

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ
И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

ЭРУПТИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ



НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

В. А. АМБАРЦУМЯН, А. А. БОЯРЧУК, Р. Е. ГЕРШБЕРГ,
Ю. Н. ЕФРЕМОВ (отв. секретарь),
Б. В. КУКАРКИН (отв. редактор), Д. Я. МАРТЫНОВ,
В. Б. НИКОНОВ, П. Н. ХОЛОПОВ, В. П. ЦЕСЕВИЧ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1970

ЭРУПТИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Под редакцией

А. А. БОЯРЧУКА и Р. Е. ГЕРШБЕРГА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1970

НАО и ПЛАНЕТАРИУМ „Дж. Бруно“
Димитровград - 4, тел. 37-97

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редакторов	9
<i>Глава I. Новые звезды</i>	<i>11</i>
I. Общие сведения о новых звездах (В. П. А р х и п о в а)	11
§ 1. Краткий исторический обзор. Обозначения новых звезд	11
§ 2. Новые в других галактиках	13
§ 3. Кривые блеска новых звезд. Фотометрические наблюдения в минимуме блеска. Показатели цвета новых.	15
§ 4. Двойственность новых звезд	20
§ 5. Расстояния до новых звезд и их светимости	23
§ 6. Пространственное распределение новых звезд	26
II. Физические процессы, происходящие при вспышках новых звезд (Э. Р. М у с т е л ь)	23
§ 7. Период I. Новая звезда перед вспышкой	30
§ 8. Период II. Вспышка новой звезды и расширение новой перед максимумом блеска	31
§ 9. Период III. Максимум блеска и отделение главной оболочки	36
§ 10. Период IV. Образование различных систем линий поглощения и излучения в спектре новой после максимума блеска и процессы непрерывного истечения газов из сокращающейся звезды	4

§ 11. Период V. Дальнейшее расширение главной оболочки и ее строение	47
§ 12. Период VI. Новая звезда после возврата к своему «нормальному» блеску	57
§ 13. Заключительные замечания	59
Литература	60
 <i>Глава 2. Звезды типа U Близнецов (В. Г. Горбачки й)</i>	63
§ 1. Введение	63
§ 2. Общие характеристики звезд типа U Gem	66
§ 3. Излучение звезд типа U Gem в периоды минимального блеска	70
§ 4. Истолкование спектральных особенностей систем типа U Gem в эпохи минимального блеска	76
§ 5. Газовые потоки в звездных системах типа U Gem	84
§ 6. Большие вспышки звезд типа U Gem	92
§ 7. Связь звезд типа U Gem с другими эруптивными звездами и их место в схеме звездной эволюции	108
Литература	112
 <i>Глава 3. Симбиотические звезды (А. А. Боярчук)</i>	113
§ 1. Введение	113
§ 2. Описание отдельных симбиотических звезд	114
§ 3. Гипотезы о природе симбиотических звезд	136
§ 4. Физические условия в симбиотических звездах	146
§ 5. Пространственно-кинематические характеристики симбиотических звезд и вопросы их эволюции	155
§ 6. Заключение	162
Литература	163

<i>Глава 4. Звезды типа R Северной Короны (М. Е. Боярчук)</i>	167
§ 1. Введение	167
§ 2. Нормальное состояние	169
§ 3. Активное состояние	171
§ 4. О природе звезд типа R CrB	175
Литература	177
 <i>Глава 5. Вспыхивающие звезды типа UV Кита (Р. Е. Гершберг)</i>	179
§ 1. Введение	179
§ 2. Наблюдения спокойного состояния и вспышек звезд типа UV Cet	183
§ 3. Интерпретация вспышек звезд типа UV Cet	215
§ 4. Вспышечная активность звезд типа UV Cet, родственные ей явления звездной переменности и вопросы эволюции звезд	227
§ 5. Заключение	235
Литература	238
 <i>Глава 6. Неправильные переменные, связанные с туманностями, и сходные с ними объекты (П. Н. Холопов)</i>	241
§ 1. Исторический очерк. Принципы классификации	241
§ 2. Основные спектральные особенности переменных типа Т Тельца и орионовых переменных	248
§ 3. Изменения блеска и цвета орионовых переменных	260
§ 4. Неправильные переменные ранних спектральных классов и быстрые неправильные	269
§ 5. Светимости и показатели цвета орионовых переменных. Т-полоса	272
§ 6. Пространственное распределение и кинематические характеристики орионовых и быстрых неправильных переменных. Т-ассоциации	278

§ 7. Объекты Хербига—Аро	287
§ 8. FU Ориона	289
§ 9. Общая интерпретация наблюдаемых явлений. Проблема возникновения звезд	291
Литература	301
 Глава 7. Звезды типа α^2 Гончих Псов (В. Л. Хохлова)	307
§ 1. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Рессела	307
§ 2. Аномалии химического состава	310
§ 3. Магнитное поле	314
§ 4. Переменность блеска	326
§ 5. Спектральная переменность	328
§ 6. Строение звезд типа α^2 CVn	330
§ 7. Гипотезы происхождения и эволюции звезд Ар	339
Литература	347
 Глава 8. Специфика наблюдений эруптивных звезд (А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов, Н. М. Шаховской)	349
§ 1. Специфика спектральных наблюдений	349
§ 2. Специфика фотометрических и колориметрических наблюдений	357
§ 3. Специфика поляризационных наблюдений	365
Литература	371
Указатель имен	372

ОТ РЕДАКТОРОВ

Книга «Эруптивные звезды» предназначена для астрономов, знакомых с основами теоретической и наблюдательной астрофизики и начинающих работу по нестационарным и, в частности, эруптивным звездам.

К обширному классу эруптивных переменных звездная астрономия относит различные объекты с нерегулярными во времени и большими по амплитуде изменениями блеска: сверхновые, новые, новоподобные, симбиотические звезды, переменные типа R CrB, U Gem, RW Aur, UV Cet и др. Некоторую качественную общность в кривых блеска этих звезд нельзя, конечно, рассматривать как доказательство общности физических процессов при вспышках перечисленных переменных — слишком велики различия в масштабах этих вспышек. Действительно, при вспышках сверхновых выделяется энергия в 10^{49} — 10^{51} эрг, а может быть и больше, и происходит существенная перестройка структуры звезды, тогда как вспышки звезд типа UV Cet происходят иногда через десяток минут одна за другой; они захватывают, по-видимому, лишь отдельные участки поверхности звезды и излучают 10^{29} — 10^{33} эрг энергии. Можно думать, что во всех эруптивных процессах на звездах имеет место некоторый срыв в плавном развитии звезды или отдельной ее части, хотя механизм неустойчивости, источник энергии вспышки и спусковой механизм срыва в каждом случае могут быть своими. То обстоятельство, что все эти вспышки происходят для нас неожиданно, означает лишь, что ни для одного из таких процессов мы не располагаем до сих пор даже самой примитивной физической теорией.

По некоторым типам эруптивных звезд существуют специальные монографии, где подробно изложена история исследования этих переменных звезд и систематизированы многочисленные наблюдения. Как следует из оглавления, настоящий том серии «Нестационарные звезды»

содержит шесть глав, посвященных наиболее многочисленным типам эруптивных звезд. В каждой главе дается весьма краткая история открытия и исследования соответствующих объектов, их общие астрофизические и звездно-статистические характеристики, критическая сводка наблюдательных данных по вспышкам, существующие гипотезы о причинах и механизмах вспышек, а также теоретические и наблюдательные задачи, стоящие сейчас перед исследователями этих звезд. В настоящий том включена также обзорная статья о звездах типа α^2 CVn, тип переменности которых еще не вполне установлен. В заключительной главе кратко излагается специфика наблюдений эруптивных звезд, обусловленная переменностью блеска этих объектов и аномалиями спектрального состава их излучения.

Все главы написаны астрономами, тесно связанными своими интересами и собственными исследованиями с соответствующими проблемами. Такой подбор авторов является неперенным условием для написания обзоров по быстро развивающимся разделам астрофизики на современном уровне, а в ряде проблем эруптивных звезд основные успехи были достигнуты в последние 5—10 лет. С другой стороны, привлечение активных исследователей к написанию обзоров сопряжено с опасностью некоторой односторонности в освещении спорных проблем. При редактировании статей мы не пытались изгонять личные пристрастия авторов, но настаивали лишь на четком изложении альтернативной точки зрения.

В главах настоящего тома не дается математическое изложение астрофизических теорий и гипотез — их можно найти в известных монографиях серии книг «Проблемы теоретической астрофизики».

Главы книги написали: В. П. Архипова, П. Н. Холопов (Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга), Э. Р. Мустель, В. Л. Хохлова (Астрономический совет АН СССР), В. Г. Горбачкий (Астрономическая обсерватория Ленинградского государственного университета), А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов, Н. М. Шаховской (Крымская астрофизическая обсерватория).

А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг

НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Г. В. П. Архипова

Э. Р. Мустель

I. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О НОВЫХ ЗВЕЗДАХ

§ 1. Краткий исторический обзор. Обозначения новых звезд

Новые звезды внезапно увеличивают свой блеск в среднем на 11^m — 10^m (но не менее, чем на 6^m) и затем довольно быстро ослабевают. Они имеют характерные спектры, испытывающие сильные изменения во время вспышки, причем эти изменения всегда проходят в совершенно определенной последовательности.

Новые звезды открываются совершенно случайно, часто любителями астрономии. Более слабые новые обнаруживают по фотографиям, иногда спустя много времени после их появления. В последние десятилетия некоторые новые были открыты по спектру, который сразу «выдает» новую.

Подъем блеска к максимуму обычно протекает столь быстро, что, как правило, звезду открывают не вблизи максимального блеска, а после него, уже на нисходящей ветви кривой. Среди новых звезд различаются два подтипа:

- 1) типичные новые, вспышка которых наблюдалась всего один раз,
- 2) повторные новые, у которых наблюдалось по крайней мере две вспышки.

Ранние сообщения об открытии новых, имеющиеся в древних хрониках, не позволяют с определенностью сказать, были ли это действительно новые или другие объекты, сходные с новыми своим фотометрическим поведением — сверхновая, комета и пр. Возможные новые, отмеченные в исторических хрониках, были в разное время

каталогизированы Гумбольдтом, Циннером, Лундмарком с указанием степени достоверности каждой возможной новой. Лундмарк (1921) составил список возможных новых звезд, наблюдавшихся до 1572 г., включив туда также несколько более поздних новых. Его список содержит 60 объектов. Большинство из них, вероятно, действительно являются новыми, так как их видимое распределение на небе обнаруживает сильную концентрацию в направлении галактического центра и к галактической плоскости, что является особенностью распределения новых звезд. Пересмотренные списки древних новых были опубликованы также Цзе Цунгом (1955). В его последнем списке насчитывается уже 90 новых. Распределение 61 звезды его списка показывает концентрацию к галактическому экватору, но не к центру Галактики.

Среди новых, отмеченных с 1572 г. до середины XIX в., яркая новая в Лисичке СК Vul наблюдалась в 1669—1672 гг. и была, вероятно, медленной новой; вблизи предела невооруженного глаза в 1783 г. была отмечена вспышка новой WY Sge. Других ярких новых за это время зарегистрировано не было.

Начиная с середины XIX в. новые открываются в большом числе. Очень яркой ($-0^m,8$ в максимуме) была η Car в 1843 г., следующая яркая новая ($2^m,0$) — была T CrB в 1866 г. Она же впервые была изучена спектроскопически. Применение фотографии открыло невиданные ранее возможности и для изучения новых звезд, в особенности для детального исследования их спектрального развития.

В нашем столетии наблюдались следующие яркие новые: GK Per, $0^m,2$ в максимуме (1901 г.), V 603 Aql, $-1^m,1$ (1918 г.), V 476 Cyg, $2^m,0$ (1920 г.), RR Pic, $1^m,2$ (1925 г.), DQ Her, $1^m,4$ (1934 г.), CP Pup, $0^m,2$ (1942 г.). За последнее десятилетие ярчайшей новой была N Her 1963. Она была в максимуме $2^m,9$, но была открыта уже через неделю после максимума как звезда 4^m (Дальгрэн, 1963).

В среднем каждый год в Галактике открываются две — три новые звезды.

Наиболее полный список галактических новых, вспыхнувших до 1968 г., можно найти в Общем каталоге переменных звезд (1969). Всего сейчас в Галактике известно около 200 новых.

Новые звезды обычно обозначаются буквой N с указанием созвездия, где звезда вспыхнула, и года ее появления. Впоследствии новым дают такие же обозначения, как и всем другим переменным звездам. Так, N Per 1901 $\equiv$ GK Per, N Oph 1848 $\equiv$ V 841 Oph и т. д.

§ 2. Новые в других галактиках

В результате систематических поисков очень много новых звезд открыто в туманности Андромеды. Фотографические наблюдения новых в M 31 были начаты более или менее систематически в 1917 г. Через 12 лет Е. Хаббл (1929) дал список 85 новых, открытых в M 31 с 1909 по 1927 гг., и вывел некоторые их статистические свойства. Арп (1956) в 1953—1955 гг. предпринял с 60" телескопом обсерватории Маунт Вилсон систематические поиски новых в M 31 и обнаружил 30 звезд. Изучая новые в туманности Андромеды, он нашел, что скорость уменьшения блеска новой является функцией абсолютной величины в максимуме и получил выводы о распределении, частоте и светимости новых в M 31. С 1957 г. систематические поиски новых в M 31 проводятся в Асыаго на 122-см телескопе под руководством Розино. В результате этого обзора было открыто 46 новых. Всего в настоящее время в туманности Андромеды известно 198 новых звезд. Неоднократно отмечалось большое сходство кривых блеска новых M 31 и в нашей Галактике. Так, Арп (1956) указывает, что новая № 13 по списку Хаббла идентична с N Aql 1918, медленная новая № 30 имеет такую же кривую блеска, как RR Pic, звезда № 21 похожа на N Gem 1912.

В максимуме блеска большинство новых в туманности Андромеды имеет фотографическую звездную величину в интервале $16^m,5$ — $17^m,1$. Если принять $m = 16^m,8$ и модуль расстояния по оценке Бааде $m - M = 24^m,25$, то средняя абсолютная величина новой в максимуме оказывается равной $-7^m,45$, что практически совпадает со средней максимальной абсолютной величиной галактических новых $-7^m,3$ по Пейн-Гапошкиной (1957). Число вспышек новых звезд в M 31 за год составляет около 30. Для нашей Галактики эта величина определяется менее надежно,

но, по-видимому, частота вспышек новых в М 31 и в нашей Галактике одинакова.

Известны также новые и в других галактиках Местной системы. В М 33 (галактика Sc) открыто пять новых, в М 81 (галактика типа Sb) — 25 звезд, в NGC 2403 (Sc) — одна новая; Бааде (1958) сообщил об открытии новых в карликовых эллиптических галактиках Местной системы NGC 147 и NGC 185. Цвикки (1964) обнаружил одну новую в NGC 205 — спутнике туманности Андромеды. Согласно оценке Арпа (1956) частота появления новых (за год) в галактиках Местной системы такова:

М 31	30	NGC 147	1
М 32	1	NGC 185	1
М 33	1		

В атласе галактик Хаббла — Сендиджа указывается, что между числом новых, открытых в М 81 (Sb) и NGC 2403 (Sc), существует такое же различие, как между численностью новых, известных в М 31 (Sb) и в М 33 (Sc), и что, вероятно, новые звезды в галактиках Sc сравнительно с галактиками Sb встречаются не часто.

В Магеллановых Облаках (МО) открыто всего 10 новых звезд, хотя в них известно несколько тысяч переменных. Данные по систематическому обзору МО показывают, что частота вспышек составляет не выше одной новой в два года (Хенайз, Хоффлейт и Нейл, 1954) и одинакова для Большого и Малого Облаков, хотя масса ММО примерно в пять раз меньше, чем БМО. Две трети новых в МО располагаются вне наиболее плотной области. Весьма маловероятно, чтобы новая ярче 13^m , 0 не могла быть открыта даже на ярком фоне, поэтому видимое распределение новых, по-видимому, реально. Ни одной новой не найдено вблизи известных газовых туманностей или скоплений сверхгигантов Магеллановых Облаков.

Известны две новые звезды в шаровых скоплениях. В 1860 г. в М 80 была обнаружена новая, получившая обозначение Т Sco. Принадлежность ее скоплению несомненна, так как она расположена всего в $4''$ от ядра скопления и вероятность случайной проекции ничтожно мала. Модуль расстояния скопления, получаемый по ее абсо-

лютной максимальной величине, практически совпадает с модулем, оцененным по переменным звездам скопления. Еще две возможных новых вспыхнули в 1938 г. в скоплении М 14 и в 1943 г. в скоплении NGC 6553 (V 1148 Sgr).

Резко различная частота появления новых в галактиках разных типов является наблюдательным фактом. Новые практически не вспыхивают в эллиптических галактиках и шаровых скоплениях, их очень мало в галактиках типа Sc и неправильных. В то же время в галактиках Sb частота вспышек новых наибольшая. Как указывает Копылов (1955), это может быть следствием того факта, что в галактиках Sb богаче представлены промежуточные подсистемы, к которым относятся и новые звезды.

