратность различных звеньев бело-голубой последовательности различна, автор приходит к выводу, что новые звезды принадлежат к совершенно особому классу звезд и не являются промежуточной эволюционной ступенью звезд бело-голубой последовательности. В связи с этим отмечено, что все выдвигавшиеся до сих пор гипотезы о происхождении вспышек новых звезд как гипотезы, не связанные с совершенно особыми характеристиками данного класса звезд (включая и пространственные характеристики), являются весьма произвольными.

Для того чтобы выделить особые характеристики, отличающие новые звезды от остальных звезд, проведено краткое обсуждение вопроса об абсолютных яркостях новых звезд, их температурах, размерах и спектрах в нормальном состоянии. Далее обсужден вопрос о химическом составе новых звезд, причем сделан вывод, что, повидимому, в их внутренних частях аномально мало водорода. Наконец, обсуждены некоторые вопросы, связанные с массами новых звезд, в частности построена (табл. 1 и фиг. 1) зависимость между абсолютной яркостью новых звезд в нормальном состоянии и логарифмом их масс, найденных автором ранее ([32], [33], [34]). При этом отмечено, что, вплоть до окончательного решения соответствующего вопроса, на указанные массы следует смотреть как на числовой параметр, характеризующий силы, действующие к центру новой звезды во время ее вспышки.

В результате обсуждения всех вышеуказанных вопросов автор приходит к тому заключению, что наиболее резко выделяющейся характеристикой новых звезд являются их массы (понимаемые пока в вышеуказанном смысле). Наличие у новых звезд больших масс вполне естественно объяснило бы и происхождение их вспышек. На последние следовало бы смотреть как на механизм, при помощи которого новые звезды периодически освобождаются от своей излишней массы, не соответствующей их светимости.

Вопрос о происхождении вспышек новых звезд представляет исключительный интерес по целому ряду причин, главным образом космогонического характера. Он также представляет интерес и потому, что решение

многих основных проблем, связанных с самим явлением вспышек новой звезды, чрезвычайно сильно зависит от тех факторов, которые к этой вспышке приводят. Все это является причиной того, что к настоящему времени было высказано и частично разработано множество гипотез, пытавшихся так или иначе разрешить указанную задачу. Однако, к сожалению, все эти гипотезы имеют весьма существенный недостаток, который их полностью обесценивает, а именно: все они исходят из одного и только из одного факта вспышки звезды, полностью игнорируя ее остальные свойства. Однако в настоящее время стало совершенно очевидным, что новые звезды и перед вспышками (вернее, между вспышками) обладают *совершенно особыми свойствами* как в смысле макроскопических характеристик (положение на диаграмме Герцшпрунга—Рессела и т. д.), так и в смысле распределения в пространстве, о чем мы будем говорить дальше. Следовательно, указанные свойства должны быть *отправным пунктом* при построении *любой* гипотезы о происхождении вспышек новых звезд. В противном случае мы никогда не узнаем, почему вспыхивает именно данный класс звезд (именуемый новыми звездами), а остальные звезды — нет. Далее, в этом случае создаваемые гипотезы будут носить совершенно беспредметный характер, ибо, как мы знаем, большинство звезд, включая и наше Солнце, вообще не обладает *никакой* способностью к вспышкам. Наконец, создание таких «универсальных» гипотез наносит помимо всего явный ущерб вообще развитию науки о новых звездах, так как оно отвлекает усилия от построения действительно физической теории их вспышек, основанной на *непосредственных наблюдениях*.

В особенно сильной степени все сказанное относится к сверхновым звездам. Тем не менее уже сейчас существует несколько теорий вспышек сверхновых, причем на основании чисто теоретических соображений вычисляется даже масса сверхновых звезд! Ясно, что такой подход к этой еще более сложной проблеме является ошибочным в еще большей степени, чем для обычных новых звезд.

В настоящей работе не излагается какой-либо новой теории о происхождении новых звезд. Назначение этой работы состоит в том, чтобы критически обсудить вышеуказанные свойства новых звезд как звезд *совершенно особого типа* и тем самым указать те пути, по которым должны развиваться основы будущей теории вспышек новых звезд, теории, относящейся к звездам этого и только этого типа.

Единственная и притом вполне разумная попытка увязать факт вспышек у новых звезд с некоторыми особенностями этих звезд в смысле их расположения на диаграмме Герцшпрунга—Рессела была сделана Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [1], [2], [3]. Тем не менее, более глубокое рассмотрение этой попытки приводит к весьма серьезным трудностям, устранить которые вряд ли представляется возможным. Так как данный вопрос имеет самое непосредственное отношение к главной задаче нашей статьи, мы его обсудим по возможности полнее. При этом, однако, следует

оговориться, что *основной* целью такого обсуждения мы вовсе не ставим критику указанной попытки Воронцова-Вельяминова, ибо это частично уже сделано Б. В. Кукаркиным [4]. Напротив, в ходе обсуждения мы попытаемся просто показать, что новые звезды являются совершенно особыми объектами, не имеющими почти *ничего общего* даже, казалось бы, с родственными им звездами так называемой бело-голубой последовательности (см. далее).

Напомним вначале основные положения указанной гипотезы Воронцова-Вельяминова. Эта гипотеза основывается на существовании практически непрерывной* последовательности горячих звезд, последовательности, идущей сверху вниз в левой части диаграммы Герцшпрунга—Рессела. Данную последовательность Воронцов-Вельяминов именует «бело-голубой последовательностью». Из этой последовательности его интересуют в основном следующие звезды (в порядке уменьшающейся абсолютной яркости).

ОА-звезды, звезды Вольф — Райе, повторные новые звезды, обычные новые звезды (как те, так и другие в их нормальном состоянии наименьшего блеска) и, наконец, голубые и белые карлики.

Обратив внимание на то, что массы ОА-звезд составляют в среднем 30—40 $M_{\odot}$, массы звезд Вольф — Райе порядка 10 $M_{\odot}$, а массы белых карликов порядка $M_{\odot}$ и даже меньше, Воронцов-Вельяминов заключает, что бело-голубая последовательность (по крайней мере в указанном составе, т. е. без ядер планетарных туманностей и т. д.) является *эволюционной* последовательностью. ОА-звезда, следуя этому эволюционному пути, превращается в звезду Вольф — Райе, последняя — в повторную новую. Повторная новая после многочисленных вспышек переходит в обычную новую звезду, которая, испытав также большое число вспышек, превращается в голубой или белый карлик. Каждая фаза этого эволюционного пути характеризуется массой, *меньшей*, чем предыдущая.

Как уже указывалось, описанная эволюционная схема впервые подверглась критике в книге Б. В. Кукаркина [4] (стр. 35, а также 148). Наиболее существенным аргументом против рассмотренной гипотезы Воронцова-Вельяминова является, по мнению Кукаркина, различие в пространственных и кинематических характеристиках отдельных звеньев бело-голубой последовательности.

Остановимся кратко на этом вопросе, тем более что с момента выхода в свет книги Кукаркина появилась работа П. П. Паренаго [5], специально посвященная белым карликам. Перечислим основные пространственные характеристики отдельных последовательных звеньев бело-голубой последовательности. ОА-звезды образуют типичную плоскую подсистему** с относительно небольшой концентрацией звездной плотности D к центру

* Указанная непрерывность была установлена Б. А. Воронцовым-Вельяминовым в его первой работе [2] по данному вопросу.

** О разделении подсистем на плоские, сферические и промежуточные см. [4] и [6].

Галактики. Согласно работе Т. Черновой [7], величина $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$, характеризующая степень концентрации плотности D к центру Галактики, равна для ОА-звезд -0.10 ± 0.03 , в то время как степень концентрации плотности D вдоль Z -координаты, определяемая величиной $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$, равна -7.5 ± 1.3 .

Для звезд Вольф — Райе и повторных новых соответствующие характеристики нам пока неизвестны, поэтому мы перейдем к обычным новым. Согласно Б. В. Кукаркину [4], [8], подсистема новых звезд обладает *противоречивыми* характеристиками, а именно: с точки зрения распределения звездной плотности по Z -координате, подсистему новых звезд следует считать *плоской*. Для нее $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -4.0$. Однако, в противоположность *всем* объектам с большой концентрацией по Z -координате, новые звезды характеризуются и большой концентрацией к центру Галактики. Для них $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.26$. Последнее обстоятельство ярко бросается в глаза и при изучении новых звезд, вспыхивавших в туманности Андромеды. Они конденсируются к ядру туманности.

Изучение этих звезд также показывает, что они имеют тенденцию появляться на краях темных промежутков, отделяющих спиральные ветви туманности.* Во всяком случае новые звезды избегают ярких звездных облаков спиралей. Противоположная тенденция наблюдается у ОА-звезд и звезд Вольф — Райе. И те и другие чаще всего наблюдаются в ярких сгущениях Млечного Пути, где они, между прочим, проявляют склонность к сгущиванию. Сгущивание же новых звезд, если оно существует,** должно, согласно вышесказанному, проявляться *вне* ярких облаков. Наконец, следует отметить и ту особенность в распределении новых звезд, что они практически отсутствуют в Магеллановых Облаках. В то же время не менее половины вообще всех известных нам звезд Вольф — Райе зарегистрировано именно в этих облаках. Данное обстоятельство специально обсуждено Б. В. Кукаркиным ([4], стр. 139). Если бы новые звезды были естественным продуктом развития звезд Вольф — Райе, то их отсутствие в Магеллановых Облаках было бы совершенно непонятным фактом.

Перейдем теперь к белым карликам. Подсистема белых карликов отлична, согласно работе П. П. Паренаго [5], от подсистемы ОА-звезд, звезд Вольф — Райе*** и новых звезд, являясь подсистемой промежуточного типа. Для этой подсистемы, согласно исследованию П. П. Паренаго, $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.36$, а $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -1.08$. Она полностью отличается от всех вышеуказанных подсистем, характеризуясь большой концентрацией звезд

* В нашей Галактике многие новые звезды также находятся на краю темных каналов и кажущихся пустот в Млечном Пути (см. [1], стр. 188).

** Мы знаем еще очень мало звезд, чтобы подметить эту тенденцию.

*** Подсистема звезд Вольф — Райе является плоской системой. Мы не знаем лишь концентрации составляющих эту систему звезд к центру Галактики.

к центру Галактики и относительно небольшой их концентрацией к галактической плоскости.

Суммируя все вышеизложенное, мы видим, что *каждое* звено бело-голубой последовательности характеризуется своим особым пространственным распределением.* Это же, в соответствии с основным положением Б. В. Кукаркина ([4], стр. 147), означает, что между отдельными звеньями указанной последовательности *нет* непосредственной генетической связи, если, конечно, продолжительность «жизни» каждого из звеньев не чрезмерно велика, что, впрочем, противоречит самому духу эволюционной гипотезы Воронцова-Вельяминова. Действительно, если принять, например, время «жизни» звезды Вольф — Райе равным 10^5 лет, как это делает Воронцов-Вельяминов, то ясно, что за столь ничтожный с эволюционной точки зрения срок переход звезд Вольф — Райе (с превращением их в новые звезды) из одного пространственного распределения в другое полностью исключен.

Не меньшей, а быть может и более серьезной трудностью рассматриваемой эволюционной схемы является, по мнению автора настоящей статьи, различие в характере кратности звезд отдельных звеньев бело-голубой последовательности. Рассмотрим вновь эти звенья начиная с ОА-звезд и звезд Вольф — Райе. Известно, что среди ОА-звезд имеется много спектрально-двойных систем. При этом в большинстве случаев обе звезды таких двойных систем — горячие гиганты с несколько различающимися спектрами. Среди звезд Вольф — Райе за последнее время также открыты двойные системы, причем, как отмечает Воронцов-Вельяминов, имеются основания считать, что процент спектрально-двойных у этих звезд также велик, как и среди звезд класса В (см. [1], стр. 27). Более того, из статистического исследования Л. Мирзояна [9] следует, что спектрально-двойными является вообще подавляющее большинство звезд типа Вольф — Райе. Существенно, что во всех исследованных случаях спектр спутника звезды Вольф — Райе оказался принадлежащим к спектральному классу ОА или раннему В (горячие гиганты).

О звездах следующего звена — повторных новых — известно следующее. Звезда Т Северной Короны с несомненностью является двойной звездой со спутником-гигантом класса gM3.

У повторной RS Змееносца спектр спутника не наблюдался. Однако по континууму в визуальной части спектра RS Змееносца можно заключить, что и эта звезда имеет холодного спутника (литературу по этому вопросу см. [1], стр. 196). Все это говорит в пользу того, что весьма часто повторные новые являются двойными системами, причем спутником в таких системах является холодная звезда-гигант ([1], 200). В пользу этого вывода говорит также родство между повторными новыми и новоподобными переменными звездами типа Z Андромеды. В последнем же

* Несколько неясен здесь вопрос о связи между ОА-звездами и звездами Вольф — Райе. Однако эта неясность никак не сказывается на общих выводах.

случае (см. [1], табл. 5, [VII]) существование позднего спектра у звезды-гиганта является, повидимому, неизменным атрибутом сложного спектра новоподобной. О том, что здесь мы не имеем какого-то составного излучения, посылаемого нам одиночными звездами, а действительно двойные звезды, видно из многих соображений, и в первую очередь из того обстоятельства, что в совершенно аналогичном случае, представленном звездой Т Северной Короны, эта звезда оказалась, без сомнения, двойной звездой с явным орбитальным движением [10].

Перейдем теперь к обычным новым звездам. Из существующих наблюдательных данных следует, что это или одиночные звезды или звезды, имеющие *очень слабых* спутников типа, скажем, белых карликов, ибо в этом последнем случае спектр их можно не заметить на фоне более интенсивного спектра самой новой звезды (даже в ее минимальном, нормальном состоянии). Во всяком случае можно категорически утверждать, что подавляющее* число новых звезд не имеет спутниками холодных звезд-гигантов или горячих гигантов классов ОА или В.

Перейдем к последнему звену бело-голубой последовательности. Известно, что белые карлики нередко являются спутниками звезд самых различных классов. Например: наиболее известный белый карлик — спутник Сириуса, белый карлик — спутник долгопериодической звезды о Кита, и т. д.

Таким образом, мы видим, что характер кратности у отдельных звеньев бело-голубой последовательности в каждом случае резко отличен. Если, следовательно, считать, что данная последовательность является эволюционной, то наряду с эволюцией ее главных объектов должны, и притом совершенно определенным путем, эволюционировать спутники — сначала они должны быть горячими гигантами классов ОА и В, затем холодными красными гигантами класса М, затем уже у новых звезд или совсем не должно быть спутников или же этими спутниками должны быть белые карлики. Наконец, сами белые карлики могут быть спутниками звезд самых разнообразных классов звезд, ничего общего не имеющих с новыми звездами! В то же время совершенно очевидно, что такой параллелизм в эволюции главных звезд и их спутников противоречит всем нашим современным данным об эволюции звезд вообще! Если превращение горячих гигантов ОА и В в холодные М-гиганты, а затем М-гигантов в белые карлики и возможно, то время, потребное для перехода звезды из одной фазы в другую (скажем, превращение М-гиганта в белого карлика), должно быть столь большим, что может даже превысить все время предполагаемой эволюции звезд вдоль бело-голубой последовательности. Согласно последнему исследованию П. П. Паренаго [11], подсистемы горячих гигантов, М-гигантов и белых карликов характеризуются различ-

* Возможно, что когда-нибудь будут открыты звезды, нарушающие указанное правило. Однако для данного случая эти *исключения* не будут играть никакой существенной роли.

ными кинематическими и пространственными свойствами, а это с убедительностью говорит против какого бы то ни было превращения звезд одной из указанных подсистем в звезды другой (по крайней мере для настоящей фазы развития Галактики). Кроме того, требуемая относительно быстрая эволюция ОА-и В-звезд в красные гиганты, а последних в белые карлики * совершенно непонятна и со многих других точек зрения, например с точки зрения внутреннего строения звезд, и т. д. Рассмотренную трудность не спасет и то предположение, что, например, часть спутников звезд Вольф — Райе, возможно, не является горячими гигантами (селекция наблюдательного материала, см. [1], стр. 27). Действительно, и в этом случае мы все равно должны объяснить эволюцию уже *существующих* ОА-звезд (спутников звезд Вольф — Райе) и М-гиганты (спутники повторных новых), и т. д.

Помимо обеих рассмотренных трудностей эволюционной гипотезы Воронцова-Вельяминова к последней могут быть предъявлены возражения и другого характера. Главное — это то, что она с физической точки зрения не только не обоснована, но и вообще переход звезд из одного звена бело-голубой последовательности в другое представляется искусственным. Так, например, совершенно неясно, почему звезды Вольф — Райе превращаются в повторные новые звезды, а не продолжают терять материю тем же способом, т. е. посредством *непрерывного* истечения с конечным результатом в виде некоторой постоянной звезды (не вспыхивающей!). Ясно, что абсолютная яркость звезд тут не при чем, ибо многие ядра планетарных туманностей являются звездами Вольф — Райе. Далее, с точки зрения эволюционной гипотезы Воронцова-Вельяминова, попрежнему остается абсолютно непонятной *причина* вспышек новых звезд. В самом деле, согласно этой гипотезе, масса новых звезд порядка или даже меньше солнечной. Но тогда почему же все-таки новые звезды вспыхивают? Почему, например, не вспыхивают ядра планетарных туманностей, имеющие (при указанных массах новых) характеристики, сходные с характеристиками новых? На эти и им подобные вопросы гипотеза Воронцова-Вельяминова ответа не дает.

Таким образом, мы видим, что представление о бело-голубой последовательности как об эволюционной последовательности встречается с очень большими трудностями. Более того, из изложенных соображений следует, что новые являются совершенно особым классом звезд. В особенно сильной степени это следует из тех противоречивых свойств, которыми характеризуется, согласно Б. В. Кукаркину [4], [8], подсистема новых звезд. Поэтому мы имеем все основания ожидать у новых звезд каких-то совершенно *особых* характеристик, которые отличают их от всех остальных звезд и которые являются непосредственной причиной самих вспышек. Отыскание таких особых характеристик и должно являться

* Все время следует помнить, что, возможно, новые звезды вообще одиночки. Тогда трудности еще более возрастут.

первоочередной задачей всех исследований, связанных с проблемой происхождения вспышек. Как было указано в начале статьи, этому вопросу и посвящено данное, конечно самое предварительное, сообщение.

Кроме пространственных и кинематических данных основными характеристиками каждой звезды как некоторого макроскопического образования являются: ее спектр, масса M , полная светимость L , эффективная температура T_e , радиус R и, наконец, ее химический состав. Эти характеристики мы и должны обсудить, причем, в соответствии с совершенно правильной идеей Б. А. Воронцова-Вельяминова [2], за нормальное состояние звезды мы должны принять ее состояние между вспышками, ибо вся совокупность имеющихся данных свидетельствует о том, что явление вспышки у новой звезды есть явление повторяющееся (см. [1], стр. 369—370). К нормальному состоянию мы должны относить величины L , T_e и R , а также спектр звезды. С этих величин мы и начнем наше обсуждение, хотя главное внимание нами будет обращено на химический состав новых звезд и их массы.

При этом следует сразу же отметить, что в нашу задачу отнюдь не входит составление сводки по всему имеющемуся материалу, так как это может быть найдено в соответствующих обзорах [1], [12]. Нашей главной задачей будет отыскание таких характеристик у новых звезд, которые носили бы совершенно специфический характер и выделяли бы новые звезды как звезды особого класса.

Известно, что новые звезды в своем нормальном состоянии, после того как они успокоятся после вспышки, являются относительно слабыми горячими звездами, сходными по своему спектру со звездами Вольф — Райе или с некоторыми ядрами планетарных туманностей. При этом следует подчеркнуть, что мы имеем в виду спектр, создаваемый *самой* новой, т. е. спектр, отделенный от небулярного спектра расширяющейся оболочки.

Наиболее заметные различия между спектрами обычных звезд Вольф — Райе и спектрами бывших новых состоят в основном в следующем: а) в то время как спектр обычных звезд Вольф — Райе беден водородом, спектр бывших новых составлен только из ярких полос водорода, гелия и иногда СIII (линия 4650), причем часто водород является доминирующим элементом; б) ширина ярких полос в спектрах бывших новых в среднем гораздо меньше, чем ширина соответствующих полос в спектрах звезд Вольф — Райе. Так, например, ширина полос в спектре бывшей новой Орла 1918 указывает на истечение материи со скоростями, не большими чем 200 км/сек (см. [12], стр. 171); в) часто спектры бывших новых не содержат никаких ярких полос, а являются полностью непрерывными ([1], стр. 230). Это роднит их в данном отношении со спектрами ядер некоторых планетарных туманностей.

Однако извлечь из этих сведений что-либо определенное пока весьма трудно. Возможно, что указанные особенности являются особенностями, связанными только со специфическими условиями в поверхностных слоях бывших новых звезд, и не отражают глубоко действительную физиче-

скую природу новых звезд. Этот вывод связан также и со следующим обстоятельством. Все наши знания о бывших новых звездах основаны на изучении их в течение периода, не превышающего всего нескольких десятков лет после вспышки. В то же время мы не знаем, успевают ли новые звезды за это время достаточно «успокоиться» после столь грандиозного явления, как сама вспышка. Пример новой Орла 1918 наводит на мысль, что указанного периода совершенно недостаточно для полного успокоения новой звезды. Действительно, известно, что спектр этой звезды перед вспышкой был, хотя и не точно, классифицирован как спектр, близкий к спектру класса А. Во всяком случае в нем не имелось *никаких ярких полос* и подозревались лишь линии поглощения (см., например, [1], стр. 232). Наоборот, уже около трех десятков лет после вспышки ее спектр содержит *яркие* полосы, и нет никакого намека на линии поглощения. Таким образом, период «успокоения» у новых звезд занимает, повидимому, гораздо большие промежутки времени. Это предположение находит подтверждение во вспышках повторных новых. Спектр ТCrV был перед вспышкой 1946 г. заметно отличным от спектра этой звезды через три года после вспышки, когда он стал уже практически стационарным [1]. Правда, этот срок весьма небольшой, но мы должны иметь в виду, что время между вспышками, если основываться на соотношении Б. В. Куаркина и П. П. Паренаго [13], различается в случае новых и повторных новых почти на два порядка.

Представляет интерес и тот факт, специально обсужденный Мак Лафлином [14], что яркие полосы, характеризующие спектр бывшей новой звезды в течение рассматриваемого периода, появляются иногда очень рано — тогда, когда новая звезда *далеко* еще не находится в состоянии равновесия, а ее поверхностные слои испытывают возмущающее действие самых различных факторов. Отсюда следует, что указанные полосы являются, скорее, результатом этих неустойчивых процессов переходного периода и совсем не обязательно должны быть связаны с более поздним уже нормальным состоянием звезды.

Наконец, представляет интерес и то обстоятельство, что, как будто, имеется тенденция к исчезновению ярких полос в спектрах давно вспыхивавших звезд ([1], стр. 230). Иначе говоря, можно ожидать, что по истечении достаточного времени полосы излучения в спектрах новых звезд вообще исчезают. Эта тенденция находится в согласии с указанным выше случаем N Aql 1918.

Согласно всему сказанному, мы не имеем пока достаточных оснований утверждать, что спектр новой через несколько десятков лет после вспышки характеризует ее нормальное состояние. Возможно, что период полного «успокоения» новой звезды исчисляется даже сотнями лет.

Эта неопределенность в фиксировании «нормального спектра» влечет за собой и неопределенность в величине «нормальной температуры» для новой звезды, а вместе с тем неопределенность в размерах последней.

Единственная величина, которая до вспышки и через несколько десятков лет после нее одна и та же, — это яркость звезды. Следовательно, сравнение абсолютной яркости новых звезд между их вспышками с абсолютными яркостями других объектов вполне законно. При этом, конечно, имеет определенный смысл проводить указанное сравнение лишь в том случае, если эти объекты имеют с новыми звездами и многие другие более или менее сходные характеристики. К таким объектам, без сомнения, относятся ядра планетарных туманностей — горячие звезды небольшого радиуса. Правда, как указывалось выше, спектр новых звезд, а следовательно, и температура в их нормальном состоянии являются пока весьма неопределенными. Тем не менее, несмотря на эту неопределенность, мы все же имеем основания считать, что новые звезды между вспышками — это *горячие*, а тем самым (судя по их абсолютной яркости) — *карликовые* звезды. В пользу данного утверждения говорит случай N Aq1 1918, спектр которой до вспышки был все-таки спектром какого-то раннего класса, о чем свидетельствовала высокая интенсивность его ультрафиолетового конца.

Однако указанное сравнение не приводит ни к каким сколько-нибудь важным выводам в отношении вопроса о происхождении вспышек. Согласно данным, представленным Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [2], на его диаграмме бело-голубой последовательности, класс новых звезд *проникает* по своим абсолютным яркостям в класс ядер планетарных туманностей. Между абсолютными визуальными яркостями 0^m и $+5^m$ имеются в достаточном количестве как новые звезды, так и ядра планетарных туманностей. Из сказанного следует, что в отношении совокупности всех трех параметров: L , T_e и R новые звезды в своем нормальном состоянии довольно сходны с ядрами планетарных туманностей, и выделить здесь какую-либо особенность, которая бы прямо или косвенно отвечала на вопрос: почему первые вспыхивают, а вторые нет, пока нельзя. Тем более трудно сделать какие-либо выводы из сравнения новых звезд с другими звездами, отличными от ядер планетарных туманностей. Разнообразие в величинах L , T_e и R в последнем случае столь велико, что и здесь такое сравнение вряд ли что может дать. Все это нас заставляет обратиться в поисках причины вспышек новых звезд к особенностям последних в отношении их химического состава и их массы.

Обратимся вначале к вопросу о химическом составе новых звезд. Как это отмечено Б. А. Воронцовым-Вельяминовым ([1], стр. 363), новые (и сверхновые) звезды в отношении анализа их химического состава представляют по сравнению с подавляющим большинством остальных звезд совершенно особый интерес. Действительно, здесь мы имеем дело со взрывом огромной силы, который если и не затрагивает самых глубоких частей звезды (ее недр), то во всяком случае выносит на поверхность материю, залегающую до этого достаточно глубоко. А это означает, что в случае новых и сверхновых звезд мы имеем возможность судить о химическом составе не только их внешней оболочки, но и гораздо более глубоких частей. Правда, в этом

имеется и некоторый недостаток, ибо, изучая новую (или сверхновую) звезду во время вспышки, мы изучаем тем самым материю, выброшенную из самых различных слоев, а следовательно получаем сведения о каком-то «среднем» химическом составе. Наоборот, у стационарных звезд мы изучаем химический состав самых внешних частей их оболочек, а следовательно сравнение химического состава в обоих случаях носит весьма сложный, запутанный характер. Тем не менее в данном отношении можно сделать существенные выводы, чем мы сейчас и займемся.

К изучению количественного химического состава новых звезд следует подходить с весьма большой осторожностью. Известно, что такого рода исследования почти целиком основываются на анализе линий поглощения или там, где нет надежных линий поглощения, а имеются полосы излучения, — на анализе последних. В свою очередь такой анализ включает в качестве своей важнейшей части анализ условий возбуждения и ионизации атомов в звездной оболочке. В то же время в оболочках новых звезд указанные условия резко отличны от тех условий, которые господствуют в оболочках обычных стационарных звезд. Эта специфичность условий возбуждения и ионизации связана со многими факторами. Одним из главнейших факторов такого рода является то, что все процессы, происходящие в оболочках новых звезд, полностью нестационарны. Далее, возбуждение и ионизация в этих оболочках могут в значительной мере определяться не только излучением, что имеет место в атмосферах обычных звезд, но и столкновениями между атомами. Такие столкновения должны возникать при встрече и взаимопроникновении различных газовых конденсаций, движущихся с различными скоростями. Без сомнения, из подобного рода конденсаций и состоят оболочки новых звезд, так как сам процесс «вспышки» носит характер *взрыва*. В состоянии *непрерывно длящегося взрыва* находятся внешние слои новой звезды (не ее главной оболочки!) и после максимума блеска по крайней мере в течение нескольких месяцев [15]. Наконец, все те оболочки новых звезд, которые создают линии поглощения и излучения, удалены от фотосферических слоев звезды, что также весьма затрудняет соответствующий анализ.