С другой стороны, если предполагать, исходя из обнаруженной двойственности новых, что число новых в год пропорционально числу тесных двойных в звездной системе, и считать долю двойных одинаковой во всех типах галактик, то можно оценить частоту появления новых в различных звездных системах. Так, принимая частоту вспышек новых в нашей Галактике 30 звезд/год, найдем, что одна новая вспыхивает за 300 лет во всех шаровых скоплениях вместе. Более благоприятно положение у эллиптических галактик типа NGC 147, где при тех же условиях можно ожидать одну новую каждые 30 лет. Если же, однако, что более вероятно, доля двойных звезд в системах со сферическим типом населения существенно меньше, чем для галактического диска, то новые звезды в галактиках типа Е должны иметь еще меньшую частоту вспышек.

§ 3. Кривые блеска новых звезд.

Фотометрические наблюдения в минимуме блеска.
Показатели цвета новых

Кривые блеска новых звезд отличаются большим разнообразием, тем не менее у каждой можно выделить общие черты, повторяющиеся с закономерностью.

Согласно Мак Лафлину (1939) кривая блеска типичной новой состоит из следующих частей:

1) состояние блеска до вспышки — постоянная или слегка переменная звезда с неправильными колебаниями;

2) начальный подъем, занимающий несколько часов у быстрых новых и не более двух суток у самых медленных;

3) остановка или задержка за 2^m до максимума блеска. Ее продолжительность весьма различна — от $1^{d,5}$ до 40^d . У наиболее быстрых новых эта стадия «замывается»;

4) максимум блеска, также различной продолжительности, от нескольких часов до 100^d (у медленных новых) и нескольких лет (у звезд типа RT Ser);

5) начальный спуск — падение блеска на 3^m ;

6) переходная стадия — внезапное изменение градиента кривой при монотонном уменьшении блеска, либо колебания блеска, либо глубокий минимум с последующим возрастанием блеска;

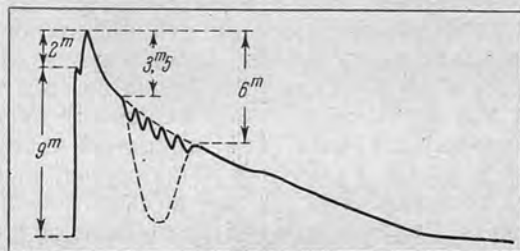


Рис. 1. Схематическая кривая блеска новой звезды по Мак Лафлину.

7) окончательный спуск — довольно плавное падение блеска с еще меньшим градиентом.

Схематическая кривая блеска новой приводится на рис. 1 (по Мак Лафлину).

В зависимости от средней скорости уменьшения блеска после максимума новые в первом приближении делятся на медленные и быстрые. Более детально различается пять типов новых по скорости падения блеска на первые 2^m (Пейн-Гапошкина, 1957) (табл. 1).

Самые медленные новые — немногочисленная группа звезд типа RT Ser, имеющих очень длительный максимум.

У быстрых новых чаще встречаются гладкие кривые блеска, тогда как у медленных имеется тенденция к колебаниям на переходной стадии.

Таблица 1

Классификация новых звезд по скорости падения блеска

Тип	Время падения на 2^m сутки	Скорость падения в день
1. Очень быстрые.	≤ 10	$> 0,2$
2. Быстрые.	11—25	0,18—0,03
3. Среднебыстрые (умеренные).	26—80	0,07—0,025
4. Медленные.	81—150	0,024—0,013
5. Очень медленные.	151—250	0,013—0,008

В нашей Галактике наиболее многочисленны быстрые и очень быстрые новые, тогда как в М 31 преимущественно встречаются умеренные и медленные новые, как показывает табл. 2, составленная Пейн-Гапошкиной.

Таблица 2

Частота встречаемости разных типов новых звезд

Тип	1	2	3	4	5	RT Ser
Галактика %	24	36	17	9	5	9
М 31 %	6	13	43	33	—	—

Однако это различие вполне может быть обусловлено наблюдательной селекцией, роль которой очень велика.

Кривые блеска некоторых новых приводятся на рис. 2.

Изменения визуальной или фотографической величины новой, выражаемые кривой блеска, недостаточно ясно характеризуют изменения излучения фотосферы звезды вследствие влияния эмиссионных линий и собственного излучения оболочки в непрерывном спектре. Кривые изменения яркости континуума могут заметно отличаться от кривых блеска в широкополосной фотометрической

системе. Наблюдения новых в узких участках спектра позволяют проследить изменения в континууме и в линиях в ходе развития новой и необходимы для теоретических

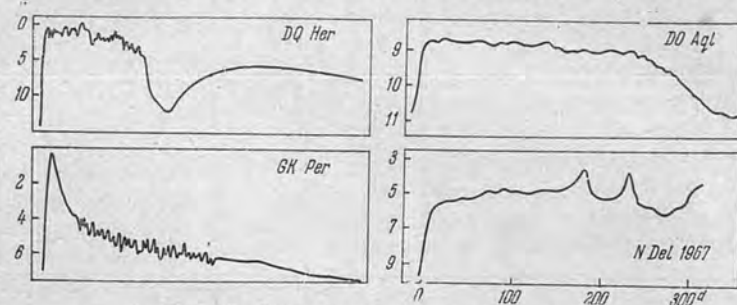


Рис. 2. Кривые блеска новых звезд.

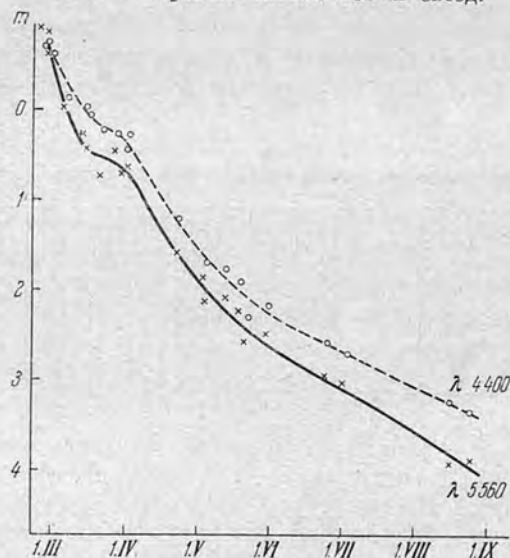


Рис. 3. Монохроматические кривые блеска Новой Геркулеа 1963 г.

расчетов ее параметров. Монохроматические кривые блеска N Her 1963 в полосе шириной несколько ангстрем около $\lambda = 4400 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5560 \text{ \AA}$ по данным Глебоцкого, Смолинского и Вошика (1964) приводятся на рис. 3.

Показатели цвета новых звезд не имеют однозначного смысла, так как изменения относительной интенсивности ярких полос, исчезновение одних и появление других создают колебания показателя цвета, не связанные с изменением температуры звезды. Сопоставление показателей цвета $U - B$ и $B - V$ новых с показателями цвета нормальных звезд обнаруживает большой избыток излучения у новых в ультрафиолетовой области спектра. Однако это сопоставление неопределенно, пока не учтен вклад излучения оболочки. Влияние излучения оболочки сильно уменьшается с приближением звезды к минимуму блеска, когда в спектре постепенно исчезают линии излучения, но не все новые в минимуме имеют спектр без эмиссионных линий. Правда, их вклад на этой стадии уже весьма мал.

Поэтому можно использовать двухцветную диаграмму $U - B$, $B - V$ для сравнения бывших новых с нормальными звездами. Мамфорд (1967) собрал сведения о показателях цвета $U - B$ и $B - V$ 13 бывших новых в минимуме блеска.

Построенная им двухцветная диаграмма изображена на рис. 4, где вместе с новыми звездами (точки) нанесены также показатели цвета звезд типа U Gem (кружки). На диаграмме $U - B$, $B - V$ бывшие новые группируются возле линии абсолютно черного тела (сплошная линия на рис. 4).

Фотометрические наблюдения новых после возвращения их в нормальное состояние блеска показывают, что в минимуме новые, как правило, испытывают сравнительно небольшие колебания блеска и цвета. Степень переменности новой в минимуме, по-видимому, не связана с характеристиками новой и не зависит от того, сколько лет прошло после вспышки. GK Per (вспышка в 1901 г.) имеет непрерывные неправильные колебания блеска, так же как V 841 Oph, вспышка которой была в 1848 г. Амплитуды колебаний обычно не превышают нескольких десятых звездной величины. Однако наблюдаются и внезапные увеличения блеска типа небольших вспышек. Так, N Per 1901 в середине августа 1966 г. испытала подъем блеска на 2^m. Характерное время флуктуаций составляет от нескольких минут до нескольких часов. У N Her 1963

Чинкарини и Хоуард (1966) спустя три года после вспышки отметили присутствие флуктуаций блеска с амплитудой $0^m,1 - 0^m,2$ продолжительностью от 5 до 50^m .

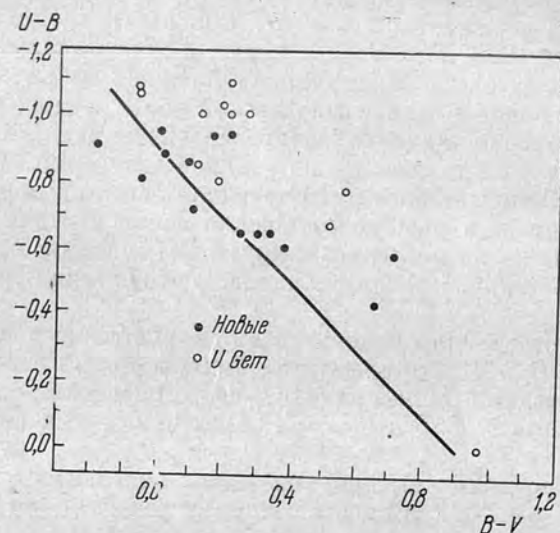


Рис. 4. Положение новых звезд на двухцветной диаграмме.

Фотоэлектрические наблюдения новых в минимуме блеска позволили также обнаружить явление двойственности новых звезд.

§ 4. Двойственность новых звезд

Открытие двойственности новых имеет очень важное значение для понимания явления вспышки.

В 1954 г. Уокер (1954) обнаружил, что DQ Her является затменно-двойной с очень коротким периодом 4^h49^m . Затем он же (1963) нашел, что T Aur — фотометрическая двойная с $P = 4^h54^m$. Для других новых двойственность была обнаружена спектроскопически. GK Per, V 603 Aql относятся к спектрально-двойным и не обнаруживают затмений. Возможно, видны с полюса DI Lac, V 841 Oph. Уокер пытался обнаружить фотометрически

двойственность N Aql 1918, N Lyr 1919, N Cyg 1920, DI Lac, однако периодических затмений глубиной больше $0^m,2 - 0^m,3$, найдено не было. Чинкарини и Хоуард (1966) отметили у N Her 1963 присутствие периодических колебаний с $P = 359^m,5$ с накладывающимися неправильными колебаниями.

Наблюдения двойных дают возможность оценить массу и светимость компонентов. В табл. 3 приводятся соответствующие данные для известных новых.

Таблица 3

Данные о двойственности новых звезд

Звезда	Период <i>P</i> , сутки	Наличие затме- ния	<i>M_V</i> красн.	<i>M_{bol}</i> голуб.	Масса		Литература
					голуб.	красн.	
Типичные новые							
GK Per	1,904	нет?	+4,5	—	≥1,29	≥0,56	Крафт, 1964
	0,635		—	+5	0,3	0,06	Пачинский, 1965
T Aur	0,2042	есть	≥ +5,0				Уокер, 1963
DQ Her	0,1938	есть	≥ +9	< +7	0,12	0,20	Крафт, 1964
V 603 Aql	0,1385	нет	≥ +5				Крафт, 1964
Повторные новые							
T CrB	227,6	нет	+0,2	—	≥2,6	≥3,7	Крафт, 1964
	227,5			+1,7	1,9	2,6	Пачин- ский, 1965
WZ Sge	0,0569	есть	≥ +11				Кшемин- ский и Крафт, 1964

Повторная новая V 1017 Sgr в минимуме имеет спектр G5 и также, вероятно, является двойной.

Кривая лучевой скорости GK Per, взятая из работы Пачинского (1965), приводится на рис. 5.

Малые значения периодов затменно-двойных и спектрально-двойных новых указывают на то, что система представляет собой весьма тесную пару, состоящую, как показывают спектральные наблюдения в минимуме, из глубокой звезды, имеющей высокую температуру и низкую

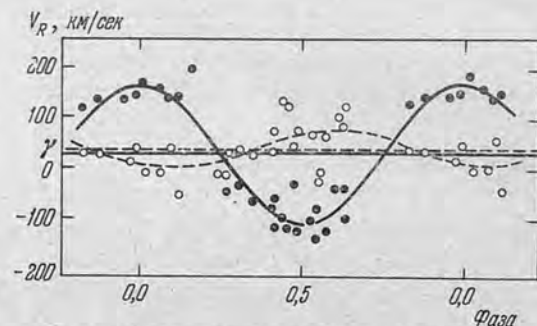


Рис. 5. Кривая лучевой скорости GK Per ($P = 0^d,685$; черные кружки — линии поглощения, светлые — линии излучения).

светимость, и спутника позднего спектрального класса. Большая часть излучения в непрерывном спектре, по-видимому, происходит от горячей звезды, а минимумы блеска обусловлены ее затмениями.

Кроме периодических изменений блеска, связанных с орбитальным движением компонентов системы новой, были обнаружены также периодические изменения блеска типа пульсаций.

Уокер (1958) нашел периодические колебания блеска DQ Per с $P = 71^s$ и с амплитудой $0^m,05$ в желтых лучах. Ван Хоутен (1966) открыл, что RR Pic имеет кривую блеска типа цефеиды с амплитудой $0^m,3$ и $P = 0^d,1451$, на которую накладываются нерегулярные вспышки с амплитудой $0^m,1$.

Существует несколько звезд, которые не показывали вспышек на протяжении истории их наблюдения, однако, несомненно, сходных с новыми в минимуме своими фотометрическими и другими характеристиками. Таковы UX UMa, RW Tri, VV Pup и V Sge. Все они относятся к тесным двойным и, возможно, являются бывшими новыми.

§ 5. Расстояния до новых звезд и их светимости

В максимуме блеска новые звезды принадлежат к наиболее ярким звездам в Галактике и могут поэтому наблюдаться на очень больших расстояниях от Солнца. Определение светимостей новых звезд в максимуме и связанный с этим вопрос о расстояниях новых и их распределении в пространстве сталкивается с несколькими существенными трудностями: 1) обычные методы определения расстояний до звезд, как правило, неприменимы к новым или дают наиболее неуверенные результаты; 2) большинство новых звезд открывается уже после максимума блеска, поэтому видимые величины требуют экстраполяции к максимуму; 3) так как новые звезды — далекие, требуется учитывать межзвездное поглощение света, которое в нашей Галактике известно весьма приближенно.

Для определения средней абсолютной величины новых звезд разными авторами использовались тригонометрические и статистические параллаксы, интенсивности межзвездных линий Ca II, лучевые скорости по межзвездным линиям как функция галактического вращения. Для новых звезд каждый метод весьма ненадежен: измеренные тригонометрические параллаксы многих звезд отрицательны, линии Ca II имеют сложные профили, из-за чего выделить межзвездные компоненты бывает затруднительно. Однако все методы в целом дают, по-видимому, удовлетворительное значение средней абсолютной звездной величины новой в максимуме блеска.

Для отдельных новых расстояние можно оценить, сравнивая угловую и линейную скорость расширения туманности, сброшенной при взрыве. Этот метод, хотя и более удовлетворителен, но также не безупречен, так как зависит от выбора лучевой скорости расширения и предполагает симметрию выброса. Все перечисленные методы в среднем дают абсолютную визуальную величину в максимуме блеска новой $M_v = -7^m,3$, по данным Пейн-Гапошкиной (1957, табл. 1.4, галактические новые). Для медленных новых, обнаруженных на восходящей ветви кривой блеска, можно получить оценку расстояния, полагая, что скорость расширения фотосферы совпадает со скоростью, определяемой по смещению линий в спектре

перед максимумом и считая излучение звезды планковским.

Новые звезды в других галактиках дают хорошую информацию о светимостях новых звезд. В туманности Андромеды, как уже указывалось, средняя абсолютная величина в максимуме равна $\bar{M} = -7^m,4$. В Магеллановых Облаках средняя видимая звездная величина десяти новых $\bar{m}_{\max} = 11^m,4$ (Хенайз и др., 1954) и при модуле расстояния $m - M = 18^m,6$ (Аллен, 1955) находим $\bar{M}_{\max} = -7^m,2$. Светимости новых звезд в максимуме блеска, таким образом, оказываются одинаковыми в разных звездных системах, вследствие чего новые являются хорошим индикатором расстояний в ближайшей окрестности Галактики. Отметим, что первые попытки использовать новые для определения расстояний до галактик принадлежат Кертису (1919) и Лундмарку (1919).