К указанным трудностям можно было бы добавить и то, что после максимума блеска (а иногда и до него) интенсивность линий поглощения сильно искажается (уменьшается) наложением полос излучения. Все эти обстоятельства следует принимать во внимание при проведении *количественного* химического анализа.

К сожалению, до настоящего времени вообще не проводилось подобных исследований, и почти все заключения об относительном содержании различных элементов приходится делать на основании *качественного* сравнения спектров новых звезд со спектрами стационарных звезд. Оставляя на будущее заключения количественного характера, мы попытаемся отметить и критически обсудить все те данные, которые как-либо выделяют новые звезды от всех остальных звезд.

Все существующие данные о спектрах новых звезд говорят о том, что эти спектры по относительной интенсивности линий в общем весьма сходны со спектрами обычных звезд соответствующих классов. Так, на основании анализа спектров многих новых звезд Мак Лафлин ([12], стр. 155) указывает, что главный спектр, появляющийся после максимума блеска, является почти полной копией спектра *сверхгиганта* класса А или F. Обычно указывается на близость главного спектра к спектру сверхгиганта α Лебеда.

Главные отличия спектров новых звезд от спектров сверхгигантов * следующие:

1) очень часто в спектрах новых звезд аномально сильны линии некоторых элементов — O, C, N и других;

2) в некоторых случаях спектры новых звезд (например, N Lac 1936) вообще бедны линиями поглощения. Этот факт связан, повидимому, с тем, что оболочки соответствующих звезд находятся в состоянии сильнейшей турбулентности. Данное объяснение предлагалось многими авторами.

Вопрос об аномальной интенсивности линий указанных элементов представляется весьма важным, и мы должны его обсудить особо. Однако прежде чем это делать, мы остановимся специально на вопросе об относительном процентном содержании в оболочках новых звезд водорода. Данная проблема имеет совершенно исключительное значение не только для вопроса о происхождении вспышек новых звезд, но и для других вопросов. Выделение водорода среди других элементов связано, как это совершенно очевидно, с тем, что он является наиболее обильным элементом в атмосферах обычных звезд (на 1 атом металлов приходится около 10 000 атомов водорода).

Различнейшие данные показывают, что и в оболочках новых звезд (если не погружаться слишком вглубь звезды, см. далее) водород является столь же обильным элементом, как и в атмосферах обычных звезд. Ввиду важности рассматриваемого вопроса обсудим эти данные как можно подробнее.

Обратимся сначала к *предмаксимальному* спектру новых звезд, т. е. спектру поглощения, наблюдаемому перед максимумом блеска. Перечислим для отдельных новых звезд характеристики водородных линий указанного спектра.

N Per 1901. Описывая спектр этой звезды перед максимумом, Мак Лафлин ([16], стр. 64) указывает, что 22/II линии H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ и H_ζ являлись *сильными* линиями. Первые три из них имели умеренную ширину, последние две были широкими.

N Gem 1912. Согласно описанию Кэртиса [17], линии H_β , H_γ , H_δ являлись 13/III *сильными* линиями.

* Речь, конечно, идет только о химическом составе.

NAql 1918. То, что в предмаксимальном спектре данной звезды линии H были также *сильными*, следует из ряда репродукций. Так, например, это хорошо видно из репродукций, опубликованных Батлером [48], равно как и из сравнения предмаксимального спектра NAql 1918 со спектром α Cyg, содержащегося в работе Кэннон [49].

NCyg 1920. В своей работе по NCyg 1920 Балдуин [20] пишет, что в предмаксимальном спектре этой звезды (система O в его обозначениях) бальмеровская серия *сильна*.

NPic 1925. На стр. 149 своей работы по данной звезде Спенсер-Джонс [21] пишет, что в течение периода 25/V—5/VI, т. е. перед максимумом блеска, водородные линии являлись *сильными*.

NHer 1934. То, что перед максимумом блеска линии H в спектре данной звезды были *сильными*, следует из многочисленных работ. К этому, в частности, приводит рассмотрение контуров некоторых линий H, построенных по спектрограммам, полученным и любезно предоставленным мне для этой цели академиком Г. А. Шайном.

N Lac 1936. На стр. 18 своей работы по N Lac 1936 Бобровников [22] пишет, что 20/VI водородный спектр звезды *очень силен*.

Мы здесь ограничились лишь немногими данными. Остальные исследования лишь подтверждают все выписанные характеристики. Из сказанного следует, что водородные линии в предмаксимальном спектре всех семи новых звезд, захваченных перед максимумом, являются весьма интенсивными, во всяком случае, как показывает дополнительный просмотр материала, не менее интенсивными, чем линии H в спектрах звезд соответствующих классов (сверхгиганты классов A, F, см. выше).

Практически те же самые результаты получаются и при осмотре *главного* спектра новых звезд, т. е. спектра, наблюдающегося после максимума и соответствующего основной массе материи, выброшенной звездой при вспышке.* При этом следует иметь в виду, что линии поглощения главного спектра могут быть ослаблены из-за наложения на них краев ярких полос излучения. Данное обстоятельство должно иметь особенную силу как раз для водородных линий, ибо полосы излучения водорода обычно являются наисильнейшими. Однако, несмотря на указанный эффект, и в главном спектре, как мы уже отметили, линии H являются вполне нормальными для данного спектрального класса. Это следует из различных работ.

В отношении NPer 1901 здесь следует указать работу А. Белопольского [23]. В отношении NGem 1912 см. [47]; в отношении NAql 1918 см. [48], [49] и [42]; в отношении NCyg 1920 см. [20]; в отношении NPic 1925 см. [21]; в отношении NHer 1934 исходным может служить тот же материал Г. А. Шайна и, наконец, для N Lac 1936 см. ту же работу Бобровникова [22].

* Образование главной оболочки, создающей главный спектр, происходит сразу же после максимума.

О весьма большом относительном обилии водорода в главных оболочках свидетельствуют также следующие факты:

а) Как указывает Мак Лафлин ([12], стр. 155), линии поглощения водорода в главном спектре новых звезд являются наиболее устойчивыми. Они исчезают самыми последними. б) Полосы излучения водорода, принадлежащие главному спектру, являются, как правило, самыми яркими.

Далее, водородные линии поглощения являются *наисильнейшими* и в диффузно-искровом спектре новых. В то же время все данные говорят о том, что материя, образующая этот спектр, выбрасывается из относительно внешних (!) слоев протяженной фотосферы новой после максимума [24], [25]. Этот факт важен тем, что состояние возбуждения и ионизации в материи, образующей диффузно-искровой спектр, резко отличается от такового же как в случае предмаксимального спектра, так и в случае главного спектра.* Следовательно, относительно высокое обилие водорода во внешних оболочках новых звезд не может быть объяснено особенностями в возбуждении и ионизации этого элемента. Таким образом, мы имеем достаточные основания утверждать, что во внешних оболочках новых звезд процентное содержание водорода примерно таково же, и во всяком случае не намного ниже, чем процентное содержание водорода в атмосферах подавляющего большинства стационарных звезд.

Обратимся теперь к наиболее существенным аномалиям в химическом составе оболочек новых звезд. Здесь в первую очередь следует выделить кислород и углерод. Как отмечает Мак Лафлин ([12], стр. 155), присутствие интенсивных линий *поглощения* OI и CI является отличительной чертой главного спектра новых звезд по сравнению со спектром типичного сверхгиганта соответствующего класса; согласно работе Г. А. Шайна и П. Ф. Шайн [26], линии OI и CI в спектре сверхгиганта α Cyg являются весьма слабыми. Из семи указанных выше ярких новых это обстоятельство выявилось у шести звезд. В спектре N Psc 1925 линии поглощения OI и CI отсутствовали. Далее, имеются основания считать, что аномально обильным элементом в главной оболочке является и азот. Об этом свидетельствует совершенно неожиданное появление в главном спектре N Aql 1918 и N Her 1934 почти сразу же после максимума блеска аномально интенсивных молекулярных линий поглощения CN. В спектре N Her 1934 линии CN были классифицированы даже как сильные [28]. В то же время существование таких интенсивных линий полностью противоречит спектру обеих звезд после максимума. В обоих случаях это был спектр cF5 (см. [12], стр. 154). В спектрах же обычных звезд класса cF5 линий CN вообще не наблюдается. Таким образом, вряд ли можно сомневаться в том, что указанная аномалия являлась аномалией в процентном содержании обоих элементов — и C и N. Кроме того, мы

* Условия возбуждения и ионизации в обоих последних случаях также резко различаются между собой.

увидим далее, что чрезвычайно высокое процентное содержание азота является характернейшим свойством орионова спектра новых звезд.

Обратимся вновь к главному спектру. Помимо О, С и N заслуживают особого внимания следующие факты. В спектре N Per 1901 одними из наиболее ярких полос в переходной и небулярной фазах были запрещенные линии дважды ионизованного неона [46]. Это говорит о том, что в главной оболочке N Per 1901 неон был аномально обилен. Мак Лафлин [27] находит, что этот элемент вообще аномально обилен в оболочках большинства новых. В главной оболочке N Pic 1925 была, повидимому, аномально обильна сера.

Во многих случаях, наоборот, имеет место относительно пониженное содержание некоторых элементов. Так, например, 12 июня в спектре N Lac 1936 было отмечено (см. [22], стр. 25) совершенно непонятное отсутствие линий натрия D_1 и D_2 , в то время как, судя по спектру, они должны были быть достаточно интенсивными, и т. д.

Можно было бы перечислить и другие случаи повышенной или пониженной интенсивности различных линий. * Во многих этих случаях мы с несомненностью имели дело не с особенностями в возбуждении и ионизации атомов, а с реальными отклонениями от обычного химического состава. Однако эти отклонения вряд ли существенны для интересующего нас вопроса. В основном, как мы уже указывали, предмаксимальный и главный спектры мало отличаются от спектров соответствующих классов обычных звезд. Единственная *существенная* аномалия, которую, повидимому, не следует забывать, это аномалия в содержании О, С и N.

До сих пор мы говорили только о предмаксимальном, главном и диффузно-искровом спектрах новых звезд. В то же время исключительно большой интерес представляет их *орионов* спектр. Обсуждение всех известных нам характеристик этого спектра, а также соответствующие подсчеты, касающиеся возможной роли светового давления, привели автора [24], [25] к тому выводу, что материя, образующая орионов спектр новой звезды, выбрасывается из относительно неустойчивой области, расположенной где-то на *достаточно большой* глубине внутри звезды. Поэтому представляется важным сравнение этого спектра со всеми вышеуказанными спектрами, связанными с более внешними оболочками звезды.

Такого рода сравнение подтверждает факт, установленный для внешних оболочек, а именно: аномально высокое содержание некоторых легких элементов второго периода таблицы Менделеева — О, С и особенно N. При этом, как мы увидим далее, вполне возможно, что указанная аномалия в *глубоких* слоях новых звезд еще более усилена.

Так как орионов спектр новых звезд состоит в основном из линий Н, С, О и N, то главным критерием, позволяющим судить о содержании С, О и N, является интенсивность этих линий по отношению к

* Соответствующий обзор см. [4], стр. 363—365.

интенсивности линий Н. Обратимся вначале к интенсивности линий бальмеровской серии в орионовом спектре.

Существующие спектроскопические данные относительно присутствия водорода в орионовом спектре «основных» звезд, перечисленных нами выше, таковы ([12], стр. 159): водородные линии поглощения этого спектра были *слабы* в спектрах N Per 1901, N Gem 1912, N Aql 1918; они отсутствовали в спектрах N Her 1934 и N Cyg 1920; в спектре N Lac 1936 линии орионика и диффузно-искрового спектра практически совпадали, так что какие-либо заключения здесь сделать трудно; в спектре N Pic 1925 водород в орионовой системе был силен. Однако в данном случае эта система была, повидимому, просто результатом усилившихся ионизации и возбуждения атомов, образывавших диффузно-искровой спектр.

В противоположность линиям водорода многие другие линии поглощения орионика спектра оказываются часто *интенсивными* или даже *весьма интенсивными*. В этом отношении особенно выделяются линии 4097 и 4103 N III. Эти линии часто сильны и там, где вообще орионов спектр слаб; в качестве примера можно указать N Per 1901. Орионов спектр (по тем же данным [12], стр. 159) был силен (за исключением водорода) у N Gem 1912, N Aql 1918, N Her 1934; в спектре N Per 1901 были сильны, как только что говорилось, линии N III. Умеренной интенсивности он был у N Cyg 1920, N Pic 1925, N Lac 1936.

Во многих случаях весьма сильными являются также линии О и С. Так, например, в обоих орионовых спектрах N Her 1934 были очень сильными ([29], стр. 177 и 186) линии О II, причем в обоих случаях линии водорода отсутствовали.

Все эти факты аномально высокой интенсивности линий N, С и О в орионовом спектре по сравнению с интенсивностью линий Н в том же спектре вряд ли могут быть связаны с какими-либо особыми условиями, в которых находится орионика материя. Так, например, слабость или даже отсутствие (!) линий Н при *сильных* или *очень сильных* линиях N III не может быть результатом той высокотемпературной ионизации, которая характеризует вообще материю, образующую этот спектр. Действительно, анализ спектров О- и В-звезд показывает [30], что даже в максимуме своей интенсивности (около класса 08) линии 4097 и 4103 N III *слабее*, чем линии Н, что находится в разительном противоречии с только что указанным фактом. Далее, как отмечает Мак Лафлин ([29], стр. 186), появление *сильных* линий С II и О II в орионовом спектре N Her 1943 *перед* тем, как сделались заметными линии He I, противоречит нормальному ходу развития спектров обычных звезд при повышении температуры. В спектральной последовательности ход явления совершенно противоположен.

Все указанные факты, а также многие здесь не перечисленные, говорят о том, что, действительно, процентное содержание N, О и С в орионовой материи является по сравнению с водородом и, повидимому, с гелием аномально высоким. При этом сразу же возникает очень важный

вопрос, различается ли процентное содержание N, C и O по отношению к H, в орионовой материи, с одной стороны, и во внешних оболочках, рассмотренных выше, — с другой. В последнем случае, как мы видели, содержание водорода является, повидимому, вполне нормальным, и большая сила линий N, C и O есть лишь результат аномально высокого содержания этих элементов. Наоборот, вполне возможно, что интенсивность линий N, C и O в орионовом спектре по отношению к линиям H в этом же спектре свидетельствует (особенно отсутствие линий H в ряде случаев) о бедности водородом в орионовой материи. Это означало бы, что *внутри* новой звезды водорода относительно меньше, чем в ее внешних частях. Однако делать здесь пока какие-либо окончательные выводы нельзя. Необходимо тщательное количественное сравнение химического состава орионовой материи и материи, образующей обрамляющий слой новых перед максимумом, главную оболочку и диффузно-искровой спектр. Это одна из первоочередных наблюдательных и теоретических задач физики новых звезд.

Наряду с химическим анализом оболочек новых звезд, основывающимся на изучении интенсивностей линий поглощения и излучения, весьма важен анализ тех пространственных и кинематических особенностей, которыми часто характеризуются различные элементы в оболочках. В качестве примера рассмотрим вспышку N Her 1934. Наблюдения установили, что предмаксимальный спектр этой звезды состоял из двух систем* — первая из них, появившаяся раньше и притом имевшая большее смещение, была образована водородными линиями, в то время как вторая, с меньшим смещением, появилась слегка позже и была образована линиями металлов. Правда, при этом имелась весьма заметная дисперсия скоростей у различных линий одного и того же элемента, и вообще разграничение между обеими системами было нерезким. Однако оно было вполне реальным и означало, что водород удаляется от звезды в среднем с большей скоростью, чем более тяжелые элементы. Вначале это различие составляло несколько сот километров в секунду, но по мере приближения звезды к максимуму оно убывало, и уже вблизи максимума все элементы двигались практически с одной и той же скоростью. Повидимому, это выравнивание скорости было связано с прохождением одного газа (водорода) через другой (остальные элементы). Такое выравнивание скоростей было связано с взаимными столкновениями между атомами и, следовательно, с излучением в линиях [15].

Несомненно, рассматриваемый наблюдательный факт представляет исключительный интерес, ибо в данном случае мы имеем дело с каким-то расслоением выбрасываемой материи по различным элементам. Однако истолкование этого факта вызывает много трудностей. Действительно, мы совершенно не знаем причин указанного расслоения. Здесь имеются две возможности: 1) расслоение на отдельные элементы было в новой звезде

* См., например, рис. 61 из книги Б. А. Воронцова-Вельяминова [1].

еще до вспышки; 2) оно возникло в процессе вспышки в результате того, что какие-то гипотетические факторы действовали на атомы различного атомного веса по-разному. Хотя полностью отрицать вторую возможность и нельзя, тем не менее она является по многим причинам маловероятной. Если, таким образом, удалось бы доказать, что имеет место первый вариант, то это было бы фактом совершенно выдающейся важности, так как принято считать, что в звездах *никакого* расслоения элементов нет, т. е. имеет место их полное перемешивание. Более того, в рассматриваемом случае появились бы непосредственные указания на то, что водород расположен, в среднем, в более внешних частях новых звезд, ибо, как мы указывали, Н-система была зарегистрирована первой. Таким образом, решение данной проблемы также следует поставить в число первоочередных задач физики новых звезд.

Второй пример особого расслоения атомов в выброшенной оболочке также относится к N Her 1934. Снимки туманности (главной оболочки), окружавшей N Her 1934, сделанные Бааде [31] в 1942 г., показали *совершенно различный вид** в линиях N_1 , N_2 , принадлежащих, как известно, [O III], и красных линиях 6584 и 6548, принадлежащих [N II]. Иначе говоря, азот и кислород (по крайней мере в указанных состояниях) были распределены в туманности совершенно различным способом. Представляется в высшей степени невероятным, чтобы такое расслоение атомов могло возникнуть в процессе долголетнего расширения выброшенной оболочки. Действительно, для этого пришлось бы ввести какие-то механизмы, которые действовали бы не радиально (т. е. в направлениях от звезды), а перпендикулярно к радиальным направлениям. Гораздо вероятнее, что указанное распределение материи связано как-то с самим процессом вспышки. Однако наряду с этим объяснением следовало бы поискать причину указанной расслоенности излучения и в различных условиях возбуждения и ионизации (например, различие в плотностях материи, и т. д.). Во всяком случае эта проблема с точки зрения химического состава также представляет исключительный интерес.

Случаи, подобные двум здесь рассмотренным, следовало бы поискать и у остальных новых звезд. Это может привести к важным выводам.

Подведем краткий итог всему вышесказанному. Имеющийся пока качественный материал позволяет сделать следующие основные выводы. Во внешних оболочках новых звезд химический состав материи, включая и водород, мало отличается от химического состава большинства стационарных звезд. Главное отклонение от него — аномально высокое процентное содержание O, C и N, хотя в ряде случаев могут быть некоторые исключения (например, N Pic 1925). Подобная же аномалия имеет место и для орионовой материи, выбрасывающейся с относительно больших глубин внутри новых звезд. Возможно, что в данном случае эта аномалия является гораздо более сильной и свидетельствует не только о богатстве

* Снимки Бааде воспроизведены в [1], фото 36 в конце книги.

орионовой материи атомами N, O и C, но и о бедности ее атомами водорода. Об этом говорит подчас огромная сила линий N III при полном отсутствии водородных линий или при их относительно большой слабости. Ясно, что все эти выводы должны подвергнуться количественной проверке, и это одна из главнейших очередных проблем физики новых звезд.

Перейдем теперь к вопросу о массах новых звезд. Этот вопрос является исключительно сложным из-за того, что среди новых звезд нам не известно ни одной двойной звезды. Исключение составляют лишь *повторные* новые. Однако в отличие от обычных одиночных звезд новые звезды, как звезды взрывающиеся, позволяют подойти к рассматриваемому вопросу с другой стороны. Здесь вместо изучения орбиты в случае двойной звезды можно изучать движение выброшенной материи в поле тяготения самой звезды, а отсюда уже делать соответствующие заключения. Подобный метод был рассмотрен автором в его предыдущих работах [32], [33] и [34]. Для того чтобы сделать положение совершенно ясным, напомним важнейшие факты. Основная возможность оценивать массы новых звезд возникает из изучения механизма расширения этих звезд перед максимумом блеска. Здесь возможны два варианта:

А. Максимум блеска имеет чисто «оптический» характер. Выброшенная в начале вспышки материя расширяется, и ее оптическая толщина τ_ν непрерывно убывает. Однако до тех пор, пока $\tau_\nu > 1$, светимость звезды L_ν в данной частоте ν растет. Когда τ_ν становится сравнимой с единицей, величина L_ν имеет максимум и затем, в связи с продолжающимся убыванием τ_ν , также убывает. Этим и обусловлен максимум блеска [35].

Б. Максимум блеска связан с тем, что фотосфера новой, достигнув своих наибольших размеров, начинает сокращаться под действием тяготения со стороны основной массы звезды. Главная оболочка, наблюдаемая впоследствии как туманность, окружающая новую, отделяется сразу же после максимума блеска, причем отделяются лишь внешние части весьма протяженного обращаемого слоя звезды [36].

Весьма подробное обсуждение обоих этих вариантов, проведенное автором в первой из трех указанных статей [32], показало, что вариант А встречается с исключительно серьезными трудностями. Главнейшие из этих трудностей таковы: из этого варианта с необходимостью следует, что сразу же после максимума блеска, в интенсивности непрерывного спектра новой при пределе серии Бальмера должен появляться исключительно большой скачок. Если $I_{\nu+\varepsilon}$ есть интенсивность непрерывного спектра новой сразу же за пределом указанной серии, а $I_{\nu-\varepsilon}$ — та же интенсивность непосредственно перед пределом, то отношение $I_{\nu+\varepsilon}/I_{\nu-\varepsilon}$ должно тотчас же после максимума увеличиваться до 20—30 по сравнению с единицей (или даже с величиной < 1) перед максимумом. Все это полностью противоречит наблюдениям. Данные Бера [37] по N Lac 1936 и указания Сойеера [38] в отношении N Aql 1918 говорят о том, что в спектрах этих новых сразу же после максимума и в течение

нескольких дней спустя него вообще не наблюдалось никакого скачка.* Скачок рекомбинационного характера в спектре N Лас 1936 появился (лишь через две недели после максимума.) Эта трудность варианта А является в высшей степени серьезной, и автор не видит никаких путей к ее преодолению. В частности, введение каких-либо аномалий в процессы возбуждения водородных атомов ничего не даст, ибо бальмеровская серия и поглощение за пределом этой серии связаны с *одним и тем же уровнем*. В то же время интенсивность бальмеровской серии в предмаксимальном и главном спектрах новых звезд является, как мы видели выше, вполне нормальной.

Второй, столь же серьезной трудностью варианта А является то, что он не может дать никакого объяснения одной из *основных* закономерностей, наблюдаемых в спектрах новых звезд, — замене *предмаксимального* спектра *главным* спектром. Однако ввиду того, что это обсуждено весьма подробно в соответствующей работе автора [32], мы входить в детали этого вопроса не будем.

Эти, а также другие не перечисленные здесь [32], трудности первого варианта заставляют его отвергнуть и обратиться ко второму, т. е. к варианту Б. При помощи последнего удастся вполне удовлетворительно объяснить не только указанную закономерность, связанную с превращением предмаксимального спектра в главный, но и другие, не менее важные [36]. Считая, таким образом, что вариант Б соответствует действительности, мы можем оценивать минимальные массы новых звезд, исходя из основных положений этого варианта, а именно: мы можем воспользоваться тем, что в данном случае фотосферическая материя не покидает звезду безвозвратно, а, достигнув наибольшего удаления (момент максимума блеска), вновь начинает двигаться к центру звезды. Иначе говоря, скорость расширения фотосферической материи v_p на любом уровне r *меньше*, чем параболическая скорость вылета на этом уровне. И так как величины v_p и r мы можем подсчитать, то можно подсчитать и минимальную массу звезды $M_{\min}$. Указанные соображения являются основными в данном отношении, и, следовательно, на этот метод подсчета $M_{\min}$ мы можем смотреть как на основной метод.**

Другой метод оценки масс у новых звезд связан с тем, что определенные системы линий поглощения в спектрах некоторых из этих звезд обнаружили уменьшение (со временем) смещения. Если это уменьшение есть результат замедления соответствующих поглощающих оболочек в поле тяготения звезды, то и здесь может быть оценена минимальная

* Отсутствие в этих спектрах обычного скачка с $(I_{\nu+\varepsilon} / I_{\nu-\varepsilon}) < 1$ является совершенно неизбежным следствием того, что фотосферы новых звезд после максимума блеска находятся в состоянии крайне сильной турбулентности со сверхзвуковыми скоростями, что приводит к резкому понижению температурного градиента [39] и, следовательно, к исчезновению указанного скачка. Данный вопрос будет обсужден автором в ближайшее время.

** Основной в том отношении, что он дает наиболее надежные оценки *нижнего* предела M .

масса звезды ([33], [34]). Однако этот метод является более неопределенным, чем первый, и результаты, полученные при его помощи, могут служить лишь дополнительным подкрепляющим материалом к принципиальным результатам, полученным при помощи первого метода. Поэтому, в частности, утверждение Мак Лафлина ([16], стр. 60) о том, что найденные мною массы новых звезд основываются на втором методе (уменьшение смещений), является ошибочным.

Применение обоих методов к подсчетам масс новых звезд приводит к тому выводу [32], [33], [34], что последние чрезвычайно велики. Наименьшая из найденных масс составляет несколько десятков масс Солнца, наибольшая (для N Aql 1918) — около полутора тысяч масс Солнца.

Весьма обещающее подтверждение указанных результатов следует из последней работы Сэнфорда [10], посвященной повторной новой TCrV. Эта повторная новая оказалась двойной — со спутником красным гигантом gM3. При этом оказалось, что лучевые скорости, находимые по линиям поглощения спектра спутника, обнаруживают орбитальное движение, в то время как центр ярких полос, принадлежащих самой новой, не подвержен никаким колебаниям. Все это естественнее всего можно объяснить тем, что масса самой новой весьма велика и, следовательно, новая при орбитальном движении остается практически неподвижной. Подсчеты показывают, что в качестве нижнего предела для M следует принять числа 30—50 $M_{\odot}$. В пользу большой массы TCrV говорит также следующий факт. Оказывается, что, кроме полос излучения, в спектре этой звезды имеются и линии поглощения, образующие так называемый «спектр оболочки» (shell spectrum). Часть из них образует систему с *положительным* доплеровским смещением. В то же время вся кривая лучевых скоростей спутника новой и вместе с тем практически постоянная скорость самой новой, — все эти скорости *отрицательны*. Поэтому единственно возможное объяснение вышеуказанных положительных смещений связано, повидимому, с тем, что оболочка, образующая соответствующие линии поглощения, окружает непосредственно саму новую, и вследствие большой массы звезды эти линии испытывают *гравитационное смещение* к красному концу спектра. То, что такое смещение не обнаруживают полосы излучения, говорит о том, что их эффективный уровень значительно более удален от звезды, чем уровень, соответствующий образованию линий поглощения. Это последнее предположение не вызывает никаких трудностей, и в рассматриваемом случае масса TCrV получается весьма большой — порядка нескольких десятков солнечных масс, а возможно, и больше.* Правда, в связи со всем сказанным необходимо иметь в виду, что TCrV не типичная новая, а повторная. Однако не следует забывать, что по всей природе ближе всего к новым повторные новые и, следовательно у обоих классов звезд следует ожидать некоторых общих свойств.