Результаты определения светимостей новых показывают, что абсолютная величина в максимуме связана со скоростью начального падения блеска, его продолжительностью и формой кривой, а именно, чем ярче звезда, тем быстрее она ослабевает. Эта зависимость была впервые обнаружена Мак Лафлином (1939) для галактических новых и впоследствии неоднократно уточнялась. Здесь мы приводим абсолютные звездные величины быстрых и медленных новых в максимуме блеска и их амплитуды по Мак Лафлину (1945):

	$M_{\max}$	$A_{\text{набл}}$
Быстрые	$-8^m,3$	$10^m,6$
Медленные	$-6,2$	$9,6$

Новые в туманности Андромеды показывают такую же корреляцию. На рис. 6 приводится построенная Розино (1964) зависимость между звездной величиной в максимуме блеска и скоростью ее уменьшения, выраженной в единицах $\lg 100 d$, где d — скорость падения блеска в $m/\text{день}$ на участке первоначального спада (на 2^m). Точки на рис. 6 относятся к новым в М 31, открытым в Асыяго (Розино, 1963), кружки — данные из работы Арпа (1956) по М 31, крестики показывают положение галактических новых. Эта зависимость может быть использована для опре-

деления максимальной величины новой, даже если известен всего лишь отрезок кривой блеска.

Идентичность светимостей новых в Галактике и Магеллановых Облаках подтверждается результатами исследования Баскомба и Вокулера (1955) десяти новых в МО.

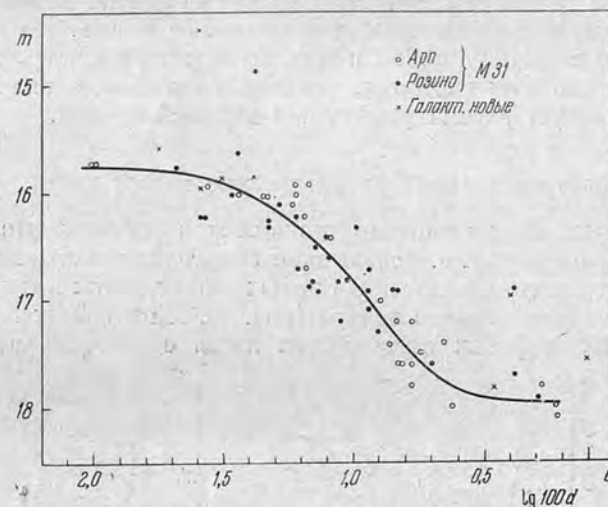


Рис. 6. Зависимость звездная величина новой в максимуме — скорость падения блеска для новых в М 31 и нашей Галактике.

Они нашли, что зависимости максимальная звездная величина — скорость падения блеска для Магеллановых Облаков и нашей Галактики полностью совпадают, если принять современный модуль расстояния Магеллановых Облаков $m - M = 18^m,6$, и имеют вид

$$M_{\max} = -10,9 + 2,3 \lg t_3,$$

где t_3 — время падения блеска от максимума на 3^m (в днях). Следует отметить, что параметр скорости изменения блеска новой d имеет некоторое преимущество сравнительно с параметром t_3 , так как он не зависит от нуля-пункта кривой блеска и не требует знания точного момента максимума звезды.

В минимуме блеска новые звезды по светимости относятся к карликам. По 11 типичным новым с хорошо известными амплитудами Пейн-Гапошкина нашла среднюю амплитуду $11^m,6$. Объединяя это значение с величиной $M_{\max} = -7^m,3$, получим среднюю абсолютную величину новых в минимуме $+4^m,3$. Повторные новые, возможно, в минимуме блеска ярче, чем типичные новые. На абсолютную величину новой в минимуме могут влиять спутники в двойных системах, поэтому приводимое значение $M_{\min}$ следует рассматривать как верхний предел.

§ 6. Пространственное распределение новых звезд

Новые звезды обычно появляются вблизи полосы Млечного Пути, т. е. показывают заметную галактическую концентрацию. Очень много новых наблюдается в направлении галактического центра (рис. 7). На высоких галактических широтах встречаются лишь единичные новые.

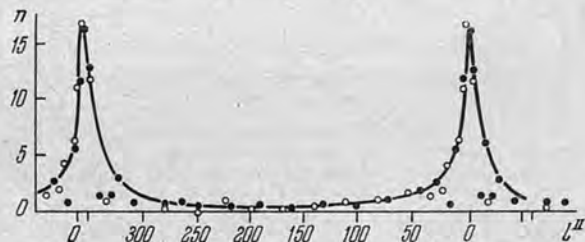


Рис. 7. Распределение новых звезд (черные кружки) и планетарных туманностей (светлые кружки) по галактической долготе.

Почти 90% новых расположено в пределах 500 пс от плоскости Млечного Пути, лишь несколько объектов имеют z -координату больше 5 кпс. Имеются указания на то, что медленные новые встречаются преимущественно в направлении центра Галактики, а быстрые новые, наоборот, его избегают.

Подсистема новых звезд рассматривалась в работах Бойтлингера (1933), Мак Лафлина (1945). Первое определение ее параметров было выполнено Кукаркиным (1949), который также отметил противоречивость харак-

теристик подсистемы: большая концентрация к галактической плоскости и сильная концентрация к галактическому центру. Копылов (1955) повторил исследование пространственного распределения новых звезд. Он использовал 26 новых, расположенных в сфере радиусом $r \leq 1500$ пс от Солнца. Параметры подсистемы, по Копылову, равны (D — пространственная плотность, β — полутолщина однородного распределения по z — координате):

$$m = -\frac{\partial \lg D}{\partial R} = 0,22 \pm 0,01, \quad l = -\frac{\partial \lg D}{\partial z} = 2,39 \pm 0,11, \\ \beta = 182 \pm 10 \text{ пс.}$$

С этими параметрами подсистема новых относится к типичной промежуточной составляющей Галактики (населению диска). Подсистема новых имеет большое сходство с подсистемой планетарных туманностей, имеющей параметры: $m = 0,22$, $l = 2,20$ (Копылов, 1955).

Необходимо отметить, что полученные параметры подсистемы относятся лишь к ближайшим окрестностям Солнца, а об их величине на значительных расстояниях, по существу, ничего не известно.

Исследование пространственного распределения новых в других галактиках имеет большое значение как для уточнения пространственной структуры подсистемы в нашей Галактике, так и для изучения строения звездных систем. Хотя такого рода исследование упрощается тем фактором, что отпадает трудный вопрос с расстояниями, в то же время оно усложняется проблемами учета проекции, возможностью наблюдения лишь ярких новых, ограниченностью числа звездных систем лишь ближайшими окрестностями Галактики (Местной системой).

Весьма благоприятную возможность исследования подсистемы новых представляют новые в М 31. Если допустить, что подсистема новых в М 31 имеет такое же строение, как в нашей Галактике, то можно проследить пространственную структуру подсистемы на существенно большем расстоянии, чем это удастся в Галактике. Ни для одной подсистемы в Галактике нельзя проследить изменения плотности вплоть до самого центра. Распределение новых в туманности Андромеды рассматривалось Хабблом,

Арпом, Розино. Было найдено, что отношение средних координат $|x|/|\bar{y}| = 2,2$, что указывает на заметную сферичность подсистемы (для плоской подсистемы $|x|/|\bar{y}| = 4$ и определяется углом проекции к лучу зрения).

Наиболее детальное исследование подсистемы новых в М 31 было выполнено недавно Шаровым (1968). Он рассмотрел видимое и пространственное распределение на основе всех имеющихся в настоящее время данных о новых в М 31, применив для этой цели методику, разработанную для анализа плотности звездных скоплений. Им было показано, что подсистема новых звезд в М 31 имеет достаточно сложное строение и не может быть описана при помощи одного градиента плотности по каждой координате. В центральной зоне М 31 (на $r = 5' - 12'$ от центра, или $1 - 2,4$ кпс) параметры подсистемы равны

$$m_1 = 1,31, \quad l_1 = 2,10.$$

В зоне с расстояниями $12' - 24'$ ($2,4 - 4,8$ кпс) соответствующие значения равны

$$m_2 = 0,49, \quad l_2 = 0,79.$$

Таким образом, вблизи ядра М 31 новые образуют почти сферическую подсистему с небольшим сжатием. На расстоянии $3 - 5$ кпс от центра происходит резкое изменение характера подсистемы, и она становится типично промежуточной. Наблюдения новых звезд в Галактике этому представлению не противоречат. Так, звезды с большими z -координатами наблюдаются в районе галактического центра, где имеется участок с небольшим поглощением и звезды могут быть видны на очень больших расстояниях от Солнца.

II. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ ВСПЫШКАХ НОВЫХ ЗВЕЗД

Истолкование физических процессов, сопровождающих вспышку новой звезды (или просто новой), связано с использованием самых различных видов наблюдений, а именно фотометрических, спектроскопических, поляриметрических и других, а также с анализом фотографиче-

ских снимков оболочки, выброшенной новой. Все это позволяет приблизиться к пониманию того, как происходит вспышка звезды и какова дальнейшая судьба самой новой и покинувших ее газов. Весь комплекс процессов, сопровождающих развитие типичной новой во время вспышки, следует разделить на ряд периодов. Каждый такой период отличается во многих отношениях от других, даже соседних, периодов. Поэтому целесообразно рассматривать развитие вспышки во времени отдельно для каждого периода. На рис. 8 представлена средняя кривая блеска новой звезды и указаны те периоды, которые будут обсуждаться.

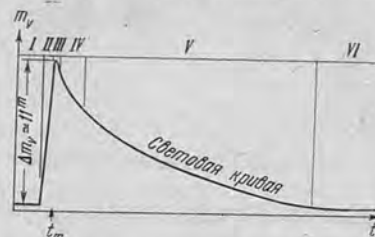


Рис. 8. Последовательные фазы развития вспышки у типичной новой звезды.

Дадим сначала краткую характеристику каждого периода: первый период предшествует самой вспышке, второй период включает начало вспышки и рост блеска звезды к максимуму блеска, третий период включает максимум блеска и несколько дней, следующих за ним, четвертый — включает уже более длительный период, следующий за максимумом блеска. Этот период характеризуется наличием нескольких систем линий поглощения и излучения в спектре звезды. Некоторые из них свидетельствуют о процессах мощного истечения газа из новой и после максимума блеска. Пятый период характеризуется тем, что доминирующую роль в спектре новой играют небулярные линии излучения, создаваемые выброшенной из нее оболочкой. Шестой период характеризуется уже отсутствием (или слабостью) небулярных линий. Блеск звезды, а также линии излучения (и поглощения) спектра новой создаются уже в основном самой вспыхивавшей звездой и ее спутником.

Перейдем теперь к более подробному рассмотрению физических характеристик каждого периода. При этом следует иметь в виду, что скорость спада блеска и скорость развития спектра у различных новых различная. Весьма

существенным является то, что у «быстрых» новых, у которых спад блеска занимает сравнительно мало времени, эволюция спектральных характеристик является сравнительно быстрой; у «медленных» же новых эта эволюция занимает большее время. Мак Лафлин (1963) установил, что в среднем имеется довольно хорошо реализуемая связь между различными фазами эволюции спектра у различных новых и величиной Δm падения блеска звезды по отношению к максимальному блеску. В дальнейшем мы будем указывать величину Δm в скобках.

§ 7. Период I. Новая звезда перед вспышкой

Имеются лишь весьма скудные сведения о новых звездах перед их вспышкой. Так, изучение фотографий участков неба, снятых перед вспышкой, показывает, что некоторые новые меняли свой блеск. Это говорит о том, что и в своем «нормальном» состоянии по крайней мере некоторые новые звезды являются сравнительно неустойчивыми объектами.

До последнего времени лишь для V 603 Aql, вспыхнувшей в 1918 г., имелся спектр, полученный перед вспышкой с помощью объективной призмы. Этот спектр указывает, что в это время звезда была раннего класса, по-видимому, класса A или B. Однако недавно спектры до вспышки были обнаружены у NHer 1963 и NDel 1967. По непрерывному спектру они похожи на слабо покрасневшую O-или раннюю B-звезду. Каких-либо сильных линий излучения или поглощения не отмечалось.

Имеются основания считать, что по прошествии достаточно большого времени после вспышки новая возвращается примерно к тому же состоянию, в котором она находилась до вспышки. Об этом говорит пример по ряду новых. Поэтому можно ожидать, что о состоянии новой звезды до вспышки можно с некоторой степенью достоверности судить на основании той информации, которую получают для последнего периода развития вспышки новой. В частности, можно считать, что новая звезда перед вспышкой является горячей карликовой звездой низкой светимости.

§ 8. Период II. Вспышка новой звезды и расширение новой перед максимумом блеска

К сожалению, из-за внезапности и быстроты явления сведения о самой первой фазе вспышки новой полностью отсутствуют. Новые звезды «открываются» тогда, когда звезда уже увеличила (обычно на много звездных величин) свой блеск. Поэтому мы не знаем, начинается ли вспышка с внезапного взрыва или же имеет место сравнительно растянутое во времени выбрасывание газов из звезды. Не известно также, захватывает ли взрыв всю звезду или же этот процесс развивается в ее более поверхностных слоях. Некоторые теоретические соображения говорят лишь о том, что, по-видимому, самые внутренние части новой не претерпевают во время вспышки никаких существенных изменений.

Из сказанного следует, что изучение вспышек новых звезд, с точки зрения наблюдений, начинается в основном только тогда, когда звезда стала уже достаточно яркой и ее блеск продолжает расти.

Огромное значение при истолковании процессов, сопровождающих вспышку новой звезды, имеют спектроскопические наблюдения. Для рассматриваемого нами периода II спектры были получены только для семи сравнительно ярких новых (табл. 4). Эти спектры являются в основном спектрами поглощения с эмиссией при некоторых линиях поглощения, относительная роль которой ослабевает с увеличением блеска звезды. В каждый момент новой звезде может быть приписан некоторый спектральный класс обычной спектральной классификации стационарных звезд. В ряде случаев даже количественный спектрофотометрический анализ новой обнаруживает лишь весьма небольшие отклонения от спектра стационарной звезды, имеющей эквивалентный спектральный класс. Это очень существенное обстоятельство; оно позволяет оценивать некоторые важные параметры новой (например, температуру) на восходящей ветви блеска. Всю систему линий поглощения спектра новой для периода II именуют предмаксимальным спектром звезды.

Очень важной особенностью новой звезды для периода II является то, что все линии поглощения предмаксималь-

Таблица 4

Некоторые основные физические характеристики новых звезд

Звезда	Предмаксимальный спектр			Главный спектр	
	Спектр звезды в первый момент	Спектр звезды в момент максимума	Скорость, найденная по предмаксимальному спектру в момент максимума, км/сек	Скорость, определенная по линиям поглощения главного спектра, км/сек	
				в первые моменты после появления спектра	в конце эволюции главного спектра
GK Per 1901	B9p	A0	-713	-1308	-1500
DN Gem 1912	A5	A5?	-452	-772	-830
V 603 Aql 1918	A0	A5	-1280	-1380	-1720
V 476 Cyg 1920	A0	A2	-507	-725	-820
RR Pic 1925	F2	gF8	-97	-298	-410
DQ Her 1934	B5p	cF0	-180	-310	-394
CP Lac 1936	B9p	gA2	-1144	-1316	-2527

ного спектра смещены в сторону коротких длин волн, причем это смещение имеет чисто доплеровский характер. Скорость движения поглощающих газов, находящаяся из смещения линий для различных новых, варьируется в пределах от нескольких десятков до тысячи — полутора тысяч км/сек (см. табл. 4). О том, изменяется ли рассматриваемая скорость для какой-либо данной новой со временем, мы знаем очень мало, ибо, как указывалось ранее, наша информация о новых звездах в самом начале их вспышки практически отсутствует. Некоторым исключением является DQ Her, которая «вспыхнула» 11 декабря 1934 г., а уже 13 декабря были получены первые спектры звезды. Максимум блеска DQ Her достигла 22 декабря. В момент «открытия» звезды некоторые линии поглощения водорода (особенно H_α) показывали скорости до 1000—2000 км/сек, а линии металлов — значительно меньшие, порядка 400—600 км/сек. Все эти скорости убывали со временем и к моменту максимума блеска линии водорода

и металлов показывали примерно одну и ту же скорость, порядка 180 км/сек. Заметим, что для других новых заметных различий в скорости движения газов, принадлежащих различным элементам, обнаружено не было.

Данные, полученные для DQ Her 1934, показывают, что, возможно, вообще у всех новых звезд скорости, находящиеся из смещения линий поглощения предмаксимального спектра, являются в начальный момент вспышки сравнительно большими, но к моменту максимума заметно уменьшаются. Следует отметить, что у «медленных» новых, например, DQ Her, скорость, находящаяся из смещения линий предмаксимального спектра (скажем, в момент максимума блеска), ниже, чем у «быстрых», новых, например, V 603 Aql.