* Нам неизвестен точно эффективный радиус образования спектра оболочки.

В связи со всеми перечисленными результатами по массам новых необходимо сделать следующее замечание. Как указывалось выше, основным методом оценки масс новых звезд следует считать первый метод, связанный с вариантом Б. При применении этого метода мы считаем, что замедление фотосферической материи, а затем (сразу же после максимума блеска) ее движение к центру звезды обусловлены тяготением со стороны основной массы звезды. В то же время здесь нельзя полностью исключать наличие и других возможностей, например сил электрического характера. Так, например, в результате взрыва и последующего расширения фотосферические слои могли бы оказаться заряженными одним знаком, в то время как более внутренние слои — другим. Это и вызвало бы торможение фотосферических слоев. Правда, механизм такого рода в высшей степени маловероятен, а ширина бальмеровских линий не указывает на наличие столь больших полей, которые необходимы для торможения огромных масс фотосферической материи. Кроме того, иным, не гравитационным возможностям противоречит результат, найденный для ТCrB. Однако все равно для окончательного решения данного вопроса необходимы дальнейшие исследования, и ряд таких исследований, которые следовало бы провести, указан автором в конце его последней работы [32]. Это в основном поиски красного гравитационного смещения в спектрах бывших новых,* изучение оболочек, окружающих бывшие новые, дальнейшее изучение случаев, подобных ТCrB, и дальнейшее всестороннее изучение этой звезды.

Несмотря на все эти окончательно еще не выясненные неопределенности, представляет большой интерес попытаться связать найденные нами «массы» новых звезд с их другими физическими характеристиками, конечно, в нормальном состоянии, т. е. между вспышками. Выше мы видели, что из всех этих характеристик единственно надежной является абсолютная яркость, в то время как спектр, температура и радиус новых звезд в нормальном состоянии пока еще достоверно неизвестны. Такого рода сопоставление мы сейчас и проведем. При этом, в связи с вышесказанным, на принятые нами «массы» следует пока смотреть как на некоторую количественную характеристику тех сил, которые замедляют материю, выбрасываемую из звезды. Если, что наиболее вероятно, природа указанных сил *гравитационная*, принятые массы должны иметь свой обычный смысл.

Мы рассмотрим те звезды, для которых имеются какие-либо определения массы. Список этих звезд и принятые параметры см. табл. 1. В начале мы рассмотрим вопрос об абсолютной визуальной яркости звезд, стоящих в табл. 1.

Совершенно очевидно, что вопрос об абсолютных яркостях должен быть решен наиболее надежным способом. Основное внимание при этом

* Особенно интересно это сделать в отношении спектров перед вспышкой. К сожалению, пока здесь имеется всего лишь одна звезда — N Aql 1918 г.

Таблица 1

Звезда	$(M_v)_{\max}$	A_v	$(M_v)_{\min}$	$M/M_{\odot}$	$\lg M/M_{\odot}$
N Gem 1912	— 6 ^m .8	11 ^m .7	4 ^m .9	520	2.72
N Aql 1918	— 9.2	12.4	3.2	1700	3.23
N Cyg 1920	— 8.9	14.0	5.1	257	2.41
N Pic 1925	— 7.3	12.0	4.7	34	1.53
N Her 1934	— 5.6	13.6	8.0	50	1.70
N Lac 1936	— 9.2	13.7	4.5	645	2.81

необходимо обратить на расстояния до соответствующих звезд. Наиболее точным способом в данном отношении является способ, основанный на сравнении линейных и угловых размеров туманной оболочки, наблюдаемой через некоторое время после вспышки звезды. При помощи этого метода автор определил для пяти звезд табл. 1 величину $(M_v)_{\max}$ — абсолютную визуальную яркость новой звезды в момент максимума блеска [40]. Для N Gem 1912, где данных о размере оболочки нет, яркость $(M_v)_{\max}$ была взята как *среднее* из двух оценок, полученных другими методами [41]. Все эти данные проставлены во втором столбце табл. 1. В третьем столбце таблицы стоят амплитуды, взятые на основании каталога галактических новых звезд, составленного Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [1] в его монографии. При этом так как для всех рассматриваемых звезд наблюдаемые яркости в максимуме являются визуальными, а в нормальном состоянии — фотографическими, мы последние превратили также в визуальные посредством вычитания из них показателя цвета 0^m.5, т. е. просто прибавления величины + 0^m.5. Это число соответствует очень горячим звездам, каковыми, повидимому, являются все новые звезды в нормальном состоянии. Однако при всех обстоятельствах вводимая таким путем возможная ошибка не может быть для нашей задачи существенна, ибо если указанное число 0^m.5 придется изменить, то такое изменение будет практически одним и тем же для всех звезд, и тем самым лишь сдвинется шкала абсолютных величин. Амплитуды в третьем столбце проставлены уже с учетом данной поправки. Наконец, в четвертом столбце табл. 1 стоят величины $(M_v)_{\min}$, т. е. абсолютные визуальные величины новых звезд в *нормальном* состоянии. Эти величины основываются на данных второго и третьего столбцов таблицы.

Перейдем к массам звезд. Значения для них мы возьмем из вышеуказанных работ автора [32], [33] и [34], причем следует иметь в виду, что эти массы являются минимальными. Поэтому, если для какой-либо данной звезды имеются два значения, полученные равными способами, то необходимо брать *большее* из них. Соответствующие значения для M приведены в пятом столбце табл. 1, а в шестом — даны десятичные логарифмы M .

Так как вопрос о массах новых звезд является вообще исключительно сложным, мы для каждой из звезд сделаем необходимые оговорки.

Для N Gem 1912 мы возьмем наибольшее значение M , найденное по второму методу, т. е. методу, связанному с гравитационным истолкованием наблюдаемого уменьшения смещения линий, а именно: мы возьмем $M = 520 M_{\odot}$, полученное по линиям предмаксимального спектра [34]. Подсчеты, проведенные в той же работе по линиям других систем, дали большие M . Однако наиболее полный материал по спектрам данной звезды [41] не подтверждает уменьшения смещения у этих систем, что уже отмечено в другой работе автора [32]. Масса M , найденная для N Gem 1912 по первому методу [32], оказалась равной $12 M_{\odot}$. В этом нет ничего удивительного, ибо непосредственно перед максимумом блеска фотосфера данной новой расширялась аномально медленно, что *ни в коей мере* не противоречит большой массе звезды. Однако данный случай показывает, что мы можем ожидать большого рассеяния в искомой зависимости между $(M_v)_{\min}$ и M , и это рассеяние должно быть обусловлено в основном тем, что используемые нами массы указывают только нижний возможный предел для M .

Для N Aql 1918 мы возьмем $M = 1700 M_{\odot}$: это число найдено первым методом [32]. Второй метод дает $M_{\min} = 1310 M_{\odot}$ (см. [33]).

Для N Cyg 1920 первый метод дает $M_{\min} = 257 M_{\odot}$ (см. [32]). Вторым методом дает $M_{\min} = 141 M_{\odot}$ (см. [33]). В первой из этих работ указано, что, повидимому, число $257 M_{\odot}$ является завышенным, и второе — $141 M_{\odot}$, возможно, более правильно. Однако до дальнейших исследований мы примем первое из них.

Для N Pic 1925 масса, вычисленная по первому методу, оказалась равной $34 M_{\odot}$ (см. [32]).

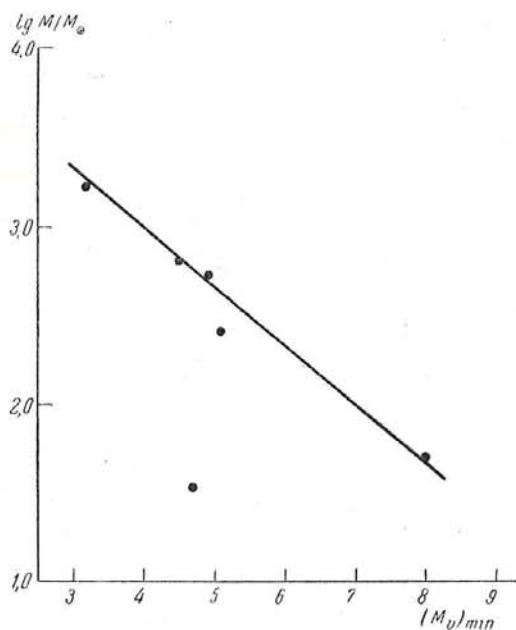
Для N Her 1934 второй метод дал большие значения для массы, чем первый [32]. По всему материалу можно принять $M_{\min} = 50 M_{\odot}$; первый метод дает $7.5 M_{\odot}$.

Для N Lac 1936 первый метод дает $M = 645 M_{\odot}$ (см. [32]).

Все эти окончательные данные и приведены в пятом и шестом столбцах табл. 1. Связь между $(M_v)_{\min}$ и $\lg M$ представлена на фиг. 1. Мы видим, что за исключением N Pic 1925 все остальные звезды, числом пять, обнаруживают определенную зависимость между $(M_v)_{\min}$ и $\lg M$, близкую к прямолинейной. Отклонение N Pic 1925 от этой зависимости ни в коем случае не может рассматриваться как твердо установленный факт. Действительно, мы уже указывали, что найденные нами «массы» являются минимальными, а следовательно в ряде случаев принимаемые числа могут весьма существенно отклоняться от реальных масс. Напомним в связи с этим, что масса $M = 34 M_{\odot}$, принятая в табл. 1 для N Pic 1925, получена при помощи первого метода. В то же время в случае N Gem 1912 первый метод дал массу, в 45 раз меньшую, чем второй; то же имеет место и для N Her 1934, где указанное отношение равно 6.5.

Во всем этом, как уже нами отмечалось, нет ничего удивительного. Аномально малое значение M , найденное для N Gem 1912 и N Her 1934 по первому методу, означает просто, что перед максимумом блеска фотосфера указанных звезд расширялась со скоростью, *значительно меньшей*, чем параболическая скорость; это никоим образом не противоречит любому физически разумному механизму расширения, тем более, что действительная скорость расширения материи больше, чем скорость расширения фотосферы, находямая по изменению блеска звезды и ее температуры.

Из сказанного следует, что и в случае N Pic 1925 действительная масса звезды может значительно превысить принятое число $34 M_{\odot}$; на-



Фиг. 1. Связь между $(M_v)_{\min}$ и $\lg M/M_{\odot}$

конец, имеются основания считать [40], что для данной звезды $(M_v)_{\max}$, а тем самым и $(M_v)_{\min}$, существенно меньше, чем принятые значения в табл. 1. Поэтому не исключается, что учет всех этих обстоятельств приблизит точку для N Pic 1925 на фиг. 1 к общей зависимости, хотя, вообще говоря, вполне возможно, что зависимость, представленная на фиг. 1, имеет скорее статистический, чем точный характер. Однако общая тенденция, т. е. повышение найденных M с увеличением $(M_v)_{\min}$, вполне очевидна. Следует при этом особо отметить, что все примененные методы для нахождения

масс никак не связаны с самой величиной $(M_v)_{\min}$, а, следовательно, какое бы то ни было, влияние $(M_v)_{\min}$ на получаемые M исключается.

Наибольший интерес в зависимости, представленной на фиг. 1, имеют крайние значения M . В частности, экстраполяция прямой фиг. 1 к величинам $M = M_{\odot}$ дает для этих звезд $(M_v)_{\min} \approx 13^m$. Эта абсолютная яркость близка к средней абсолютной яркости голубых карликов. Вполне возможно, что конечным продуктом новых звезд являются голубые (но не белые) карлики.* Однако до тех пор, пока не сделается известным пространственное распределение этих объектов, ничего определенного по этому поводу сказать нельзя.

В области *наибольших* масс крайнее значение на фиг. 1 соответствует N Aql 1918. «Масса» этой звезды является не только вообще аномально большой, но даже аномально большой среди новых звезд. Однако табл. 1 и фиг. 1 показывают, что эта «аномалия» связана просто с относитель-

* В этом случае сохранилось бы одно эволюционное звено бело-голубой последовательности, но, конечно, при нарушении других (см. выше).

по большим значениям $(M_v)_{\min}$ и с данной точки зрения не является аномалией. Из всех шести новых звезд самой яркой (в нормальном состоянии) является N Aql 1918. Более того, эта звезда обладает и другими отличительными свойствами, выделяющими ее среди остальных пяти звезд нашего списка.* Перечислим главнейшие из них.

а) Подсчеты масс оболочек, выброшенных новыми, проведенные на основании *одного и того же метода* (что в данном случае особенно важно) Пэйн-Гапошкиной и Гапошкиным [43], показали, что N Aql 1918 по большому значению массы m выброшенной оболочки *резко* выделяется (более чем на порядок) среди других ими изученных новых.

б) Диффузно-искровой спектр у этой звезды существовал не больше недели. Обычно же он наблюдается гораздо дольше — от месяца до нескольких месяцев.

в) Ни для одной из остальных пяти звезд нашего списка не зарегистрировано орионовых линий поглощения и излучения столь высоко ионизованных элементов, как это имело место для N Aql 1918 (см. [42]). Так, с 18/VII орионов спектр поглощения звезды состоял только из линий NV. Аномально высокую ионизацию обнаружили также атомы, образывавшие полосы *излучения* орионова спектра. Помимо разрешенных полос NV в этом спектре присутствовали разрешенные полосы OIV и OVI. Одна из полос OVI появилась с определенностью в конце июня (28/VI), когда в главном спектре присутствовали еще полосы D_1 и D_2 нейтрального натрия. Ничего подобного у остальных пяти звезд не наблюдалось. Наивысшая ионизация в орионовом спектре излучения у указанных звезд была представлена атомами OII и NIII. Все это говорит о том, что факторы, приводившие к выбрасыванию орионовой материи из глубоких слоев, носили в случае N Aql 1918 исключительно мощный характер.

г) Полосы излучения в спектре N Aql 1918, после того как звезда пришла в свое нормальное состояние (в смысле своей яркости), были по сравнению с такими же полосами у остальных исследованных звезд исключительно узкими.