В течение всего периода II новая звезда (по крайней мере ее внешние слои) находится в состоянии расширения. Об этом говорят следующие факты:

а. Спектроскопические данные свидетельствуют о том, что в течение всего рассматриваемого периода температура звезды, оцениваемая по спектральному классу, убывает (см., например, табл. 4). То же самое следует и из определений спектрофотометрической температуры новых. Следовательно, рост блеска у звезды может происходить только за счет ее расширения. Действительно, сама возможность приписать новой звезде в каждый момент времени какой-то определенный спектральный класс, говорит о том, что любые источники излучения у внешних слоев звезды, кроме чисто тепловых, следует практически исключить.

б. О расширении новых звезд во время периода II свидетельствует тот факт, что линии предмаксимального спектра всегда смещены в сторону коротких волн. На рис. 9 линии поглощения создаются «обращающим слоем» звезды, т. е. теми слоями, которые играют основную роль в создании предмаксимального спектра новой. «Фотосферой» же новой мы именуем те слои звезды, которые играют основную роль в создании непрерывного спектра звезды.

Скорость расширения «фотосферы» может быть оценена в том случае, если мы знаем для двух каких-либо моментов t_1 и t_2 температуру звезды и ее светимость. В этом

случае мы можем оценить для обоих моментов радиус «фотосферы» $(R_p)_1$ и $(R_p)_2$ и тем самым среднюю скорость «фотосферы»

$$\bar{v}_p \approx \{(R_p)_2 - (R_p)_1\} : (t_2 - t_1).$$

Скорость V расширения «обращающего слоя» может быть приблизительно отождествлена со скоростью, определяемой из доплеровского смещения линий поглощения предмаксимального спектра.

Имеющиеся оценки показывают, что величины v_p и V одного порядка.

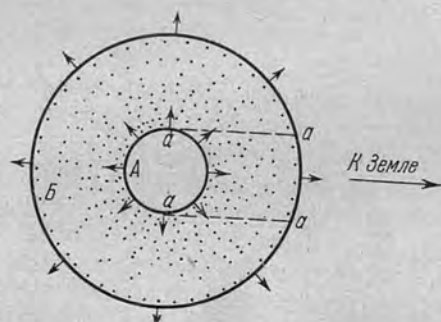


Рис. 9. Распирение новой звезды перед максимумом блеска. А — «фотосфера» новой звезды, В — «обращающий слой». Линии поглощения спектра новой создаются в объеме $aaaa$.

В момент максимума блеска t_m фотосфера новой звезды имеет весьма большие размеры. Радиус фотосферы звезды в этот момент достигает значений $100 R_\odot - 300 R_\odot$ (см. некоторые данные о величинах (R_p) для различных новых в табл. 5, взятой из статьи Мак Лафлина (1963)).

Далее, целый ряд фактов свидетельствует о том, что перед максимумом блеска и в момент t_m толщина ΔR «обращающего слоя» сравнима (или даже превосходит) радиус «фотосферы». Иначе говоря, новые звезды во время своего расширения обладают весьма протяженными и оболочками.

Таблица 5

Радиусы фотосферы у новых звезд в момент максимума блеска и в «нормальном» состоянии, вне вспышки

Новая	Максимум блеска				Период VI		
	M_v	Спектр	Температура	$R_p/R_\odot$	M_v	$R/R_\odot$	
						$T = 4000^\circ \text{K}$	$T = 10000^\circ \text{K}$
V 603 Aql 1918	$-9^m, 2$	A5	8500°	320	$2^m, 7$	0,33	1,2
V 476 Cyg 1920	$-9,6$	A2	9700	320	4,5	0,14	0,52
DN Gem 1912	$-7,5$	F0:	7500	186	3,7	0,21	0,76
DQ Her 1934	$-5,6$	F0	7500	95	8,1	0,03	0,10
CP Lac 1936	$-9,3$	A2	9700	280	3,9	0,19	0,69
GK Per 1901	$-8,5$	A0	10700	170	4,8	0,13	0,46
RR Pic 1925	$-7,4$	gF8	5800	300	4,7	0,13	0,48
CP Pup 1942	$-9,1$	A5	8500	310	8:	0,03	0,10

Примечание. Радиус новой для периода VI подсчитан для двух значений температуры.

К сожалению, наблюдения, имеющиеся для рассматриваемого периода, не позволяют сделать более детальных заключений о том, каким образом происходит расширение новой звезды перед максимумом блеска. Важным источником дополнительной информации служат те явления, которые связаны с максимумом блеска, включая существование самого максимума блеска.

В момент максимума блеска спектр типичной новой звезды очень похож на спектр сверхгиганта класса А или F. Это дает основания применять для анализа протяженной атмосферы новой обычные методы, развитые для анализа нормальных звезд. Для атмосферы DQ Нег в момент максимума блеска (22 декабря 1934 г., спектр с F5) найдено: температура возбуждения около 5000° , средняя турбулентная скорость $v_t \approx 20 \text{ км/сек}$, электронная концентрация $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (Мустель и Баранова, 1965).

§ 9. Период III. Максимум блеска и отделение главной оболочки

Момент максимума блеска t_m является «переломным» моментом потому, что сразу же после момента t_m формируется главная (отделившаяся) оболочка, наблюдаемая впоследствии, через несколько лет после вспышки, в виде газовой туманности, окружающей заметно ослабевшую в яркости новую.

Мы указывали, что перед максимумом блеска спектр новых звезд содержит только одну систему смещенных линий поглощения — предмаксимальный спектр. Однако почти сразу же после момента t_m в спектре новых происходят весьма существенные изменения*. Первым из них является возникновение еще более смещенного главного спектра поглощения ($\Delta m \approx 0^m,6$; рис. 10). Все линии этого спектра также дают примерно одну и ту же доплеровскую скорость.

Из рис. 10 видно, что процесс преобразования предмаксимального спектра в главный имеет дискретный характер. Уже в момент появления главного спектра он оказывается «отделенным» от предмаксимального спектра.

Спектральный класс главного спектра в момент появления совпадает со спектральным классом предмаксимального спектра или несколько «позднее» его. Измерения ширины линий излучения, создаваемых указанной выше оболочкой-туманностью, показывает (см. описание периодов IV и V), что последняя расширяется со скоростью, соответствующей главному, а не предмаксимальному спектру. В качестве примера можно указать (см. табл. 4), что скорость, характеризовавшая предмаксимальный спектр RR Pic 1925 в момент максимума блеска, равнялась ~ 100 км/сек, а скорость, характеризовавшая главный спектр после его появления, была ~ 300 км/сек. Эту же скорость порядка 300 км/сек давали и эмиссионные линии оболочки.

Таким образом, процесс преобразования предмаксимального спектра в главный спектр является п р я м ы м

*) Они установлены Д. Мак Лафлином (1963).

результатом формирования в это же время главной оболочки. Мустель (1962) предложил механизм для объяснения преобразования предмаксимального спектра в главный. Им же указаны трудности других предлагавшихся моделей. Предполагается, что процесс отделения внешних

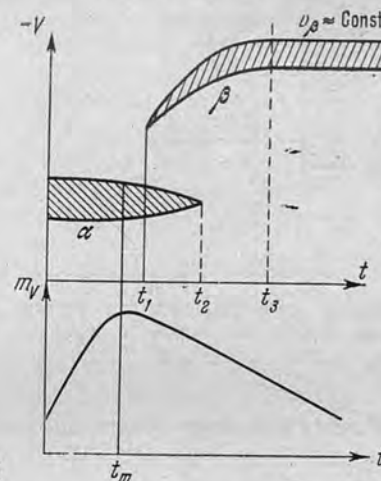


Рис. 10. Преобразование предмаксимального спектра новой звезды в главный спектр.

частей расширившейся новой («обращающего слоя») от более внутренних частей звезды, которые остаются с нею*), начинается незадолго до момента максимума блеска.

Те массы газа, которые уже фактически потеряли связь со звездой, представлены на рис. 11 самой левой колонкой α , ориентированной вдоль радиуса, проведенного из центра звезды. Считается, далее, что примерно в то же время на внутреннее основание почти отделившейся оболочки начинает действовать некоторая сила P , которая приводит к сжатию колонки α и к образованию слоя β , создающего уже главный спектр. В конце процесса

*) Они принимают участие в сокращении звезды после момента t_m .

(самая правая часть рис. 11) остается одна главная оболочка β . Заметим, что наличие указанного сжатия у отделившейся оболочки подтверждено в работе Антиповой (1969),

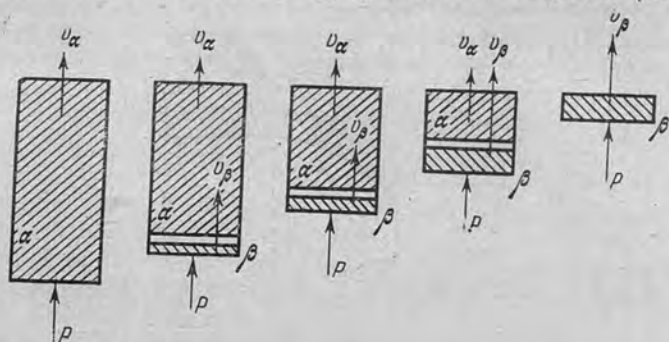


Рис. 11. Сжатие отделившейся оболочки, приводящее к замене предмаксимального спектра главным спектром.

посвященной анализу возникновения аномально сильных полос поглощения CN в спектре DQ Her 1934 почти сразу же после максимума блеска.

Имеются основания считать (Мустель, 1962), что указанную силу P создают высокоэнергичные частицы (в основном протоны), ускоряемые в большом количестве в полости, заключенной между основной массой α отделившейся оболочки и теми внешними частями расширившейся новой, которые остаются со звездой.

Для объяснения существования максимума блеска у новых звезд были предложены две гипотезы.

Гипотеза А. В момент вспышки звезда сбрасывает сферический слой, который начинает расширяться в виде оболочки, отделенной от звезды. Вначале оптическая толщина τ_c оболочки в частотах непрерывного спектра значительно больше единицы и из-за увеличения размеров оболочки блеск звезды возрастает. Удаляясь от звезды, оболочка разрежается, ее τ_c уменьшается и когда $\tau_c \approx 1,5$, наступает момент максимального блеска t_m , после чего блеск новой убывает. Эта гипотеза разрабатывалась наиболее широко в Ленинградском го-

сударственном университете и подробно изложена Горбацким и Мининым (1963).

Гипотеза Б. Предполагается, что «фотосферные» слои расширяющейся новой достигают в момент t_m наибольшего удаления от центра звезды, после чего расширение «фотосфер» прекращается и ее размеры начинают

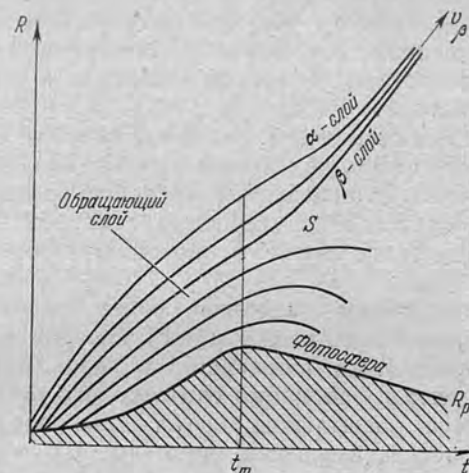


Рис. 12. Расширение новой звезды и ее последующее сжатие (с отрывом оболочки) согласно гипотезе Б. Полость S соответствует области отделения оболочки.

медленно уменьшаться. Звезду покидают в виде оболочки лишь внешние части ее протяженного «обращающего слоя» (рис. 12). Вопрос же о том, затрагивает ли вспышка самые внутренние слои новой и возникает ли при этом глубоко под фотосферой звезды некоторая полость (как в случае гипотезы А), не является здесь существенным.

Математически наиболее подробно проанализирована гипотеза А. Однако с ней связан целый ряд трудностей. Главной трудностью гипотезы А является необъясненный столь важный для понимания физики новых процесс формирования главной оболочки сразу же после момента t_m .

Эта и некоторые другие трудности гипотезы А обсуждены в работе Мустеля (1956а). Однако следует оговориться, что в последних вариантах гипотезы А для объяснения кривой блеска вводится интенсивное истечение газов из звезды сразу же после выброса оболочки. Тем самым заметно уменьшается различие между гипотезами А и Б.

Мы вновь обратимся к обсуждению гипотезы Б, согласно которой отделение главной оболочки связано во времени не с самым первым моментом вспышки, а с моментом максимума блеска.

Как мы увидим далее (см. описание периода V), имеются основания считать, что новые звезды обладают общим магнитным полем. Это следует, в частности, из анализа различных особенностей в строении главной оболочки. Наличие магнитного поля у новой приводит к ряду следствий:

а) Вещество звезды становится более вязким: «запутывание» силовых магнитных линий, связанное с турбулентными движениями ионизованных газов, увеличивает вязкость. Имеются основания считать, что резкое замедление процесса расширения «фотосферы» новой вблизи максимума блеска (в рамках гипотезы Б) обусловлено именно эффектами электромагнитной вязкости *). Гравитационные силы требуют здесь введения слишком больших масс для новых звезд.

б) К моменту максимума блеска самые внешние части «обращающего слоя» новой находятся уже на весьма большом расстоянии от центра звезды и обладают сравнительно высокой скоростью, намного превосходящей параболическую. Поэтому даже несмотря на роль электромагнитной вязкости, эти слои должны покинуть новую. С другой стороны, как уже говорилось (см. рис. 12), «фотосфера» звезды и примыкающие к ней более внутренние части «обращающего слоя» должны (с точки зрения гипотезы Б) остаться со звездой. Поэтому, постулируя непрерывность магнитных силовых линий, заполняющих новую,

*) Мы не говорим здесь о само собой разумеющемся факторе — ослаблении к максимуму тех сил, действующих в направлении от центра звезды, которые создали саму вспышку.

можно ожидать, что в «промежуточной» области S на рис. 12 вблизи максимума блеска должно происходить их вытягивание и уменьшение средней напряженности магнитных полей, замороженных в плазму. Этот процесс должен протекать одновременно с весьма существенным понижением общей плотности газов в рассматриваемой области S разделения «обращающего слоя». Вместе с тем наличие процессов быстрого уменьшения (и вообще изменения) напряженности магнитного поля со временем в области низких плотностей газа благоприятствует эффективному ускорению в данной области энергичных частиц. Из-за процессов рассеяния этих частиц будет происходить изотропизация в направлениях движений частиц. В результате область S окажется вскоре заполненной энергичными частицами. Значит, мы можем говорить о некотором изотропном давлении P , создаваемом энергичными частицами *). Это как раз то, о чем мы уже писали в связи с возможным объяснением процесса преобразования предмаксимального спектра в главный.

§ 10. Период IV. Образование различных систем линий поглощения и излучения в спектре новой после максимума блеска и процессы непрерывного истечения газов из сокращающейся звезды

После преобразования предмаксимального спектра новой в главный главная оболочка может рассматриваться как вполне сформировавшаяся и окончательно отделившаяся от звезды. Дальнейшее удаление оболочки от новой ведет к уменьшению ее плотности. Число атомов, приходящихся на единицу «поверхности» оболочки, падает, и это приводит к постепенному ослаблению, а затем и к исчезновению линий поглощения главного спектра ($\Delta m_v \approx 4^n, 1$). Вначале исчезают наиболее слабые, последними — наиболее сильные линии. В частности, линии, которые начинаются с метастабильных уровней, существуют большее время, чем обычные линии.

*) Количественно этот вопрос обсужден в работе Мустеля (1962).

В конце концов исчезают все линии поглощения главного спектра и главная оболочка делается прозрачной во всех длинах волн оптического спектра.

Как указывалось выше, максимум блеска является моментом, который разграничивает две совершенно различные фазы развития новой звезды. Действительно, почти сразу же после максимума блеска возникает не только главный спектр, но появляются и другие системы линий поглощения, происхождение которых отличается от происхождения главного спектра. Это следующие системы: а) диффузно-искровой спектр и б) орионов спектр. Названия этих спектров характеризуют степень ионизации и возбуждения газов, образующих спектры*).

Диффузно-искровой спектр ($\Delta m_v \approx 1^m, 2$) включает в себя преимущественно широкие линии H I, Ca II, Mg II, Fe II, Ti II, Cr II, OI, NaI. Линии этого спектра также смещены в сторону коротких длин волн, но смещение здесь в среднем в 1,5 — 2,5 раза больше, чем смещение главного спектра; у некоторых новых наблюдался не один диффузно-искровой спектр, а несколько, с различными смещениями.

Орионов спектр появляется обычно несколько позже ($\Delta m_v \approx 2^m, 1$), чем диффузно-искровой, а иногда почти одновременно с ним. Линии этого спектра также являются весьма широкими. В начале наиболее характерными компонентами орионического спектра являются He I, N II, O II и H I. Позже появляются линии N III ($\lambda\lambda$ 4097 и 4103), а иногда и N V (4609, 4625).

У некоторых новых смещение линий орионического спектра примерно таково же, как и смещение линий диффузно-искрового спектра; иногда оно значительно больше.

Следует отметить, что все линии поглощения, принадлежащие какому-либо одному, диффузно-искровому или орионову, спектру показывают практически одно и то же доплеровское смещение. Поэтому во всех рассматриваемых случаях мы имеем дело с движением выбрасываемых из новой газовых масс.