Все изложенные, а также и другие здесь не перечисленные нами факты говорят о том, что во многих отношениях N Aql 1918 действительно является совершенно особой звездой.

Перейдем теперь к основным выводам. При этом они должны носить лишь самый *предварительный*, ориентировочный характер. Действительно, мы видели, что ряд проблем остается пока еще неразрешенным и требующим дальнейших исследований.

Из всего обсужденного нами материала можно наметить две особенности новых звезд, которые существенно отличают их от остальных

* Следует иметь в виду, что мы все время говорим о типичных новых звездах. Повторные новые, естественно, исключаются.

звезд (включая и ядра планетарных туманностей). Эти особенности таковы:

1) Наличие в оболочках новых звезд аномально высокого содержания O, C и N, которое, возможно, растет (по отношению к водороду) в глубь звезды.

2) Аномально большие массы новых звезд или во всяком случае существование внутри этих звезд каких-то сил, которые действуют при вспышке *к центру звезды*.

Могут ли как-либо оба эти факта помочь разрешению вопроса о происхождении вспышек новых звезд? В своей предыдущей работе [32] автор указал, что наличие у новых звезд больших масс дало бы сразу ответ на этот вопрос. В данном случае на вспышки следовало бы смотреть как на некоторый механизм, посредством которого новые звезды периодически освобождаются от излишней массы.* Правда, детали такого механизма нам пока неясны, но это уже следующий вопрос, разработка которого потребовала бы лишь времени.

Что касается первой особенности новых звезд, связанной с их химическим составом, то вопрос о том, может ли только одна эта особенность объяснить природу вспышек, остается пока весьма неясным. Общие соображения указывают, что хотя возможность такого рода и не следует полностью исключать, тем не менее она не является достаточно обоснованной. Представляется весьма вероятным, что равновесие звезды может осуществляться при любом химическом составе, к которому звезда должна быстро «приспособиться».

Кроме того, вообще следует учесть отмеченное ранее обстоятельство, что сделанные нами выводы о химическом составе новых звезд относятся не к их нормальному состоянию, а к состоянию, связанному уже с процессом вспышки. О химическом составе внешних слоев новых звезд в их нормальном состоянии, т. е. между вспышками, мы пока ничего определенного не знаем (см. выше). Поэтому, хотя сравнение химического состава атмосфер обычных стационарных звезд с химическим составом обрабатывающего слоя новых перед вспышкой, главной оболочки и т. д. и представляет большой интерес, но к этому сравнению надо подходить с большой осторожностью. Однако все же об аномальном химическом составе новых звезд мы можем говорить, имея в виду главным образом возможную бедность внутренних частей новых звезд водородом и аномалию в отношении O, C и N.

Аномальный химический состав новых звезд (с указанной оговоркой) можно было бы увязать с первой гипотезой — гипотезой вспышек из-за больших масс. Действительно, принимая эту гипотезу за основу, мы должны еще объяснить: почему при столь больших массах отдача энергии этими звездами столь мала, т. е. почему малы величины $(M_v)_{\min}$. Объяснить это с точки зрения обычного углеродно-азотного цикла

* Не соответствующей их яркости.

нельзя, ибо мы неизбежно получим огромный выход энергии. В то же время этой трудности удастся избежать, если допустить практически полное отсутствие водорода в недрах новых звезд. Правда, повидимому, данное решение не единственное,* по указанный факт, касающийся содержания О, С и N и бедности глубоких слоев новой водородом не следует забывать. Следует также иметь в виду, что новые звезды в своем нормальном состоянии являются весьма плотными объектами, и при больших массах в их недрах могут, при достаточно сильной концентрации материи к центру, создаваться крайне сильные гравитационные поля, которые будут замедлять выработку энергии.

Если же окажется, что находимые «массы» новых звезд — это эквивалент каких-то сил, действующих к центру звезды, то возникнет новая задача выяснения природы этих сил; ясно, что данная задача не может не иметь прямого отношения к вопросу о природе самих вспышек.

Из всего сказанного следуют ближайшие основные задачи, связанные с вопросом о природе вспышек новых звезд. Это решение вопроса о массах новых звезд и о их химическом составе. До тех пор, пока положение здесь не сделается ясным, построение различных теорий вспышек является по меньшей мере бессмысленным. Следует все время помнить, что новые звезды как в смысле пространственного распределения, так и во многих других отношениях суть совершенно особые объекты, и подходить к ним, как к обычным звездам, нельзя!

Представляется небезынтересным сделать следующее замечание относительно эволюции новых звезд. Эта эволюция характеризуется уменьшением массы звезды в результате *повторяющихся вспышек*.** Достаточно большое число вспышек должно переводить новую звезду в такое состояние, когда соотношение между ее массой и ее светимостью будет соответствовать ее полному равновесию. Повторяемость вспышек также дает возможность оценить массу новых звезд. Рассмотрим, например, N Aql 1918. Все существующие данные говорят о том, что масса, выброшенная при вспышке этой звезды, является, по сравнению с таковой же для остальных новых, наибольшей и близкой к 10^{30} гр. (см. [43]). [Это обстоятельство также, повидимому, связано с наибольшей $(M_v)_{\min}$ у рассматриваемой звезды (см. выше).]

Далее, в согласии с результатами Б. В. Кукаркина и П. П. Паренаго [13], новые звезды вспыхивают в среднем один раз в тысячу лет. Это означает, что если бы масса N Aql 1918 равнялась массе Солнца, то в результате вспышек она вся была бы израсходована за миллион лет. С другой стороны, время существования новых звезд, так же как и подавляющего большинства остальных звезд, не меньше миллиарда лет. Это означает,

* При огромнейших плотностях в недрах новых звезд будет иметь место совершенно особое состояние материи, и об отдаче энергии в этом случае сказать что либо трудно.

** Конечно, это не единственная характеристика эволюции новых звезд, но, повидимому, главная.

что по крайней мере в начале своей эволюции N Aql 1918 имела массу порядка $1000 M_{\odot}$. В то же время совершенно невероятно, что новые звезды находятся сейчас *в конце* своей эволюции (эволюции, характеризующейся вспышками). Для этого нет никаких оснований. Но тогда ясно, что и сейчас мы имеем все основания ожидать у N Aql 1918 массу порядка тысячи масс Солнца. В противном случае уже через миллион лет вся избыточная масса N Aql 1918 была бы полностью израсходована и вспышки бы прекратились.

В заключение можно сделать следующее замечание относительно происхождения вспышек сверхновых звезд. Если справедливо предположение автора [32] о том, что массы сверхновых звезд также весьма велики (на один-два порядка больше масс новых звезд), то и здесь на взрыв сверхновой звезды можно было бы смотреть как на процесс, посредством которого сверхновая звезда освобождается от своей избыточной массы. Однако, конечно, здесь положение пока еще совершенно неясно.

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. Б. А. Воронцов - Вельяминов. Астр. Журн. **24**, 95, 1947.
3. Б. А. Воронцов - Вельяминов. Астр. Журн. **24**, 145, 1947.
4. Б. В. Кукаркин. Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд. Гостехиздат, 1949.
5. П. П. Паренаго. Сообщения ГАИШ, № 30, стр. 3, 1949.
6. П. П. Паренаго. Усп. астр. наук **4**, стр. 69, 1948.
7. Т. Чернова. Астр. Журн. **25**, 327, 1948.
8. Б. В. Кукаркин. Астр. Журн. **24**, 269, 1947.
9. Л. Мирзоян. Докл. Акад. Наук Армянской ССР **10**, (№ 5), 193, 1949.
10. R. Sanford. Ap. J. **109**, 81, 1949.
11. П. П. Паренаго. Труды ГАИШ **20**, 1950.
12. D. Mc Laughlin. Publ. Michigan Obs. **8**, № 12, 1943.
13. Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго. Переменные звезды **4**, 245, 251, 1934.
14. D. Mc Laughlin. Publ. A. S. P., **59**, 81, 1947.
15. Э. Мустель. Астр. Журн. **25**, 156, 1948.
16. D. Mc Laughlin. Publ. Michigan Obs. **9**, 13, 1949.
17. R. Curtiss, Ap. J. **35**, 233, 1912, а также сравнительные снимки в Publ. Michigan Obs. **3**, 253.
18. C. Butler. M. N. **79**, 498, 1919.
19. A. Cannon. Ann. of HCO **81**, 179, 1920.
20. R. Baldwin. Publ. Michigan Obs. **8**, № 5, 1941.
21. H. Spencer-Jones. Ann. of the Cape Obs. **10**, Part 9, 1931.
22. N. Bobrovnikoff. Contrib. from the Perkins Obs. № 6, 1937.
23. А. Белопольский. Труды Пулковской обсерв. **17**, часть 1, 1903.
24. Э. Мустель. Астр. Журн. **24**, 97, 1947.
25. Э. Мустель. Астр. Журн. **24**, 155, 1947.
26. Г. Шайн и П. Шайн. Изв. Крымской астроф. обсерв. **4**, 49, 1949.
27. D. Mc Laughlin. A. J. **51**, 20, 1944.
28. O. Wilson. Ap. J. **82**, 233, 1935.

29. D. Mc Laughlin. Publ. Michigan Obs. **6**, № 12, 1937.
 30. См., например, рис. 9 в статье Кэртиса в Handb. d. Astroph., В. 5, Н. 1.
 31. W. Baade. PASP **54**, 244, 1942.
 32. Э. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **4**, 152, 1950.
 33. Э. Мустель. Астр. Журн. **24**, 280, 1947.
 34. Э. Мустель. Астр. Журн. **25**, 11, 1948.
 35. В. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, стр. 221. ГОНТИ, 1939.
 36. Э. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **1**, ч. 2, 91, 1948.
 37. A. Behr. Zs. f. Ap. **13**, 108, 1937.
 38. A. Sayer. Н. С. 406.
 39. Л. Ландау и Лифшиц. Механика сплошных сред, 1944. Гостехиздат.
 40. Э. Мустель. Астр. Журн. **23**, 289, 1946.
 41. D. Mc Laughlin. A. J. **53**, 114, 1948.
 42. A. Wyse. Publ. Lick Obs. **14**, Part III.
 43. C. Payne-Gaposchkin a. S. Gaposchkin. Н. С. 445.
-

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ И КОМЕТ В СИМЕИЗЕ

И. Ф. Шайн

Точные положения планет

Объект	Дата	Г. М. Т.	α (1950)	δ (1950)
1034-1924 SS	1924 г. Сентябрь 7	12 ^h 55 ^m .6	0 ^h 43 ^m 23 ^s .66	+12° 12' 50".2
1034-1924 SS	» 8	10 48 .6	0 42 50.60	+12 13 23.9
1034-1924 SS	» 24	10 43 .2	0 29 55.54	+11 46 7.8
1034-1924 SS	Октябрь 3	7 41 .6	0 21 47.14	+11 7 5.9
1034-1924 SS	1931 г. Октябрь 7	23 18 .8	23 32 48.98	+18 28 0.6

Объект	Дата	У. Т.	α (1950)	δ (1950)
σ 6	1948 г. Июнь 29	20 ^h 43 ^m .0	18 ^h 12 ^m 28 ^s .02	— 5° 32' 13.4
σ 9	Июль 31	20 44 .3	20 35 3.08	— 4 11 11.0
σ 9	Август 4	20 18 .7	20 32 12.22	— 4 40 39.1
σ 9	» 8	21 28 .4	20 29 19.92	— 5 12 25.0
Комета Ашбрука	Сентябрь 5	21 29 .4	23 3 2.62	—14 28 19.1
	» 11	21 50 .8	22 57 55.0	—14 11 2.3
	» 25	18 39 .1	22 47 25.96	—13 13 52.6
	Октябрь 3	19 40 .6	22 43 1.13	—12 29 25.7
	» 7	18 57 .9	22 41 27.94	—12 4 43.6
σ 27	Сентябрь 10	0 30 .0	0 46 31.34	+ 3 33 45.8
	» 14	0 1 .2	0 44 19.72	+ 3 17 48.0
	» 29	23 16 .0	0 33 46.58	+ 2 21 56.4
σ 32	Октябрь 3	22 5 .8	0 30 46.86	+ 2 4 56.6
	» 7	21 25 .0	0 27 48.12	+ 1 48 5.3
	Сентябрь 10	0 30 .0	1 10 7.15	+ 6 47 44.0
σ 28	» 14	0 1 .2	1 7 24.12	+ 6 48 34.0
	» 29	23 16 .0	0 54 19.46	+ 6 40 52.2
	Октябрь 3	22 5 .8	0 50 47.06	+ 6 36 59.0
	» 7	21 25 .0	0 47 12.76	+ 6 32 33.9
	Сентябрь 29	23 16 .0	0 33 32.46	+ 1 56 22.0
σ 27	Октябрь 3	22 5 .8	0 30 36.96	+ 1 35 2.0
	» 7	21 25 .0	0 27 42.06	+ 1 14 6.2
	» 26	19 13 .7	0 15 58.43	— 0 7 51.4
	» 29	19 33 .3	0 14 39.17	— 0 16 47.0
	Ноябрь 5	18 52 .7	0 12 22.75	— 0 31 42.8
σ 33'	Октябрь 26	19 13 .7	0 36 59.08	+ 4 26 41.8
	» 29	19 33 .7	0 34 55.81	+ 4 25 43.5
	Ноябрь 5	18 52 .7	0 30 53.57	+ 4 26 46.6
σ 28	Октябрь 26	19 13 .7	0 31 37.94	+ 6 13 49.5
	» 29	19 33 .3	0 29 33.76	+ 6 11 59.8
	Ноябрь 5	18 52 .7	0 25 25.98	+ 6 10 20.1
σ 33	Сентябрь 29	23 16 .0	0 52 59.49	+ 7 12 8.8
	Октябрь 3	22 5 .8	0 49 48.32	+ 6 53 58.6
	» 7	21 25 .0	0 46 34.60	+ 6 35 5.2