* Названия «искровой» и «орионов», введенные Мак Лафлином, связаны с одной из первых классификаций звездных спектров.

Указанные спектры являются результатом того, что сразу же после максимума блеска из новой начинается непрерывное истечение газов, создающих вокруг звезды весьма протяженную оболочку. Об этом свидетельствует большая ширина и размытость линий обоих спектров, быстрые (за несколько часов) колебания интенсивности линий в спектрах, быстрые колебания в величине смещений линий (особенно наличие в некоторых случаях огромных «отрицательных» ускорений; см. орионов спектр на рис. 13).

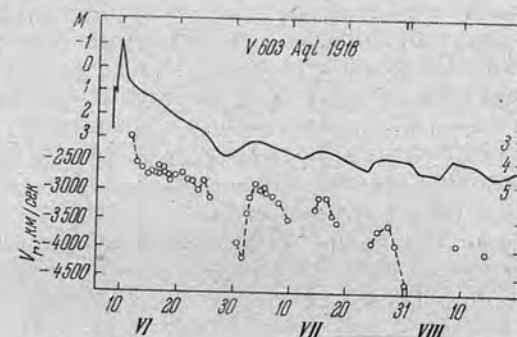


Рис. 13. Изменение скоростей, определяемых из смещения линий поглощения орионического спектра V 603 Aql 1918. Сверху световая кривая звезды.

Протяженная оболочка состоит из отдельных газовых конденсаций, движущихся от звезды со скоростями, заметно превосходящими скорость главной оболочки. Вопрос о происхождении непрерывного истечения газов, составляющих эту оболочку, пока не ясен. Возможно, что указанные процессы аналогичны процессам выброса протуберанцев из активных областей на Солнце (в частности, из хромосферных вспышек) и имеют электромагнитную природу. О том, что мы здесь имеем дело с явлениями неустойчивости, говорит тот факт, что изменения интенсивности и скоростей выбрасываемых газов, образующих диффузно-искровой и особенно орионов спектры, наблюдаются в периоды сравнительно быстрых, вторичных колебаний блеска звезды на нисходящей ветви (см. рис. 13).

По-видимому, истечение газов, создающих диффузно-испоровый спектр звезды, происходит из тех, более холодных внешних слоев сокращающейся новой, которые создают непрерывный спектр звезды, а истечение газов, создающих орионов спектр, характеризуется большей степенью ионизации и возбуждения, происходит из более нагретых «подфотосферных» слоев новой.

Так как конденсации, создающие диффузно-испоровый и орионов спектры новой, движутся со скоростью, большей чем скорость главной оболочки, то они через некоторое время догоняют последнюю. Тормозясь в главной оболочке, конденсации передают ей непрерывно некоторый импульс, направленный от звезды. Это ведет к увеличению скорости оболочки, что действительно и наблюдалось в ряде случаев. Далее, газовые конденсации, вторгаясь в главную оболочку, передают ей не только импульс, но и повышают ее кинетическую температуру (см. § 15 и 20 книги Горбачко и Минина (1963)).

Момент максимума блеска является некоторым переломным моментом в эволюции вспышки и потому, что почти сразу же после этого момента в спектре новой появляются интенсивные и широкие линии излучения. Каждый смещенный спектр поглощения (главный, диффузно-испоровый, орионов) имеет свои линии излучения. Полная ширина линии (полосы) излучения, принадлежащей какому-либо спектру поглощения новой, приблизительно равна удвоенной скорости, соответствующей смещению линий поглощения этого спектра (рис. 14). На рис. 14 рассматриваются для простоты только главный и диффузно-испоровый спектры. Средняя скорость газов, составляющих главную оболочку, обозначена через V_{pr} , средняя скорость конденсаций, образующих диффузно-испоровый спектр, — через V_{DE} . Линии поглощения главного спектра образуются в объеме $aabb$ отделившейся оболочки, диффузно-испоровый (и орионов) спектр образуется в объеме $bбвв$, заключенном между «фотосферой» сокращающейся звезды и главной оболочкой. Профиль широких линий излучения определяется тем, что мы наблюдаем совокупное излучение газов, движущихся по отношению к наблюдателю с самыми различными скоростями: от $V \approx V_{pr}$ до $V \approx -V_{pr}$ для главного спектра и от $V \approx V_{DE}$ до $V \approx$

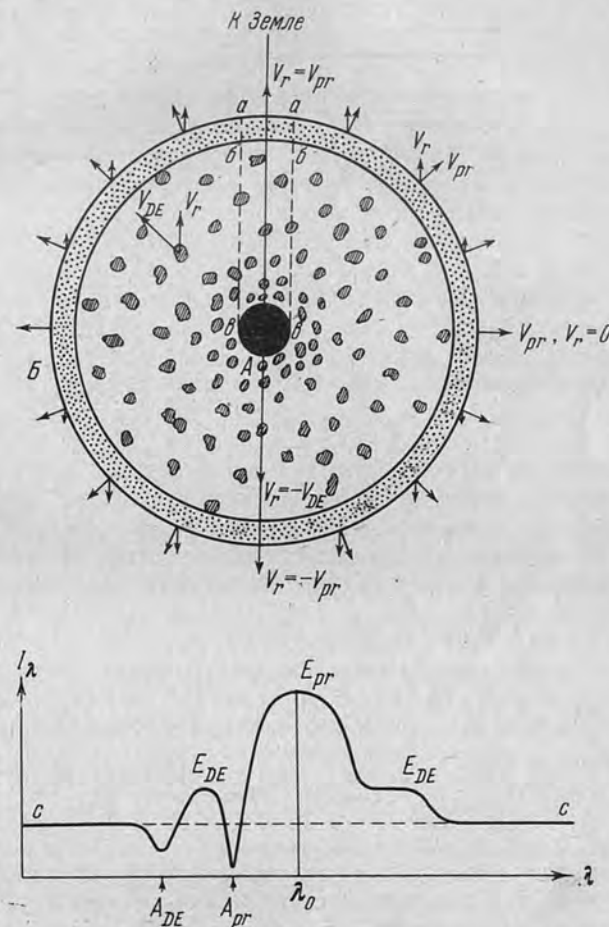


Рис. 14. Рисунок, поясняющий возникновение широких линий излучения в спектрах новых звезд (вверху), а также профиль линии излучения в спектре новой (внизу), E_{DE} — излучение, соответствующее диффузно-испоровому спектру, E_{pr} — то же для главного спектра, A_{DE} — линия поглощения, соответствующая диффузно-испоровому спектру, A_{pr} — то же для главного спектра, линия $c-c$ — непрерывный спектр новой.

$\approx -V_{DE}$ для диффузно-искрового спектра. Таким образом, линии излучения новой образуются газами, выброшенными из звезды во всех направлениях.

Так как скорость V_{DE} больше, чем скорость V_{pr} , то и ширина эмиссионных линий диффузно-искрового спектра больше, чем ширина эмиссионных линий главного спектра. Из рис. 14 видно, что эмиссионные линии главного спектра «накладываются» на более широкие эмиссионные линии диффузно-искрового спектра.

Каково происхождение энергии, излучаемой в эмиссионных линиях для периода IV? Для того чтобы дать ответ на этот вопрос, необходимо привести следующие температурные характеристики новой звезды для указанного периода.

Температура новой звезды, оцениваемая как по распределению энергии в непрерывном спектре самой новой, так и по характеру главного абсорбционного спектра новой (т. е. по спектральному классу новой), изменяется в течение всего рассматриваемого периода сравнительно медленно. Так, спектральный класс DQ Her 1934 изменился от момента максимума до середины марта 1935 от F4 почти до F0. Таким образом, весьма интенсивные эмиссионные полосы, наблюдаемые после максимума блеска в спектрах новых звезд, не могут быть (как, скажем, эмиссионные линии в спектрах планетарных туманностей) результатом переработки энергии, излучаемой самой новой в далеком ультрафиолетовом участке спектра.

Обсуждение наблюдательных фактов позволяет сформулировать гипотезу, согласно которой происхождение рассматриваемых эмиссионных полос всех трех спектров связано с процессом непрерывного истечения газов из новой звезды после максимума блеска. Можно указать ряд процессов в протяженной оболочке, ведущих к возникновению энергии в спектральных линиях. Одним из них является то, что при вылете из более глубоких фотосферических слоев новой звезды газовые конденсации отдают в окружающее пространство энергию, «запасенную» ими еще в «фотосфере».

Излучение в линиях, создаваемое протяженной оболочкой новой, создает (например, в результате процессов

рассеяния) и эмиссионные полосы главного спектра. И действительно, эмиссия в главном спектре новой возникает лишь после того, как появляется диффузно-искровой спектр. Далее, эмиссия в главном спектре новой звезды наблюдается в основном в тех линиях, в которых имеется эмиссия и в диффузно-искровом и орионовом спектрах новой. Наиболее подробно все эти вопросы, применительно к спектру DQ Her 1934, обсуждены в статье Мустеля и Кумайгородской (1960).

Исключением из указанной закономерности являются заперщенные линии в спектрах новых звезд, наблюдающиеся во время периода IV, особенно линии [OI] $\lambda\lambda$ 5577, 6300, 6363 Å. По-видимому, происхождение таких линий частично связано с переработкой того далекого ультрафиолетового излучения, которое формируется в протяженной оболочке новой звезды.

Сделаем еще несколько замечаний о поведении самой звезды во время периода IV. В это время температура звезды растет, а блеск ее убывает. Следовательно, сама звезда сокращается. Однако это имеет место, так сказать, «в среднем». В действительности многие новые обнаруживают на нисходящей ветви вторичные колебания блеска. Эти колебания носят иногда (V 603 Aql 1918, GK Per 1901) более или менее периодический характер. Возможно, что рассматриваемые колебания имеют пульсационное происхождение и связаны также с неустойчивостью внешних слоев сокращающейся новой. Как установил Воронцов-Вельяминов (1948), температура звезды во время вторичных минимумов звезды выше, чем во время вторичных максимумов.

§ 11. Период V. Дальнейшее расширение главной оболочки и ее строение

По прошествии некоторого времени после максимума блеска исчезают абсорбционные и эмиссионные линии диффузно-искрового ($\Delta m_v \approx 3^m, 0$ и орионова ($\Delta m_v \approx 3^m, 3$) спектров, что свидетельствует об ослаблении непрерывного истечения газов из звезды. Немного позже ($\Delta m_v \approx 4^m, 1$) исчезает и главный спектр поглощения. После этого в течение некоторого периода основной характеристикой

спектра новой являются эмиссионные линии главного спектра. К этому времени температура новой становится уже достаточно высокой и ее спектр напоминает спектр газовой туманности, возбуждаемой горячей звездой. Основное различие между обоими спектрами заключается в ширине линий.

Таблица 6

Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре Новой Геркулеса 1963 г.

λ , Å	Элемент	$I (I_{H\beta} = 100)$		λ , Å	Элемент	$I (I_{H\beta} = 100)$	
		20 апреля	21 сентября			20 апреля	21 сентября
6583	[N II]	—	67	4471	He I	12	14
6563	H $_{\alpha}$	—	360	4363	[O III]	—	360
5007	[O III]	139	1610	4340	H $_{\gamma}$	—	51
4959	[O III]	42	480	3889	H $_{\delta}$	40	24
4861	H $_{\beta}$	100	100	3868	[Ne III]	14	50
4686	He II	9	37	3760	O III 2	32	—
4640	N III 2	52	87				

Наиболее характерными в рассматриваемом эмиссионном спектре новой звезды являются запрещенные линии газовых туманностей. В табл. 6 приведены в качестве иллюстрации относительные интенсивности ($I_{H\beta} = 100$) некоторых эмиссионных линий в спектре Новой Геркулеса 1963 г. для 20 апреля ($\Delta t = 3^m, 0$) и для 21 сентября 1963 г. ($\Delta t = 6^m, 0$) (Барташ и Боярчук, 1965). Из таблицы следует, что относительная интенсивность запрещенных линий сильно возрастает с уменьшением яркости звезды.

В рассматриваемый период (и несколько ранее) наблюдаемый блеск новой звезды определяется не столько самой новой, сколько эмиссионными линиями ее оболочки. Воронцов-Вельяминов (1948) показал, что яркие полосы

могут увеличивать блеск звезды на несколько звездных величин.

В наиболее развитой небулярной стадии ($\Delta t \simeq 7^m, 0$) спектр новой по своему составу весьма напоминает спектр планетарных туманностей, но между различными новыми имеются заметные различия.

Близость спектра новых в рассматриваемой стадии к спектру планетарных туманностей позволяет применять к анализу физических условий те методы, которые разработаны для планетарных туманностей. По абсолютной и относительной интенсивности эмиссионных линий спектра новой можно оценить среднюю электронную концентрацию n_e и электронную температуру T_e оболочки. Для величин T_e получаются обычно величины порядка 10000°K . Величина n_e для данной новой убывает весьма быстро (из-за расширения оболочки) со временем*). Так, например, n_e для оболочки, окружающей DQ Her 1934, была в 1968 г. близкой к $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ (Мустель, Боярчук, 1970). Вместе с тем сразу же после максимума блеска n_e той же оболочки была значительно выше, чем 10^{10} см^{-3} (Мустель, Баранова, 1966).

Пользуясь методикой, применяющейся к планетарным туманностям, можно оценить массу главной оболочки m^{**}). Определение массы m для ряда новых звезд с использованием одной и той же методики выполнено в работе Копылова (1953). Для различных новых найденные величины m оказываются различными и варьируются в пределах $5 \cdot 10^{28} - 10^{30} \text{ г}$, что составляет весьма малую долю от массы самой новой звезды. Заметим, что находимые величины m включают не только вещество главной оболочки, покидающее звезду сразу же после максимума блеска, но и те газы, которые выбрасываются в течение некоторого времени из новой после максимума блеска (диффузно-искровой и орионов спектры) и которые, догоняя главную оболочку, делают ее частью. По-видимому, величина

*) Наоборот, для какой-либо данной новой величина T_e меняется со временем сравнительно медленно.

**) Впервые массы оболочек, выбрасываемых при вспышках новых, были оценены в 1933 г. В. А. Амбарцумяном и Н. А. Козыревым.

т тем больше, чем больше абсолютная величина новой звезды.

Применение обычных теорий, разработанных для планетарных туманностей, к оболочкам новых звезд встречается со следующей трудностью. Как правило, указанные расчеты величин n_e , T_e , m и т. д. основываются на использовании интегрального излучения от всей главной оболочки. Однако это допустимо только в том случае, если оболочка является сравнительно однородным образованием. Вместе с тем наблюдения показывают, что это не так. Рассмотрим кратко эту очень важную проблему строения главных оболочек у новых звезд.

Хорошо известно, что у тех новых звезд, которые расположены сравнительно недалеко от нас, главная оболочка наблюдается через несколько лет после вспышки непосредственно, в виде достаточно яркого диска. Для тех же новых звезд, которые расположены от нас далеко, угловой размер туманности делается достаточно большим уже тогда, когда яркость оболочки весьма сильно ослабела.

Фотографирование и спектрографирование указанных туманностей обнаруживают целый ряд особенностей в распределении светящихся газов внутри туманностей. В качестве первого примера мы приводим на рис. 15 фотографию туманности, образовавшейся в результате вспышки GK Per 1901. Мы видим, что светящиеся газы распределены внутри туманности в виде отдельных сгущений и прожилок. Специфическим является тот факт, что выброс газов из новой имел сравнительно односторонний характер. Внутри «левой» полусферы (на рис. 15) светящихся газов почти нет.

Совершенно другую картину обнаруживает фотографирование оболочки, выброшенной при вспышке DQ Per 1934. Особенно интересными оказались фотографии туманности, полученные Бааде начиная с 1942 г. с помощью больших рефлекторов обсерваторий Маунт Вилсон и Маунт Паломар. Фотографирование производилось с помощью различных светофильтров: А) Область длин волн 4800—5400 Å; внутри этой области находятся две наиболее сильные в спектре запрещенные небулярные линии N_1 (5007 Å) и N_2 (4959 Å), принадлежащие [O III].

Б) Область 6400—6700 Å; внутри этой области заключены две запрещенные довольно интенсивные линии, принадлежащие [N II]. Между ними находится линия водорода



Рис. 15. Фотография главной оболочки, образованной в результате вспышки GK Per 1901.

H_{α} . В) Область с длинами волн, более короткими, чем $\lambda \approx 3900$ Å. Г) Производились снимки туманности на обычных фотопластинках без светофильтров.

Кроме того, в 1967 и 1968 гг. И. И. Проник и К. К. Чуваев получили снимки той же туманности в спектральных областях А и Б на 260-см телескопе им. Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Изучение всего указанного фотографического материала с целью построения модели главной оболочки DQ Per 1934 было выполнено Мустелем и Боярчуком (1970).

На рис. 16 приведены репродукции указанных снимков для различных моментов развития главной оболочки. Рассмотрение рис. 16 позволяет сделать целый ряд выводов:

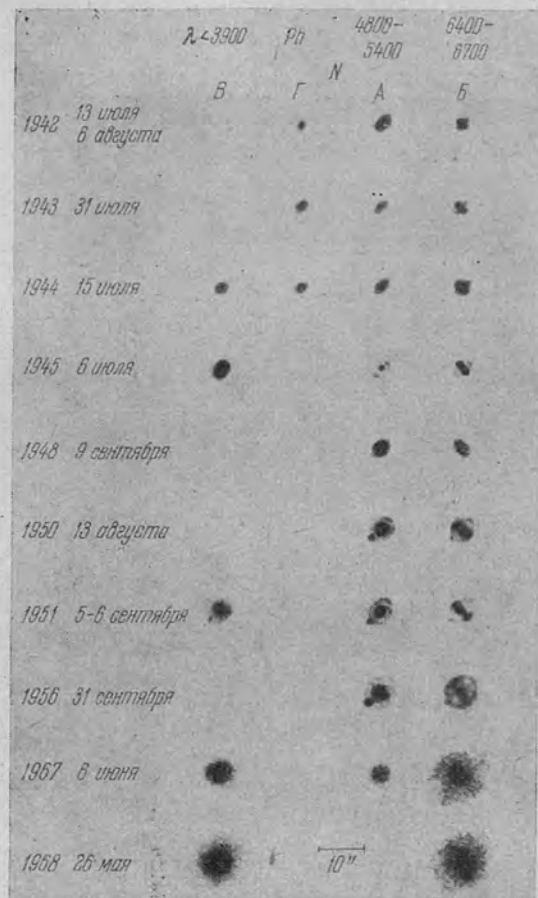


Рис. 16. Фотографии оболочки, образованной в результате вспышки DQ Her 1934. Фотографии получены с помощью различных светофильтров.

а) В отличие от GK Per 1901 (рис. 15), выброс газов при вспышке DQ Her 1934 имел место практически во всех направлениях и распределение выброшенных газов внутри главной оболочки значительно более регулярно. Оболочка имеет вид овала.

б) Многие снимки на рис. 16, особенно снимки, сделанные в областях А и Б, показывают наличие на концах большой оси овала конденсаций, которые мы будем именовать (см. далее) *полярными* конденсациями. Именно эти конденсации и производили впечатление «раздвоения» звезды, о котором писалось в течение нескольких лет, начиная с 1935 г.

в) Снимки, сделанные в области Б, показывают, в отличие от снимков, сделанных в области А, наличие яркого «поперечного» пояса. По-видимому, этот пояс был сравнительно «тонким», о чем говорит снимок, сделанный в 1956 г., тогда, когда угловая «толщина» этого пояса сделалась больше, чем разрешающая способность инструмента.

г) С течением времени все наиболее характерные детали снимков постепенно замываются.

Анализ снимков, представленных на рис. 16, а также спектроскопических данных позволяет сделать вывод о том, что главная оболочка DQ Her 1934 состоит из двух

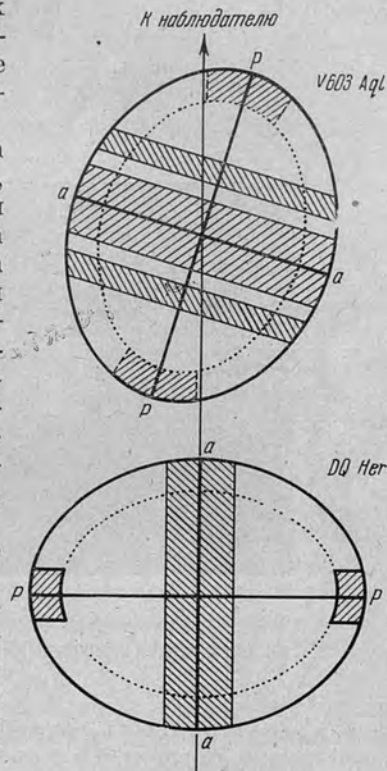


Рис. 17. Модель главных оболочек DQ Her 1934 и V603 Aql 1918. P — P — «полярная» ось у оболочек.

«полярных» конденсаций, расположенных на концах большой «полярной» оси, приблизительно перпендикулярной к лучу зрения, и экваториального пояса, проекция которого на картинную плоскость образует малую ось овала (рис. 17).

Снимки туманности, окружающей V 603 Aql 1918, подобно снимкам DQ Her 1934, показывают наличие определенных закономерностей в распределении выброшенных



Рис. 18. Фотография оболочки, образованной в результате вспышки V 603 Aql 1918.

газов. Сама туманность выглядит в виде круглого диска сравнительно правильной формы (рис. 18). Однако анализ эмиссионных линий, создававшихся главной оболочкой звезды, обнаруживает весьма сложное строение этой оболочки (см. рис. 17, а также статью ван де Хюльста (1953)). И в данном случае мы имеем дело с наличием «полярных» конденсаций и экваториальных «поясов».

Интересно отметить, что внимательное рассмотрение оригинального негатива со снимком туманности вокруг DQ Her 1934, сделанного в 1956 г. в области Б, позволяет заподозрить, что «экваториальный пояс» был в действительности двойным.

Таким образом, оболочки, образовавшиеся при вспышках DQ Her 1934 и V 603 Aql 1918, имеют приблизительно одинаковое строение. Основные различия в виде туманностей, окружающих эти две звезды, обусловлены преимущественно тем, что в случае DQ Her 1934 полярная ось главной оболочки была приблизительно перпендикулярной к лучу зрения, а в случае V 603 Aql 1918 эта ось отстояла лишь на небольшое угловое расстояние (порядка 15°) от направления звезда — Земля. Интересно, что в туманности, окружающей V 603 Aql 1918, зарегистрирована и одна из полярных конденсаций (более интенсивная); см. снимки туманности, воспроизведенные в журнале «Sky and Telescope», ноябрь, 1952, стр. 12.

Каково происхождение описанных закономерностей в строении оболочек DQ Her 1934 и V 603 Aql 1918? Обсуждая проблему происхождения этих и других закономерностей, например, проблему раздвоения эмиссионных полос в спектрах большинства новых звезд, Мустель (1956b) пришел к тому выводу, что все эти закономерности могут быть объяснены с точки зрения гипотезы, согласно которой новые звезды обладают заметными дипольными магнитными полями. Возникновение «полярных» конденсаций в главных оболочках объясняется тем, что в направлениях, близких к магнитной «оси» звезды, вектор напряженности магнитного поля имеет большую радиальную составляющую. Следовательно, торможение выбрасываемых ионизованных газов при вспышке новой является в этих направлениях наименьшим.

Гипотеза магнитных полей позволяет, по-видимому, объяснить и весьма существенные различия между строением оболочек DQ Her 1934 и V 603 Aql 1918, с одной стороны (рис. 16 и 17), и оболочки GK Per 1901 (рис. 15), с другой. Можно думать, что эти различия связаны с тем, что период обращения у звезд, составляющих двойные системы DQ Her 1934 и V 603 Aql 1918, сравнительно мал: у первой звезды $4^h 39^m$, у второй $3^h 20^m$ (см. следующий раздел), а период обращения GK Per 1901 примерно в 10 раз длиннее, порядка 46 часов. По-видимому, то же самое соотношение имеет место (из-за того, что пары являются тесными) и для периода вращений звезд. Таким образом, если свойства магнитного поля указанных звезд связаны

с их вращением, то напряженность поля у GK Per 1901 должна быть значительно меньше, чем у DQ Her 1934 и V 603 Aql 1918. Иначе говоря, распределение газов, выброшенных при вспышке GK Per 1901, должно быть значительно более независимым от «направляющего» влияния магнитных полей, чем для двух других звезд.

Имеющихся в настоящее время данных недостаточно, чтобы придать моделям, изображенным на рис. 17, количественный характер, т. е. установить распределение плотности, температуры и т. д. внутри оболочки. Однако, независимо от этого, представляется вполне очевидным, что главные оболочки не являются однородными образованиями.

Последнее замечание особенно важно при анализе химического состава новых звезд. Поэтому те заключения, которые делаются о химическом составе главной оболочки на основании «интегрального» эмиссионного спектра новых звезд, связаны с неопределенностями. В частности, нельзя полностью исключить и такую возможность, что различия в снимках оболочки DQ Her 1934 на рис. 16, получавшихся для различных линий излучения, частично связаны с аномалиями в распределении элементов внутри оболочки. Более надежная информация получается из анализа абсорбционного спектра новых звезд, особенно тогда, когда эмиссионные полосы существенно не искажают интенсивность линий поглощения. В этом случае (см. рис. 9) мы анализируем химический состав газов вдоль какого-то одного направления (направления на Землю). Подробное изучение предмаксимального и главного спектров DQ Her 1934 вблизи максимума блеска обнаруживает следующую аномалию: отношение содержания C, N, O к содержанию металлов в оболочке DQ Her 1934 значительно выше (примерно в 30 раз), чем в атмосферах обычных звезд (Мустель и Баранова, 1965). Это согласуется и с наличием исключительно мощных полос CN, появившихся в спектре этой новой сразу же после максимума блеска.

Целый ряд спектроскопических фактов говорит о том, что все эти аномалии не могли быть результатом аномалий в условиях возбуждения и ионизации внутри оболочки.

§ 12. Период VI. Новая звезда после возврата к своему «нормальному» блеску

К моменту, когда новая звезда возвратилась к своему «нормальному» блеску ($\Delta m_v \approx 11^m$), который она имела перед вспышкой, небулярный спектр, создаваемый главной оболочкой, уже полностью исчезает или весьма сильно ослабевает. В это время можно практически беспрепятственно изучать спектр самой новой. Имеющиеся наблюдения показывают, что спектр новой звезды в это время — непрерывный спектр, на который накладываются сравнительно узкие *) эмиссионные линии водорода, He II и C III.

В ряде случаев линейчатая эмиссия возникает довольно рано, но она частично «маскируется» широкими эмиссионными линиями, создаваемыми главной оболочкой. Иногда спектры «бывших» новых являются чисто непрерывными (Гринштейн, 1963).

Наличие узких эмиссионных линий в спектре самой звезды (и ряд других фактов) говорит о том, что новая в это время окружена сравнительно протяженной оболочкой. Однако эта оболочка не имеет ничего общего с теми оболочками, которые возникают вокруг звезды сразу же после максимума блеска (они создают диффузно-искровой и орионов спектры новой). Эти последние оболочки существуют весьма короткое время (один—три месяца) и скорость движения газов внутри них весьма велика.

Количественная спектрофотометрия V 603 Aql 1918, выполненная в 1962—1964 гг., т. е. через 45 лет после вспышки, с помощью 260-см телескопа Крымской астрофизической обсерватории (Боярчук и Мустель, 1965) позволила получить некоторую информацию о температуре звезды, ее размерах, размерах оболочки, о массе оболочки и ее средней электронной концентрации: $T_{эв} \approx 30\,000^\circ$; $R_{эв} \approx 0,5 R_\odot$; $R_{об} \approx 3 R_\odot$; $m_{об} \approx 10^{22} \text{ г}$; $(n_e)_{об} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Турбулентные скорости внутри оболочки составляют, по-видимому, две-три сотни км/сек.

*) По сравнению с широкими эмиссионными линиями главного спектра.

Напомним, что табл. 5, заимствованная из статьи Мак Лафлина (1963), дает некоторое представление о размерах новых звезд в момент минимума блеска для рассматриваемого периода VI.

Весьма важным для общей физики новых звезд было обнаружение того факта (Уокер, 1956; Крафт, 1965), что, по-видимому, все новые звезды являются тесными и двойными системами. Некоторые из них являются в то же время затменными переменными (например, DQ Her 1934, T Aur 1891). Двойными являются и повторные новые.

Период обращения у рассматриваемых двойных систем тем короче, чем меньше абсолютная яркость новой m_v в «нормальном» состоянии (Крафт, 1965). Так, например, период обращения у повторной новой WZ Sge ($m_v \approx +11^m$) составляет 1 час 22 мин. Период повторной новой T CrB составляет $227^d,6$, причем для нее $m_v \approx +0^m,2$. Периоды обращения для DQ Her 1934 и для V 603 Aql 1918 мы уже указывали; они составляют несколько часов.

Помимо самой сравнительно «горячей» новой *), второй звездой в рассматриваемых системах является, по-видимому, звезда позднего класса. Так, у GK Per 1901 «холодный» компонент имеет класс K2 IV p. Этот спутник создает в интегральном спектре звезды линии поглощения (в дополнение к эмиссионным линиям). У повторной Новой T CrB спектр спутника gM3. Для большинства других «бывших» новых информация о спутниках пока отсутствует.

Двойственность новых позволяет оценивать в некоторых случаях массы M самих новых звезд. Для T CrB масса самой повторной новой равна приблизительно $2,6 M_{\odot}$. Для GK Per 1901 та же величина $M \geq 1,30 M_{\odot}$. Оценки Крафта (1965) дают для DQ Her 1934 массу $M \approx 0,12 M_{\odot}$ для самой новой и $M \approx 0,20 M_{\odot}$ для спутника.

Новые с коротким периодом обращения являются весьма тесными парами. Крафт (1959, 1963), анализируя спек-

*) Строго говоря, доказательства того, что «взрывается» именно горячий компонент системы, пока нет, хотя, учитывая своеобразные свойства этого компонента (см. далее), данная гипотеза является правдоподобной.

ры и другие свойства DQ Her 1934, приходит к следующим выводам:

1. Спектр системы характеризуется одиночными эмиссионными линиями. Линия He II 4686 Å и высшие члены серии Бальмера обнаруживают изменения скорости, в то время как низшие члены этой серии и линии [O III], [S II] стационарны. В связи с этим можно заключить, что эмиссионные линии возникают в двух областях — в расширяющейся небулярной оболочке с низкой плотностью газов и в более плотном «кольце», «диске» или «слое», который движется вместе с самой (горячей) новой по орбите.

2. Кривая скорости для He II испытывает «классическое» вращательное возмущение, которое начинается и кончается вместе с затмением. Тем самым, мы имеем дело не с обычным затмением одной звезды другой, а скорее с затмением полупрозрачного кольца или диска, окружающего горячую звезду. Это кольцо переизлучает ультрафиолетовые кванты горячей звезды и основная часть синего и визуального интегрального излучения системы определяется эмиссией, возникающей при свободно-свободных и свободно-связанных переходах электронов.

Весьма интересным фактом является то, что некоторые бывшие новые обладают быстрыми колебаниями блеска, связанными, по-видимому, с пульсационными явлениями у новой (Уокер, 1956). Так, например, фотометрия DQ Her 1934 обнаруживает строго периодические колебания блеска с периодом 71 сек и амплитудой $0^m,05$ в желтом свете.

Следует указать, что все «бывшие» новые являются исключительно слабыми объектами, а поэтому получение надежной информации здесь связано с большими трудностями. Поэтому дальнейшее всестороннее изучение «бывших» новых особенно важно. Важны не только спектроскопические и фотометрические, но и другие, в частности, поляризметрические наблюдения.

§ 13. Заключительные замечания

Совокупность всех изложенных фактов и гипотез, относящихся к периодам I—VI развития вспышки у новой звезды, показывает, что явление вспышки исключительно сложно и требует дальнейших исследований. К числу

наиболее интересных проблем относятся: а) проблема происхождения вспышек новых звезд; б) вопрос о том, каково место новых звезд в общей картине эволюции звезд различных последовательностей, населений и групп.

Решение первой проблемы следует, по-видимому, связывать с двойственностью новых звезд. В пользу этой гипотезы говорит близость в целом ряде отношений новых звезд, повторных новых и карликовых новых типа U Gem или SS Cyg, которые являются тесными двойными. В частности, все эти объекты попадают на одну зависимость период — светимость.

Одной из гипотез, связывающих вспышки новых звезд с их двойственностью, является гипотеза Шацмана (1958, 1959). Согласно его гипотезе орбитальное движение близкого спутника вызывает нерадиальные колебания внутри самой новой звезды, и если наступит резонанс, то амплитуда этих колебаний будет (при отрицательной или очень малой постоянной затухания) неограниченно расти. Однако в этой гипотезе имеется целый ряд неясных пунктов и всю проблему следует пока считать нерешенной.

Что же касается вопроса о том, являются ли новые звезды определенным звеном в эволюции обычных звезд вдоль какой-то последовательности, то на него, по-видимому, следует ответить отрицательно. Можно скорее считать, что рассматриваемые звезды составляют особый класс звездного населения.

Следует в заключение отметить, что полная энергия, выделяющаяся при вспышке новой звезды, составляет 10^{44} — 10^{46} эрг. Энергия вспышки у звезд типа U Gem порядка 10^{38} — 10^{39} эрг. Наконец, энергия вспышек у сверхновых звезд заключается в пределах 10^{49} — 10^{51} эрг.

ЛИТЕРАТУРА

- Аллен, 1955 — Allen C. W. «Astrophysical Quantities» (русск. перев.: 1960, «Астрофизические величины», ИЛ).
 Антипова Л. И., 1969, Астрон. журн. 46, 336.
 Арп, 1956 — Arp H. C., Astron. J. 61, 15.
 Бааде, 1958 — Baade W., 1958, Ric. Astr. Specola Vaticana 5, 165.
 Барташ Т. М., Боярчук А. А., 1965, Изв. КрАО 33, 173.
 Баскомб, Вокулер, 1955 — Buscombe W., 366 Vaucouleurs G., Astron. J. 60, 155.