Объект	Дата		U. T.	α (1950)	δ (1950)
768 Struveana	1949 г.	Март 22	22 ^h 15 ^m 6	12 ^h 43 ^m 6 ^s 82	+ 9° 53' 16.4
464 Megaira		» 22	22 15.6	13 0 29.81	+ 9 1 32.5
808 Merxia	{	Апрель 24	19 35.8	12 35 5.09	- 1 37 21.9
		» 27	19 39.8	12 33 24.90	- 1 23 8.4
386 Siegena		» 24	21 42.2	14 35 48.65	+ 7 16 5.4
39 Laetitia		» 24	23 43.9	15 43 54.24	- 4 57 43.6
260 Huberta		Июнь 18	21 13.8	17 51 39.07	-14 27 45.6
1104 Syringa		Август 28	21 59.9	22 46 56.01	-13 58 15.3
	{	Сентябрь 18	21 46.1	23 43 39.30	+ 0 30 43.3
		» 19	21 38.4	23 42 51.81	+ 0 27 42.9
303 Josephina		» 20	22 36.5	23 42 4.56	+ 0 24 50.0
		» 22	23 10.4	23 40 24.98	+ 0 18 32.2
	{	» 24	21 49.1	23 38 52.74	+ 0 12 36.6
		Август 29	23 28.5	0 30 22.15	- 1 38 30.6
		Сентябрь 18	21 46.1	0 14 37.16	- 1 18 11.7
		» 19	21 38.4	0 13 41.57	- 1 17 28.2
	{	» 20	21 5.9	0 12 46.52	- 1 16 45.0
		» 20	22 36.5	0 12 42.51	- 1 16 35.2
σ 83		» 22	23 10.4	0 10 47.67	- 1 15 11.2
		» 24	21 49.2	0 8 56.58	- 1 13 41.7
	{	» 28	20 20.1	0 5 12.57	- 1 10 22.3
		» 30	21 46.2	0 3 16.63	- 1 8 23.0
		Октябрь 16	18 56.3	23 50 4.89	- 0 44 53.6
		» 20	19 34.2	23 47 28.42	- 0 35 47.4
	{	» 26	20 4.6	23 44 19.33	- 0 19 22.1
		Июль 24	23 15.5	21 23 16.36	-16 48 16.6
		» 31	21 33.5	21 17 51.84	-17 41 58.6
σ 71		Август 3	22 43.8	21 15 14.62	-18 6 23.0
	{	» 19	20 52.3	21 0 57.43	-20 10 39.3
		» 28	19 53.9	20 53 54.02	-21 9 33.7
		Июль 24	23 15.8	21 46 59.38	-16 21 13.5
		Август 3	22 43.8	21 38 53.14	-16 35 1.4
σ 72	{	» 19	20 52.3	21 26 2.35	-16 49 31.4
		» 22	20 50.0	21 22 29.23	-16 57 29.2
		» 28	19 53.9	21 17 47.69	-17 1 4.6
		» 19	20 52.3	21 24 59.69	-16 54 50.0
σ 73	{	» 22	20 50.0	21 23 34.84	-17 0 40.5

Приближенные положения

Планета	Дата	U. T.	α (1950)	δ (1950)	m	O — C
1949 г.						
954 Li	Октябрь 16	18 ^h 56 ^m 3	23 ^h 35 ^m 0	- 3° 19'	13 ^m 5	m
124 Alkeste			23 37.3	- 2 7	10.4	
892 Seeligeria			23 58.5	- 5 31	13.2	
60 Echo			0 0.0	+ 0 15	11.0	
688 Melania	Октябрь 16	21 4.0	0 5.7	- 4 52	12.9	
184 Dejopeja			0 49.2	+ 6 29	12.8	- 1.5 - 10
627 Charis			0 57.7	- 2 31	12.8	+ 2.2 + 9
788 Hohensteina			1 18.4	+ 0 25	13.2	- 0.7 + 3
44 Nysa	Октябрь 20	17 44.8	1 34.9	+ 3 23	9.7	+ 1.9 + 8
198 Ampella			0 31.0	+22 13	9.6	- 3.4 - 19
1456 1937 NG			0 34.6	+22 27	13.5	- 3.6 - 26

Планета	Дата	U. T.	α (1950)	δ (1950)	m	O - C
1949 г.						
327 Columbia	Октябрь 20	19 ^h 34 ^m .2	23 ^h 24 ^m .4	- 2° 8'	12 ^m .7	
954 Li			23 33.4	- 3 30	13.5	
124 Alkeste			23 35.3	- 2 26	10.4	
417 Suevia			23 39.7	+ 0 23	12.7	
892 Seeligeria			23 56.5	- 6 1	13.2	
60 Echo			23 57.3	- 0 12	11.0	
688 Melania			0 3.4	- 5 18	12.9	
359 Georgia	Октябрь 20	21 42.3	1 46.7	+15 48	11.0	+ 1.0 + 7
659 Nestor			1 50.5	+15 13	14.2	+ 0.1 0?
σ 93			1 59.1	+12 3	13.6	
σ 94			2 1.2	+12 43	12.5	
238 Hypatia	Октябрь 20	23 56.0	2 44.4	+ 5 9	11.2	+ 6.0 + 11
9 Metis			2 52.7	+10 46	8.3	- 3.5 - 11
57 Mnemosyne			2 53.6	+ 8 49	10.1	-11.2 - 13
1460 1937 WC			2 55.1	+ 8 37	14.2	- 2.7 - 16
204 Kallisto			2 55.2	+13 38	12.6	+ 1.9 + 4
562 Salome			2 55.9	+ 7 6	13.3	- 5.1 - 35
785 Zwetana			3 3.9	+ 6 46	13.4	+ 1.9 + 13
1043 Beate			3 18.0	+ 6 32	13.8	- 3.0 - 10
σ 95			3 23.7	+ 6 31	13.7	
259 Aletheia			3 30.0	+ 8 45	12.7	
1547 1929 CZ	Октябрь 26	18 18.6	1 5.0	+29 56	12.5	-21.3 -125?
117 Lomia			1 31.8	+26 10	11.3	+ 0.2 0
1264 Letoba			1 34.7	+26 19	13.3	-10.2 +11
327 Columbia	Октябрь 26	20 4.6	23 21.4	- 2 17	12.7	
954 Li			23 31.7	- 3 42	13.5	
124 Alkeste			23 33.1	- 2 45	10.4	
417 Suevia			23 37.1	- 0 7	10.1	
892 Seeligeria			23 53.7	- 6 42	13.2	
60 Echo			23 53.9	- 0 45	11.0	
1013 Tombeska	Октябрь 26	21 50.6	2 43.8	+20 16	12.9	- 3.5 - 24
154 Berta			2 53.4	+19 52	11.6	- 0.1 0
190 Ismene	Октябрь 27	0 4.6	3 51.8	+13 10	13.1	+ 1.4 + 6
52 Europe	Декабрь 26	22 1.0	5 21.2	+15 18	9.8	+ 7.5 - 3
1004 Belopolskya			5 27.4	+19 18	13.6	- 9.4 - 8
199 Biblis			5 28.8	+21 46	13.3	- 5.5 - 22
548 Kressida			5 38.7	+20 52	13.0	- 1.7 - 1?
147 Protogeneia			5 42.0	+22 28	12.8	- 9.0 - 4?
179 Klytaemnestra			5 42.8	+20 10	12.2	- 0.3 - 13?
307 Nike			5 50.3	+21 33	12.4	+ 2.1 + 5

ОТКРЫТИЕ НОВОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ КОМЕТЫ 1949 е.

И. Ф. Шайн

В ночь с 18 на 19 сентября на обычном снимке для малых планет была обнаружена новая комета около $12^m.5$. Туманный объект имел небольшой хвост. С этого дня комета наблюдалась нами регулярно. Зная приблизительно движение кометы, мы могли ее обнаружить и на более ранних снимках: 4 сентября на самом краю пластинки, где она не отличима от звезд, и 29 августа, где она проектируется на довольно яркую звезду. Последнее наблюдение, когда яркость ее была около 14.0, было получено 20 декабря. Комета была независимо открыта Шелдах (Schaldach) на два дня позже (20 сентября) в Лоуэловской обсерватории (Аризона, США) [1].

Ниже мы приводим список 23 точных положений кометы, полученных в Симеизе.

Д а т а		У. Т.	α (1950)	δ (1950)
1949 г.				
Август	29	$23^h 28^m.5$	$0^h 16^m 18.1$	$+0^\circ 46' 55''.4$
Сентябрь	4	0 22.6	0 14 59.06	+0 17 40.8
»	18	21 46.1	0 8 39.44	-1 62 40.2
»	19	21 38.4	0 8 8.87	-1 34 13.0
»	20	21 5.9	0 7 38.16	-1 41 36.4
»	20	22 36.5	0 7 35.85	-1 42 8.5
»	22	23 10.4	0 6 31.56	-1 57 36.3
»	24	21 49.2	0 5 29.30	-2 12 23.4
»	28	20 20.1	0 3 22.94	-2 41 59.5
»	30	21 46.2	0 2 17.59	-2 57 5.5
»	30	22 1.4	0 2 17.27	-2 57 10.3
»	30	22 16.3	0 2 16.85	-2 57 15.2
Октябрь	15	18 52.8	23 56 42.20	-4 31 33.2
»	16	18 56.3	23 55 22.79	-4 36 37.3
»	20	19 34.2	23 54 17.24	-4 55 0.9
»	25	18 31.2	23 53 27.29	-5 12 57.4
»	25	18 47.2	23 53 27.20	-5 13 0.2
»	26	20 4.6	23 53 20.88	-5 16 4.6
Ноябрь	12	17 50.3	23 55 39.40	-5 31 6.2
»	14	17 44.6	23 56 25.66	-5 28 37.0
»	18	17 52.7	23 58 15.84	-5 21 10.5
Декабрь	15	16 24.4	0 20 12.53	-3 13 46.9
»	20	16 53.0	0 25 51.42	-2 37 55.5

Проф. А. Д. Дубяго вычислил орбиту на основании наблюдений, полученных в СССР [2]:

Эпоха 1949, сент. 1.0 МВр

$$\left. \begin{array}{l} M_0 = 348^\circ 14' 48'' 0 \\ \omega = 215 \ 14 \ 5.2 \\ \Omega = 167 \ 22 \ 49.2 \\ i = 6 \ 9 \ 13.5 \end{array} \right\} 1949.0$$

$$\mu = 487.868''$$

$$a = 3.753784$$

$$e = 0.404828$$

$$T = 1949, \text{ ноября } 26.72838 \text{ МВр.}$$

$$\text{Время обращения } P = 7.297 \text{ лет.}$$

Новая периодическая комета, вероятно, является членом семейства Юпитера. Согласно вычислениям проф. А. Д. Дубяго, эта комета была очень близко к Юпитеру в течение нескольких месяцев в 1946 г. и несомненно подверглась сильному возмущению. В связи с этим комета, вероятно, будет представлять интерес с точки зрения небесной механики.

Л и т е р а т у р а

1. Circ. Int. Astron. Un. № 1233.
2. Астроном. циркуляр № 93, 1949 г.

СПЕКТРОГЕЛИОСКОПИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ В 1949 г.

*С. Б. Пикельнер, В. В. Суханова, К. К. Чуваев,
Е. Ф. Шапошникова*

В статье даются результаты наблюдений на спектрогелиоскопе Хэла в 1949 г.

Основные характеристики инструмента, программа и сроки наблюдений даны в отчете за 1947 г. [1].

Всего за отчетный год был 201 день с наблюдениями Солнца. В наблюдениях принимали участие: Е. Ф. Шапошникова (42 дня наблюдений), К. К. Чуваев (48 дней наблюдений), С. Б. Пикельнер (63 дня наблюдений) и В. В. Суханова (46 дней наблюдений).

Определение координат деталей производилось при помощи вспомогательного приспособления из двух призм, крепленного в оправе питающей линзы спектрогелиоскопа и отбрасывающего изображение Солнца в сторону от основного пучка света. Обработка полученных измерений производилась при помощи специально вычерченных дисков для различных значений широты центра диска.

В табл. 1 даны оценки количества и интенсивностей светлых и темных H_{α} флоккулов на каждый день наблюдения. Оценки производились по 5-балльной шкале, причем оценка 0 соответствовала полному отсутствию флоккулов, оценка 5 — максимальному их количеству. Каждому месяцу в таблице соответствуют два столбца: первый из них дает оценки флоккулов для всего диска, второй — для центральной зоны.

Знак „:“ дается в тех случаях, когда оценка сделана с меньшей точностью в связи с плохими условиями наблюдений.

В табл. 2 дается список хромосферных вспышек (извержений или эрупций). Слово «вспышка» вводится впервые вместо прежнего названия «извержение», менее подходящего для описания происходящего явления.