- Бойтлингер, 1933 — Boitlinger K. F., Veröff. Berlin — Babelsberg 10, Heft 2.
 Боярчук А. А., Мустель Э. Р., 1965, Астрофизика 1, 337.
 Хюльст ван де, 1953 — Van de Hulst H. C., сб. «Проблемы космической аэродинамики» (русск. перев., ИЛ, стр. 143).
 Ван Хоутен, 1966 — Van Houten, BAN 18, 439.
 Воронцов-Вельяминов Б. А., 1948, Газовые туманности и новые звезды, изд. АН СССР.
 Глебоцкий, Смолинский, Вошик, 1964 — Glebocki R., Smoliński J., Woszyk A., Acta Astron. 14, 301.
 Горбачкий В. Г., Минин И. Н., 1963, Нестационарные звезды, Физматгиз.
 Гринстейн, 1963 — Greenstein J.-L. В сб. «Звездные атмосферы», ИЛ, стр. 668.
 Дальгрэн, 1963. — Dahlgren E., Circ. IAU № 1817.
 Кертис, 1919 — Curtis H. D., Wash. Nat. Ac. Proc. 9, 218.
 Копылов И. М., 1953, Изв. КрАО 10, 200; 1955, Изв. КрАО 13, 23.
 Крафт Р., — Kraft R., 1959, Ap. J. 130, 110; 1964, Ap. J. 139, 457; 1965, «Взрывные переменные как двойные звезды», перев. двух статей, изд. «Мир».
 Кшеминский, Крафт, 1964 — Krzemiński W., Kraft R., Ap. J. 140, 921.
 Кукаркин Б. В., 1949, Исследование строения и развития звездных систем, Гостехиздат.
 Лундмарк, — Lundmark K., 1919, AN 209, 369; 1921, PASP 33, 225.
 Мамфорд, 1967 — Mumford G. S., PASP 79, 283.
 МакЛафлин — McLaughlin D. B., 1939, Pop. Astron. 47, 410; 1945, Astron. J. 51, 136; 1963, в сб. «Звездные атмосферы», перев. ИЛ, стр. 575.
 Мустель Э. Р., 1956а, «Non-stable starts», IAU Symposium № 3, стр. 57, см. также «К Симпозиуму по нестационарным звездам», изд. АН СССР, 1955, стр. 110.
 Мустель Э. Р., 1956b, Астрон. журн. 33, 182; 1962, Астрон. журн., 39, 185.
 Мустель Э. Р., Кумайгородская Р. Н., 1960, Изв. КрАО, 22, 207.
 Мустель Э. Р., Баранова Л. И., 1965, Астрон. журн. 42, 42; 1966, Астрон. журн. 43, 488.
 Пачинский, 1965 — Paczyński B., Acta Astron. 15, 197.
 Мустель Э. Р., Боярчук А. А., 1970, Astrophysics and Space Science. 6, 183.
 Пейн-Гапошкина, 1957 — Payne-Gaposchkin C., The galactic novae, Amsterdam, North-Holland Co.
 Розино, — Rosino L., 1964, Ann. d'Aph. 27, 498; PASP 66, 230.

- Уокер — Walker M. F., — 1956, Ap. J. 123, 68; 1958, Ap. J. 127, 319; 1957, Non-stable stars, IAU Symposium № 3, 46; 1963, Ap. J. 138, 313.
- Хаббл, 1929 — Hubble E., Ap. J. 69, 103.
- Хенайз, Хоффлейт, Нейл, 1954 — Henize K., Hoffleit D., Mc Kibben Nail V., Harv. Repr. 387.
- Цвикки, 1964 — Zwicky F., Ann. d'Aph. 27, 505.
- Цзе Цунг, 1955 — Tse Tsung H., Acta Astron. Sinica 3, part 2.
- Чинкарини, Хоуард, 1966 — Chincarini G., Howard V. S., IAU Bull. Comm. 27, № 139.
- Шаров А. С., 1968, Астрон. журн. 45, 335.
- Шацман — Schatzman E., 1958, Ann. d'Aph. 21, 1; 1959, Ann. d'Aph. 22, 436.

ЗВЕЗДЫ ТИПА U БЛИЗНЕЦОВ

В. Г. Горбачук

§ 1. Введение

Переменные звезды типа U Gem во многих отношениях близки к повторным новым и бывшим новым звездам. Поскольку изучение явлений, происходящих в звездах типа U Gem, может пролить свет на характер и причины вспышек новых звезд, число работ о звездах этого типа быстро увеличивается. Результаты важнейших из этих работ, выполненных главным образом в последнем десятилетии, излагаются в данной главе.

Звезды типа U Gem очень слабые. В эпохи минимального блеска, в которых звезда проводит более 80% всего времени, видимая величина даже самой яркой из звезд этого типа SS Cyg близка к 12^m . Имеется лишь около 20 звезд, блеск которых в минимумах превосходит 15^m . Поэтому до сороковых годов информация о звездах типа U Gem ограничивалась фотографическими и визуальными кривыми блеска.

С развитием электрофотометрии и с использованием для спектрофотометрии этих звезд больших телескопов объем наших сведений о звездах типа U Gem быстро возрастает. Тем не менее до сих пор основными объектами наблюдений являются SS Cyg и вторая по яркости звезда этого типа — сама U Gem. Теперь мы располагаем значительной информацией об этих двух звездах. Что же касается других звезд типа U Gem (а к этому типу по фотометрическим данным относят около 150 звезд), то сведения об их фотометрических и особенно спектральных характеристиках отрывочны и скудны. Они могут служить только для проверки и подтверждения тех или иных выводов, сделанных на основе изучения SS Cyg и U Gem.

В нашем изложении это обстоятельство играет существенную роль — подавляющая часть описываемых ниже наблюдательных фактов относится именно к двум указанным звездам.

Среди звезд типа U Gem по некоторым особенностям кривой блеска выделяют подгруппу звезд типа Z Cam. Это также очень слабые звезды: блеск наиболее яркой из них самой Z Cam в минимумах составляет около 13^m . Поэтому о них мы знаем еще меньше, чем о звездах типа U Gem.

Как мы уже сказали, здесь будут излагаться преимущественно те из результатов изучения звезд типа U Gem, которые относятся к последнему времени. Более ранние исследования неоднократно суммировались и обсуждались в ряде монографий. В этих же книгах дана исчерпывающая библиография оригинальных работ по звездам типа U Gem. Следует иметь в виду, что результаты наблюдений, выполненных до 60-х гг., в значительной степени утратили ценность (в частности, данные спектроскопических наблюдений, проводившихся при низкой дисперсии).

Поскольку природа переменности блеска звезд типа U Gem пока не выяснена, изложение придется вести в традиционном плане, т. е. прежде описывать данные наблюдений, а затем рассматривать их возможное толкование. В отношении некоторых явлений достигнута более высокая степень их понимания и об этих явлениях мы будем говорить подробнее.

Общей чертой всех звезд, относимых к типу U Gem, является происходящее время от времени скачкообразное возрастание блеска на 4^m — 5^m с последующим через несколько дней более медленным падением его до первоначального значения (рис. 19). В дальнейшем это явление мы будем называть вспышкой. Промежуток времени от одной вспышки до следующей (цикл) составляет десятки, а иногда и сотни суток. Между вспышками блеск звезды не остается неизменным. Наряду со сравнительно медленными (за время, измеряемое часами и днями) колебаниями блеска на несколько десятых звездной величины происходят и чрезвычайно быстрые флуктуации блеска с характерным временем порядка минуты. Спектр

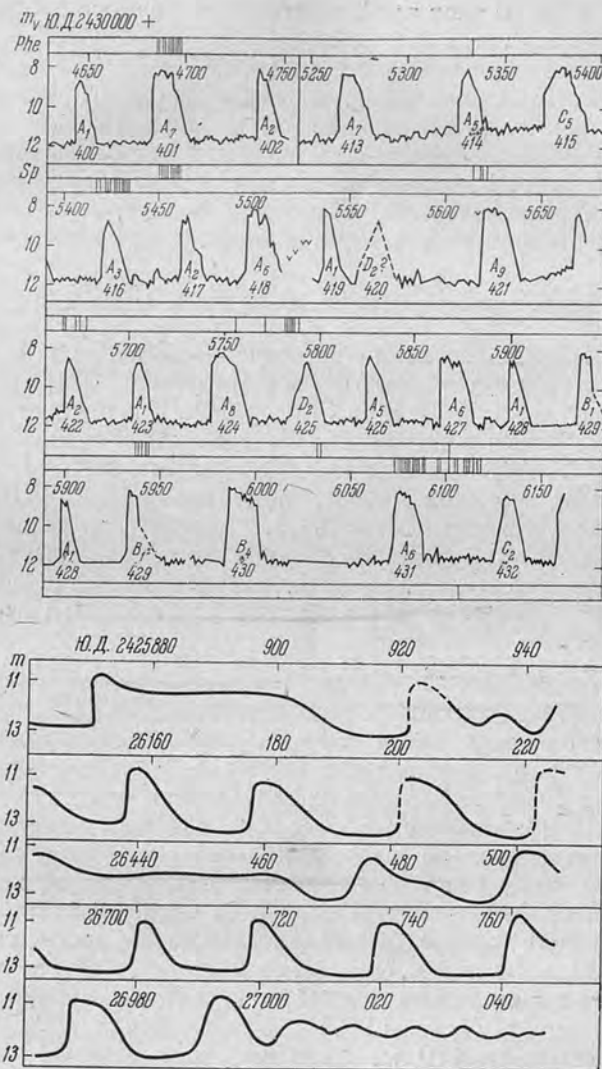


Рис. 19. а) Часть кривой блеска звезды SS Cyg.
б) Часть кривой блеска звезды Z Cam.

звезды типа U Gem при вспышке иной, чем в эпохи минимального блеска.

Ввиду совершенно различного, по крайней мере внешне, характера излучения описываемых звезд во время вспышек и вне их целесообразно рассматривать совокупность наблюдательных данных для периодов минимального блеска отдельно. Вспышки звезд типа U Gem будут описаны далее. Предварительно рассмотрим некоторые общие вопросы, относящиеся к этим звездам.

§ 2. Общие характеристики звезд типа U Gem

Первые определения собственных движений звезд SS Cyg и U Gem Кукаркиным и Паренаго (1934) привели к выводу о их невысокой светимости. Для величины M_v в эпохи минимального блеска было получено значение около $+10^m$. Тригонометрический параллакс SS Cyg, определенный Стрендом (1948), получился равным $0''.030$, что соответствует $M_v = 9^m,5$. Абсолютная величина, найденная по групповому параллаксу для звезд типа U Gem, — около $+9^m$. Наконец, статистический параллакс четырех звезд типа U Gem также приводит к значению

$$M_v = +9^m,5 \pm 1^m,6$$

(Крафт, 1963). В более поздней работе Крафта и Лютена (1965) статистический параллакс для большего числа звезд типа U Gem и некоторых других из тесных двойных дал несколько большие значения M_v при значительной дисперсии. Однако значение $M_v = +9^m,5$ представляется более обоснованным и именно оно будет использовано нами в дальнейшем.

Поскольку расстояния всех известных нам звезд типа U Gem от Солнца невелики, общее число N таких звезд в Галактике должно быть значительным, но из-за слабости звезд мы их не видим. Оценим величину N . Известно около 20 звезд с видимой величиной $m_v \leq 15^m$ в минимумах блеска. Звезда с $M_v = +9^m,5$ имеет величину $m_v = +15^m$ на расстоянии 110 пс. Вероятно, нам известны не все из звезд типа U Gem, находящиеся не далее 110 пс. Поэтому значение $4 \cdot 10^{-6}$ зв./пс³ представляет нижнюю границу концентрации звезд этого типа в окрестности Солнца. Если

в других областях Галактики парциальная концентрация звезд типа U Gem не меньше, чем вблизи Солнца, то $N \geq 10^7$. Таким образом, число звезд типа U Gem в Галактике значительно больше, чем ряда других переменных звезд, например, цефеид или мирид.

Определение лучевых скоростей звезд типа U Gem представляет собой нелегкую задачу, так как спектры этих звезд очень сложны и для точных измерений мало пригодны. Преодолев трудности определения смещений

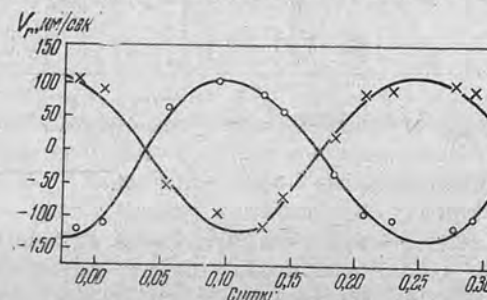


Рис. 20. Периодическое смещение линий в спектре SS Cyg. Кружками изображено смещение эмиссионных линий, крестиками — линий поглощения (по Джою).

линий столь сложного спектра, Джой (1956) впервые убедительно показал, что смещения ярких линий и линий поглощения в спектре SS Cyg периодически изменяются (рис. 20). Таким образом было установлено, что SS Cyg представляет собой двойную звездную систему *).

В дальнейшем Крафт (1962), используя спектрограммы со сравнительно высокой дисперсией ($180 \text{ \AA/мм}$), снятые при помощи 5-метрового телескопа Паломарской обсерватории, обнаружил периодически меняющиеся смещения спектральных линий еще у шести звезд типа U Gem. Некоторые данные о двойных звездах этого типа содержатся в табл. 7 (в нее включены также данные, полученные фотометрическим путем Мамфордом (1968)).

*) Двойственность SS Cyg и RU Peg была заподозрена еще в 1944 г. (см. Harv. Rep. 264).

Таблица 7

Характеристики двойных систем типа U Gem

Название звезды	SS Cyg	U Gem	PRU Peg	SS Aur	RX And	Z Cam	EY Cyg	EX Hya
Период	6 ^h 38 ^m	4 ^h 10 ^m ,5	8 ^h 54 ^m	3 ^h 30 ^m	5 ^h 05 ^m	6 ^h 59 ^m	4 ^h 53 ^m	4 ^h 38 ^m
$a_1 \sin i \times 10^{-10}$ см	4,63	6,31	7,02	0,88	2,09			
Спектр спутника	dG 5		G8 IV	G — K (?)			K0V	

Спектр спутника замечен не у всех систем. По мнению Крафта, его легче увидеть в тех системах, у которых эмиссионные линии являются более узкими.

Из указанных в таблице звезд три — U Gem, Z Cam и EX Hya — представляют собой затменные двойные системы. Однако поскольку спектр спутника в этих системах не виден, определить массы компонентов M_1 и M_2 для них не удастся. Что же касается остальных систем, то неопределенность в величине i также не дает возможности найти M_1 и M_2 . Оценки на основе косвенных соображений приводят к массам, не превосходящим $M_\odot$, или, что более вероятно, составляющим 0,2—0,3 $M_\odot$.

Поскольку практически для всех детально исследованных звезд типа U Gem обнаружено, что они двойные, можно принять, что двойственность является свойством, присущим всем переменным звездам этого типа. Двойная система в этих случаях состоит из главной звезды малого радиуса, окруженной мощной газовой оболочкой (мешающей определить спектральный класс самой звезды), и карлика позднего спектрального класса. Размеры систем в достаточной мере характеризуются величиной $a_1 \sin i$, так как в тех случаях, когда наблюдается значительное смещение спектральных линий, наклонность орбиты не может быть очень малой. По-видимому, расстояние между главной звездой и спутником во всех этих системах порядка 10^{11} см, что сравнимо с радиусами компонентов. Следовательно, двойные системы звезд типа U Gem являются тесными.

Главную роль в видимом излучении системы играет оболочка, поэтому абсолютная величина спутника в период минимального блеска $\geq +10^m$. Это на 5^m слабее абсолютной величины обычного карлика спектрального класса G. Следовательно, спутники в системах звезд типа U Gem существенно отличаются от звезд главной последовательности соответствующего класса. Что же касается главной звезды, то, очевидно, она также является карликом, но для отнесения ее к горячим звездам, как это часто делается, нет достаточных оснований. К этому вопросу мы еще возвратимся ниже.

Звездные системы типа U Gem очень похожи на ряд исследованных недавно двойных систем, состоящих из двух карликов, в частности, на некоторые из бывших и повторных новых.

Звезды DQ Her (Новая 1934), WZ Sge (повторная Новая), GK Per (Новая 1901) и многие другие представляют собой тесные двойные системы с периодами порядка нескольких часов. В спектроскопическом отношении эти системы также аналогичны системам типа U Gem. Кроме того, данные статистического характера указывают на сходство вспышек звезд типа U Gem и повторных новых звезд.