Светлые

Число	М е с я ц ы											
	Январь		Февраль		Март		Апрель		Май		Июнь	
1	2.5	3.5	3.5	3.5					2.0	2.0		
2			3.5	2.5					3.0	3.0		
3	3.0	2.0							2.5	2.0	3.0	3.5
4									2.5	2.0	3.0	2.0
5	3.0	1.5					3.0	4.0	2.5	2.0	2.5	3.0
6	2.5	1.5					3.0	3.0				
7	2.5	3.0			2.5	1.5	3.5	3.0	3.0	3.0	2.0	2.0
8			4.0	4.0			3.5	3.5	2.5	2.5		
9	2.5	3.0			3.0	2.5	3.0	2.5	3.0	3.5		
10	2.5	4.0							3.0	3.0		
11					3.0	2.5	2.5	3.0	2.5	3.5		
12					2.5	3.0			1.5	1.5	2.5	1.5
13	3.5	2.5					2.0	2.0	2.5	0.5	2.5	2.5
14	4.0	4.0	4.0	4.0					1.0	1.0		
15			3.5	4.0	3.5	3.5			1.5	0.5		
16											3.0	2.0
17			4.0	4.0	4.0	4.0	2.5	3.5	2.5	3.0	2.0	3.0
18	4.0	4.0							2.5	3.0	2.0	3.0
19									2.5	3.0	1.0	1.0
20					3.5	4.5					2.0	0.5
21	4.0	4.5			4.0	3.5			2.0	3.5		
22	3.5:	4.0:			3.5	2.5	2.5	1.5				
23					2.5	1.5	2.0	1.5	2.5	4.0		
24	3.5:	3.0:	2.0	1.5					2.5	2.0		
25	3.5	2.5	2.5	2.5	3.0	2.5	2.5	2.5	3.0	2.0	3.5	4.0
26					3.0	3.0	2.5	3.0	3.5	2.5	3.0	3.5
27	2.5	1.0	3.0	3.5	3.0	4.0	2.5	3.0	2.0	1.0		
28	2.5	0.5			3.0	3.0	3.0	2.0	2.5	2.0	3.5	3.5
29							2.5	2.5	2.0	1.5	3.0	2.5
30									2.5	3.0	3.0	3.0
31									3.0	2.5		

Таблица 1

ФЛОККУЛЫ

М е с я ц ы											
Июль		Август		Сентябрь		Октябрь		Ноябрь		Декабрь	
2.5	2.5	3.0	3.0	3.0	3.0			2.0	1.5		
2.0	2.0	1.5	1.5	2.5	2.0	2.0	2.0				
2.0	2.5	1.5	1.5	3.0	3.5			1.5	4.0		
2.0	2.5	1.5	0.5	4.5	4.0			1.5	2.0		
2.0	1.5	1.5	1.5			2.0	1.5				
		1.5	1.0			4.0	4.0				
1.5	0.5	1.5	0.5			2.0	1.5	3.0	3.0		
1.5	0.5	2.0	2.0			3.5	3.5			3.5	2.5
1.5	0.0	1.5	1.5			2.0	2.0				
		1.5	1.5			4.0	4.0			3.5	2.5
		1.5	1.5			4.0	4.0				
		0.5	0.5			3.5	3.5				
		2.5	3.0			4.5	4.0	2.5	2.5		
		3.0	3.0			3.0	3.5	2.5	3.0		
2.0	2.5	2.5	2.5					2.5	2.5		
1.5	2.0					4.0	3.5				
1.5	2.5	3.0	3.0	2.0	2.0	3.5	3.5	3.5	4.5		
1.5	2.0							3.0	3.5		
2.0	0.0	4.0	4.5	3.0	3.5						
2.5	2.0					1.5	1.5	2.5	2.0	2.5	2.0
				1.5	1.5	3.0	3.5				
		4.0	3.5			3.0	2.5	4.5	4.5		
						4.0	4.5	1.5	1.5		
		3.0	3.0	1.5	2.0						
3.5	3.0	4.0	3.5	2.0	1.5	3.0	3.0			2.0	2.5
3.5	3.0	2.0	1.5	4.0	4.0	3.5	3.5	3.0	2.5	2.0	2.5
2.5	1.0	4.0	3.5	1.5	1.5	3.5	3.0	2.0	1.5		
2.0	2.5			1.5	1.5	4.5	4.0				
4.0	4.0	4.0	4.0	1.0	1.0	3.0	2.5				
3.5	2.5	4.0	4.0	1.0	1.0					2.0	1.0
2.5	2.0	4.0	3.5			1.5	2.0				

Число	М е с я ц ы											
	Январь		Февраль		Март		Апрель		Май		Июнь	
1	4.0	4.5	4.0	1.0					2.5	1.5		
2			4.0	2.5					3.0	3.0		
3	3.0	1.5							2.5	2.5	2.0	2.0
4									2.0	1.5	3.0	1.5
5	4.0	2.0					3.5	3.0	3.0	2.0	1.5	1.0
6	4.0	2.5					4.0	3.5				
7	4.0	4.0			1.5	0.5	3.5	4.5	4.0	1.5	2.5	0.5
8			3.0	0.5			3.5	3.5	2.5	2.5		
9	3.5	1.5			2.5	1.5	3.0	3.0	3.0	2.0		
10	4.0	2.5							3.0	3.5		
11					2.5	1.5	2.5	2.0	3.0	1.5		
12					1.5	1.0			1.5	1.5	2.5	2.0
13	2.0	2.0					3.0	1.0	2.0	1.0	3.0	2.0
14	3.5	3.5	3.0	3.5					1.0	1.0		
15			3.0	3.5	2.5	1.5			2.5	2.5		
16											2.5	2.5
17			2.5	1.5	2.5	2.0	4.0	0.5	4.0	3.0	3.5	3.5
18	3.0	4.0							3.0	2.5	3.0	3.0
19									3.5	3.0	1.0	1.0
20					2.5	2.5					3.0	2.0
21	3.0	3.0			2.5	1.5			3.0	2.5		
22	3.0:	3.0:			3.0	3.5	1.5	0.5				
23					3.0	4.0	2.5	2.0	3.5	2.0		
24	3.5:	2.0:	2.0	2.0					2.5	1.5		
25	3.5	2.0	2.5	1.5	4.0	4.0	1.5	1.0	3.5	1.0	2.5	1.0
26					3.5	2.5	2.0	1.5	2.5	1.5	2.5	2.0
27	2.5	4.0	2.0	2.0	3.5	3.0	2.0	1.5	3.0	1.5		
28	2.5	2.5			3.0	3.0	2.5	0.5	2.5	1.5	2.5	3.0
29							2.5	2.5	3.0	1.0	2.5	3.0
30									3.0	1.5	2.5	2.0
31									2.5	2.5		

Таблица 1

флуксулы

М е с я ц ы											
Июль		Август		Сентябрь		Октябрь		Ноябрь		Декабрь	
3.0	3.5	3.5	2.5	1.0	2.5			2.0	2.0		
3.0	2.0	0.5	0.5	4.0	4.0	1.0	1.0				
3.0	1.5	1.5	1.5	4.0	3.5			0.0	0.0		
3.5	2.0	0.5	0.5	3.5	3.5			0.5	0.5		
4.0	2.5	1.5	1.5			1.0	1.0				
		2.0	2.0			3.0	2.5				
3.5	3.5	1.5	1.5			1.5	1.5	1.0	1.0		
3.5	2.5	1.5	0.5			2.5	2.5			1.0	1.5
3.5	2.0	1.0	0.5			2.0	2.0				
		1.5	0.5			3.0	3.0			0.5	1.5
		1.5	1.5			2.0	2.5				
		2.0	2.0			2.5	2.5				
		3.5	4.0			3.5	3.0	0.5:	0.5:		
		1.5	2.0			2.5	2.5	4.5	4.5		
2.0	1.5	3.5	3.5					4.5	4.5		
1.5	1.0					3.0	3.0				
1.5	1.5	4.5	4.5	1.5	0.5	4.5	4.5	2.5	2.0		
1.5	4.0							1.5	2.0		
2.0	1.5	4.0	3.5	1.0	0.5						
1.0	2.5					3.5	3.5	2.0	1.5	3.0	2.0
				1.0	1.5	2.0	2.0				
		3.5	4.5			2.0	2.0	0.5	0.5		
						2.5	3.0	0.5	0.5		
		2.0	2.0	1.0	2.0						
3.0	2.5	3.0	3.0	1.5	1.5	1.5:	1.5:			3.5	3.0
3.5	3.5	2.0	1.5	1.0	3.0	2.0	1.5	2.0	1.5	3.0	3.0
2.0	1.0	3.5	3.5	1.0	3.0	3.0	2.5	0.5	0.5		
2.5	2.5			2.5	2.5	1.0	1.0				
3.0	2.5	2.5	1.0	3.0	3.0	0.5:	0.5:				
2.0	2.0	3.5	3.0	1.5	2.5					2.5	1.0
3.5	2.5	3.5	3.5			2.0	2.0				

Таблица 2

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные коор- динаты		Мощность	Примечание
	от	до	φ	L		
Январь						
1	11 ч. 44 м.	11 ч. 55 м.	+16°	320°	1	Несколько ярких деталей
3	6—05	6—30	+ 8W	42	1	Малый эруптивный протубе- ранец
10	9—14	10—08	-13	178	2	Яркость колеблется. Максиму- мы яркости около 9 ч. 17 м. и 9 ч. 40 м.
13	6—15	6—33	+13	132	1—	Две яркие детали
18	9—14	9—30	-11	100	1—	Две яркие точки. Яркость па- дает
18	9—33	9—45	+18	70	3	Мощная хромосферная вспыш- ка В 9 ч. 33 м. замечены 4 цент- ра исключительной ярко- сти Около 9 ч. 44 м. появились две дуги над центрами и два отдельных сгустка на значи- тельном расстоянии. Коорди- наты дают соответственно: 1) центр 4 ярких деталей, 2) и 3) отдельные сгустки
			+29	73		
			+34	77		
22	8—22	8—30	- 5W:	151	1	Эруптивный протуберанец. Амплитуда лучевых скоро- стей в 8 ч. 27 м. свыше 200 км/сек
Февраль						
1	6—27	6—47	- 9	239	1	Несколько ярких точек
15	7—11	7—14	-12	87	1	Повидимому, конец мощной хромосферной вспышки. Не- сколько ярких деталей
25	8—59	9—29	+34W	64	2	Эруптивный протуберанец
Март						
12	6—15	6—33	- 3E	46	1	Малый эруптивный протубе- ранец
25	6—32	6—42	-23	20	2	Яркая деталь, распавшаяся через несколько минут на 2
26	6—47	6—52	+ 8:	300:	1	Яркая деталь
28	6—45	6—53	+10E	195	1—	Малый эруптивный протубе- ранец
Апрель						
5	6—15	7—31	-12W -13W	270 264	1	Малый перемежающийся эруп- тивный протуберанец и яр- кая деталь на диске у его основания
26	6—05	7—30	+ 8	301	1	
28	6—53	7—03	-12	275	1	Яркая точка вблизи пятна
28	9—24	9—55	+20	209	2	Несколько ярких точек. Яр- кость падает. В этой же области распад волокна на отдельные части с быстро меняющейся интенсивностью
Май						
1	9—28	9—43	-13E	105	1—	Эруптивный протуберанец
3	6—35	6—45	+ 6	138	1	Три яркие точки. Максимум яркости около 6 ч. 40 м.

Таблица 2 (окончание)

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные коор- динаты Ф L		Мощность	Примечание
	от	до				
Май						
5	6 ч. 38 м.	7 ч. 25 м.	-16°E 53°		2	Внезапно появившийся и бурно развивавшийся протуберанец. Амплитуда скоростей по лучу зрения свыше 200 км/сек. Максимальная высота около 75"
5	7-13	7-35	+11 171		1	Две яркие точки
8	6-00	6-30	-10 102		1	Яркая точка
8	9-00	9-30	+15E 14		2	Эруптивный протуберанец
8	9-00	9-30	-5E 14		1	Эруптивный протуберанец
9	7-05	8-20	-17W 180		2	Взорвавшийся протуберанец. Амплитуда скоростей по лучу зрения свыше 200 км/сек. Максимальная высота 265"
10	6-00	6-20	+20 65		1	Яркая точка
18	9-00	9-15	+4 317		1	Яркая деталь
30	6-00	6-10	+2 156		1	Две яркие точки
31	6-00	6-25	+16 112		1	Яркая деталь
Июнь						
12	8-10	8-20	-16 299		1	Яркая деталь
16	9-00	9-25	+20 250		1	Яркое волокно, являющееся продолжением темного
17	6-00	6-20	-14 305		1	Повидимому, конец более мощной хромосферной вспышки. Несколько ярких деталей
17	9-00	9-15	-14 301		2	Вероятно, конец более мощной хромосферной вспышки. Несколько ярких деталей с уменьшающейся яркостью
Июль						
3	6-27	6-45	-18 75		1	Две яркие детали
			-20 71			
30	6-00	7-00	-22 34		1	» » »
			-24 39			
Август						
1	6-30	6-45	-12 84		1	Яркая деталь
1	9-00	9-30	-21 60		1	Две яркие детали
			-20 65			
5	8-14	9-00	-26 60		2	Яркая деталь
7	6-20	6-30	-14W 70		1-2	Эруптивный перемежающийся протуберанец
	9-00	9-30	-14W 68			
15	6-00	6-10	+3 255		1	Яркая деталь
Сентябрь						
1	9-15	9-30	-5 336		1	Две яркие детали
2	5-35	6-40	+14 295		1	Яркие полосы
4	9-05	9-15	-30 259		1	Яркая деталь
17	6-40	7-00	-20: 150:		1	Две яркие детали
17	9-20	9-30	-25: 80:		1	Яркая деталь
26	5-50	—	-8 33		1	» »
27	6-05	6-50	+11 4		1	» »
Октябрь						
6	6-10	6-25	-40: 355:		1	» »
6	6-30	6-40	+15 257		1	Яркая точка
26	5-55	6-10	-10 328		1	» »
Ноябрь						
7	7-15	7-40	+17 176		1	Яркая деталь
7	7-15	7-40	+21 291		1	» »
Декабрь						
25	9-38	9-45	+30 226		1	Яркая точка

Моменты времени везде даются по всемирному времени. Моменты времени, напечатанные жирным шрифтом, указывают действительные моменты начала или конца хромосферных вспышек. Приближенные координаты вспышек даются в системе Кэррингтона. Оценка мощности хромосферных вспышек производится по 3-балльной шкале: оценка 1 соответствует слабой хромосферной вспышке, а оценка 3 — очень мощной. Под мощностью хромосферных вспышек подразумевается суммарное действие двух факторов: яркости и размеров вспышки.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астр. обсерв., т. 3, 81, 1948.

О П Е Ч А Т К И

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
7	4 св.	некоторые	некоторых
9	4 св.	$2^h 53^m$	$2^h 51^m$
9	23 св.	6 27.5	6 26.5
11	26 св.	58 6	58 12
31	17 св.	1 Гаусс	10 Гаусс
87	5 св.	монтированного	монтированным
177	23 сн.	$0^h 16^m 18^s.1$	$0^h 16^m 18^s.16$
177	21 сн.	— 1 62 40.2	— 1 26 40.2

На вклейке между страницами 122—123 правый край фиг. 3 должен быть повернут кверху. Масштаб фиг. 3 вдвое больше масштаба фиг. 2