Ввиду того, что нам известны лишь самые близкие из систем типа U Gem, нельзя сделать определенных выводов о распределении этих систем в Галактике и принадлежности их к той или иной подсистеме. Однако, если считать, что эти системы не отличаются от тех двойных систем, где происходят вспышки новых звезд, то можно с большей уверенностью говорить о пространственном распределении таких объектов, поскольку новые наблюдаются на значительных расстояниях от Солнца. Как известно, новые звезды концентрируются к центру Галактики и к галактической плоскости и их обычно относят к промежуточным подсистемам (см. гл. 1).

Собственные движения звезд типа U Gem велики. Для SS Cyg и U Gem μ порядка 0",1 за год. Лучевые скорости (исправленные за орбитальное движение) не превосходят нескольких десятков км/сек. Очевидно, что большая величина μ является следствием близости этих звезд к Солнцу.

§ 3. Излучение звезд типа U Gem в периоды минимального блеска

Звезда типа U Gem проводит преобладающую часть времени (80—90%) в состоянии минимального блеска и это состояние следует считать нормальным. Сравнительно небольшие колебания блеска в это время регистрировались фотографически и визуально, но на фоне столь больших изменений блеска, какими являются вспышки, блеск звезд типа U Gem вне вспышек считался практически постоянным. И действительно, средний блеск звезды за достаточно большие интервалы времени не меняется. По представленной на рис. 19 кривой блеска SS Cyg видно, что в одних циклах постоянство блеска почти полное, в других колебания с амплитудой $0^m,1$ — $0^m,3$ и продолжительностью в несколько дней происходят часто. Столь медленные изменения блеска не влияют на спектральные наблюдения звезд, потому что длительность экспозиции гораздо меньше характерного времени колебания. Этого нельзя сказать об уже упоминавшихся быстрых флуктуациях блеска, характерное время которых гораздо меньше времени экспозиции спектрограмм. Те данные о спектрах, которые мы сейчас изложим, представляют собой, следовательно, результат усреднения по времени за много флуктуаций.

Наиболее характерной особенностью спектров звезд типа U Gem согласно работам Элви и Бэбкока (1943), Хиндерера (1949), Крафта (1962) и Цукерман (1961), является присутствие в них эмиссионных линий водорода, а также линий He I и Ca II *). Линии водорода у большинства звезд, в частности, у SS Cyg и U Gem, очень широкие и сильные. Примеры профилей линии в спектре SS Cyg представлены на рис. 21.

Наряду с эмиссионными линиями, у нескольких звезд видны также линии Ca I, Fe I и другие, соответствующие спектральному классу G или K и возникающие, по-види-

*) Из всех исследованных спектрально звезд типа U Gem только у одной — AY Lyr — яркие линии в минимуме блеска замечены не были, но, возможно, это произошло вследствие крайне слабого блеска звезды.

мому, в атмосфере спутника. Они узки по сравнению с эмиссионными линиями.

Яркие линии у звезды U Gem состоят из двух отчетливо видимых компонентов. Аналогичное явление имеет место у Z Cam и EX Hya. В слабой форме двойственность некоторых эмиссионных линий заметна и в спектре SS Cyg (см. рис. 21). В качестве особенностей профилей одиночных

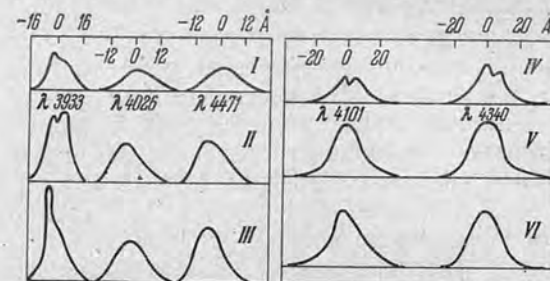


Рис. 21. Профили эмиссионных линий в спектре SS Cyg (по Гринштейну).

эмиссионных линий, представленных на рис. 21, следует отметить очень далеко простирающиеся пологие крылья и заостренность в центральной части.

Данные о величине балмеровского декремента в спектрах звезд типа U Gem не публиковались. Однако имеющиеся глазомерные оценки показывают, что он пологий, т. е. интенсивности линий медленно убывают с увеличением их номера и даже высокие члены серии H₈, H₉ и т. д. имеют значительную эквивалентную ширину.

Распределение энергии в непрерывном спектре определялось более или менее точно только для SS Cyg. За пределом балмеровской серии водорода виден очень сильный эмиссионный континуум. Обозначим, как обычно, величину скачка интенсивности у предела серии через D :

$$D = \frac{L(\nu_{2c} - \varepsilon)}{L(\nu_{2c} + \varepsilon)}. \quad (2.1)$$

Здесь ν_{2c} — частота предела серии. Величина $\lg D$ в спектре SS Cyg несколько различна в разные эпохи и составляет около $-0,4$, достигая иногда значения $-0,7$.

Производя спектрофотометрию SS Cyg, Мирзоян и Каллоглян (1965), а также Бартая (1966), нашли, что интенсивность излучения сравнительно медленно меняется с длиной волны и ее распределение близко к соответствующему распределению в звезде класса G лишь в фотографической области спектра, где оно соответствует спектрофотометрической температуре около $4000-5000^\circ$. В коротковолновой же области ($2,4 < \lambda^{-1} < 2,8$) излучение быстро возрастает с уменьшением длины волны. Они приписывают это явление присутствию некоторого дополнительного излучения, накладывающегося на излучение звезды. Как нам представляется, наблюдаемый эффект дополнительного излучения создается слиянием эмиссионных линий вблизи от предела балмеровской серии и присутствием мощного континуума, начинающегося недалеко от границы, до которой может быть сфотографирован спектр. В тесной связи с указанным явлением находятся и необычные показатели цвета звезд SS Cyg и U Gem. Для первой из них в минимумах блеска

$$B - V = +0,70, \quad U - B = -0,54,$$

а для U Gem вне затмения

$$B - V \approx +0,3, \quad U - B \approx -1,0.$$

Поскольку значительное относительное усиление излучения звезды типа U Gem в ультрафиолетовой области спектра, вероятно, связано со сгущением эмиссионных линий и непрерывной эмиссией за балмеровским пределом, непосредственное сравнение этих показателей цвета с соответствующими показателями для обычных звезд пока не может привести к каким-либо конструктивным выводам о характере излучения рассматриваемых систем. Предварительно следует надежно оценить вклад эмиссии в линиях и в балмеровском континууме в наблюдаемое излучение разных длин волн.

Рассмотрим теперь подробно быстрые флуктуации блеска звезд типа U Gem. Они изучались тщательнее всего у звезды SS Cyg. Цукерман (1961) провела статистическую обработку большого количества фотоэлектрических измерений блеска звезды и установила наличие одновременных изменений блеска различного характера. Обшир-

ные ряды наблюдений в трех цветах (U, B, V) нескольких звезд рассматриваемого типа (Z Cam, U Gem, EX Hya) принадлежат Мамфорду (1968).

Флуктуации блеска SS Cyg происходят непрерывно и, по-видимому, совершенно иррегулярно. Об их общем характере можно судить по рис. 22. Фиксированный уровень минимального блеска отсутствует и нет спокойных периодов. Амплитуда флуктуаций доходит до $0^m,5$, хотя обычно они близки к $0^m,2$ и средняя длительность их 5—10 минут. Распределение скачков блеска по интенсивности меняется от ночи к ночи, как показывают приводимые на рис. 23 гистограммы. Для каждой даты существует свое среднее значение амплитуды флуктуаций блеска. Заметим, что по данным многолетних визуальных наблюдений средняя за сутки визуальная звездная величина звезды неодинакова для разных дат.

При наблюдениях с очень высоким разрешением по времени (до нескольких секунд) обнаруживаются еще более быстрые, чем представленные на рис. 22, колебания блеска. Каждый скачок занимает время порядка минуты, причем скорости нарастания блеска и его спада одинаковы. Амплитуды этих скачков $0^m,05-0^m,1$.

Дополнительное излучение, испускаемое при флуктуациях блеска, характеризуется постоянством цветов. Согласно Цукерман (1961) величины показателей цвета для них

$$B - V = +0,29 \pm 0,015,$$

$$U - B = -1,06 \pm 0,09$$

очень близки к показателям цвета звезд типа U Gem в период минимального блеска.

Отметим еще одно интересное обстоятельство: частота скачков интенсивности излучения растет с увеличением разрешения по времени, а эффективная длительность их уменьшается — при постоянной времени, равной 30 секундам, средняя эффективная длительность скачка втрое больше, чем при разрешении в 10 секунд. Таким образом, флуктуации блеска как бы обладают микроструктурой. Вероятно, существуют очень быстрые скачки малой амплитуды, не наблюдаемые при используемом разрешении по времени.

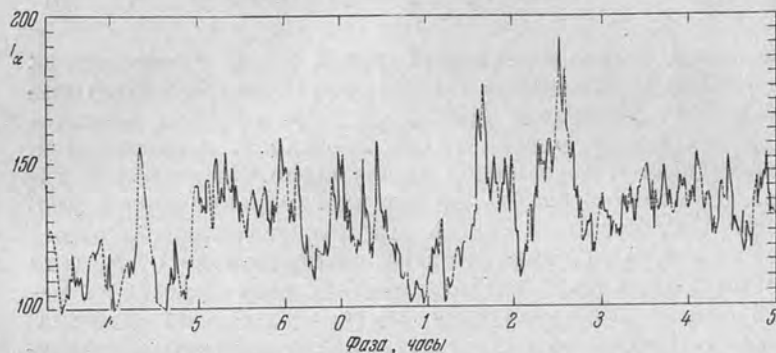


Рис. 22. Часть кривой блеска SS Cyg (28 сентября 1957 г.) в лучах, соответствующих области пропускания фильтра $\bar{U}$. По оси ординат отложена интенсивность в условных единицах (по Цукерман).

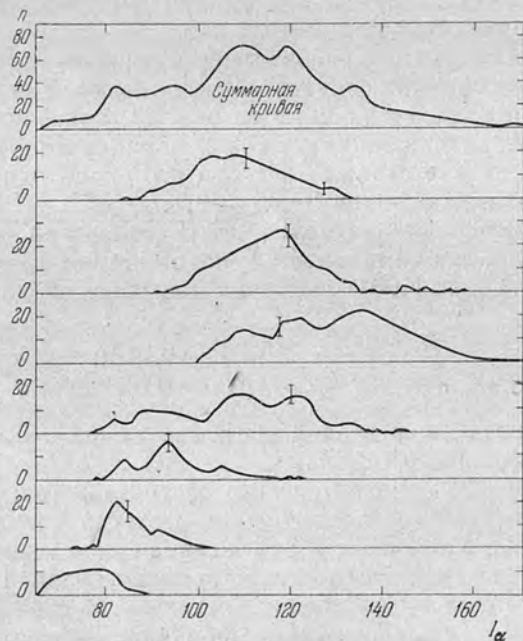


Рис. 23. Распределение скачков блеска по их величине для разных ночей (1957 г.). По оси абсцисс отложена сила скачка (в условных единицах), по оси ординат — число скачков данной силы (по Цукерман).

Как мы уже говорили, среди известных двойных систем типа U Gem есть три затменные. У двух из них, Z Cam и EX Hya, затмения неглубокие. При наличии флуктуирующий блеска фотометрические наблюдения этих звезд не дают существенной информации о свойствах систем. Что же касается U Gem, то ряд эффектов, важных для понимания природы системы, отчетливо выражен в особенностях кривой блеска. Путем фотоэлектрических наблюдений Кшеминский (1965) получил надежные кривые блеска для ряда циклов орбитального обращения как в эпохи минимального блеска звезды, так и во время вспышек.

Фотоэлектрическая кривая блеска U Gem в желтом цвете приведена на рис. 24. Особенностью, выделяющей

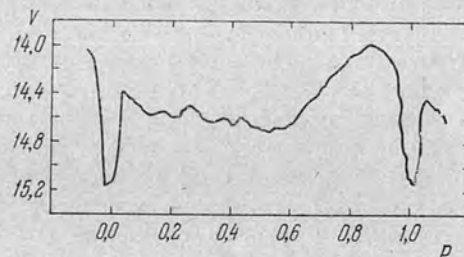


Рис. 24. Кривая блеска U Gem в эпохи минимумов (по Кшеминскому).

ее среди кривых, характерных для затменных переменных других типов, является сильная асимметрия главного минимума блеска, которому предшествует «горб» или «плечо» на кривой блеска. Как видно из рис. 24, при отсутствии затмения горб был бы симметричным относительно фазы $0,85 P$. Продолжительность периода повышенного блеска (ширина горба) составляет $0,5 P$. Вторичный минимум блеска не выделяется среди флуктуаций блеска, которые особенно значительны в фазах $0,2 P - 0,4 P$. Они имеют амплитуды в несколько сотых звездной величины и их характерное время составляет несколько минут. Нисходящая ветвь кривой блеска в минимуме сравнительно гладкая. Глубина минимума от цикла к циклу несколько меняется. Сам минимум плоский, но в это время наблюдаются значительные флуктуации блеска.

Показатели цвета системы U Gem меняются с фазой. В фазах, близких к $0,8P$, величина $B - V \approx 0^m,2$ и она возрастает до $0,4$ у фазы $0,3P$. Показатель цвета $U - B \approx -0^m,8$ — в фазах, соответствующих максимуму горба, а после минимума блеска $U - B \approx -1^m,0$. Таким образом, кривая изменения $U - B$ является зеркальным отражением кривой $B - V$. Показатели цвета колеблются также в пределах $0,1-0,2$ от цикла к циклу и даже в течение цикла испытывают значительные флуктуации.

Спектр системы U Gem может быть получен только при экспозиции, значительно превышающей продолжительность главного минимума блеска. Поэтому имеющиеся спектры являются усредненными по значительному промежутку времени. Спектр той из звезд системы, затмением которой обусловлен главный минимум блеска, неизвестен. Вероятно, его можно было бы получить в минимуме блеска, если бы требующиеся экспозиции не были столь велики.

Из существенных особенностей спектра U Gem следует отметить изменения интенсивностей и профилей эмиссионных линий в течение цикла. Высшие члены балмеровской серии наиболее интенсивны в фазе $0,75P$ и почти исчезают в минимуме блеска. Отношение интенсивностей компонентов эмиссионной линии V/R (коротковолнового к длинноволновому) вблизи фазы $0,25P$ наименьшее, а около фазы $0,75P$ — наибольшее. Этот факт, имеющий место в других затменных системах, будет использован при интерпретации наблюдений в следующем параграфе.

В заключение этого параграфа упомянем о том, что кривая блеска системы U Gem очень сходна с кривыми блеска тесных двойных систем VV Pup и CN Ori. У них также перед минимумом блеск сильно возрастает, образуя «плечо» кривой.

§ 4. Истолкование спектральных особенностей систем типа U Gem в эпохи минимального блеска

Рассматривая теоретические модели звезд типа U Gem в эпохи их минимального блеска, нужно учитывать, естественно, близкое сходство между этими переменными, бывшими новыми и, возможно, повторными новыми. Для всех таких двойных систем существуют общие теорети-

ческие проблемы и картина явлений, происходящих в них, по существу, одна и та же. Поэтому для истолкования спектров звезд типа U Gem используются многие из результатов исследований других тесных двойных систем, например, повторная новая WZ Sge, бывшая новая DQ Her. Ниже мы часто будем говорить просто о двойных системах, включая в них и системы типа U Gem.

Главной особенностью спектров звезд типа U Gem и других подобных систем являются сильные эмиссионные линии. В тех спектрах, которые захватывают ультрафиолетовую область спектра, наблюдается и более или менее сильная эмиссия за пределом балмеровской серии водорода. Хорошо известно, что эмиссионные линии могут возникать только в среде достаточно низкой плотности, где отсутствует локальное термодинамическое равновесие. Лишь в этом случае процессы излучения кванта в частоте спектральной линии происходят чаще, чем процессы поглощения. При достаточно большой плотности, соответствующей, скажем, фотосфере звезды типа Солнца (где концентрация атомов $n \gtrsim 10^{16} \text{ см}^{-3}$), столкновения устанавливают балмеровское распределение атомов между энергетическими состояниями. При этом число квантов, испускаемых в линии, оказывается равным числу поглощенных квантов и эмиссионные линии в спектре не появляются. Таким образом, наличие эмиссионных линий в спектрах звезд типа U Gem указывает на присутствие в этих системах достаточно большого количества разреженного газа. Этот газ составляет оболочку звезды.]

В оболочке звезды типа U Gem (или в ее значительной части) водород находится преимущественно в ионизованном состоянии. Это заключение непосредственно следует из отмеченного наличия в спектре непрерывной эмиссии, начинающейся сразу за пределом балмеровской серии. Эмиссия за балмеровским пределом возникает при рекомбинациях атомов на второй уровень. Поскольку эта эмиссия значительна, число рекомбинирующих за единицу времени атомов должно быть большим, а рекомбинационный механизм возбуждения атомов водорода является эффективным.]

Не выясняя пока, чем вызвана ионизация атомов водорода в оболочках, рассмотрим вопрос о форме газовой

болочки в тесной двойной системе звезд-карликов. Как отмечалось выше, эмиссионные линии в спектрах звезд типа U Gem, как правило, очень широкие. Подобная ширина в десятки ангстрем должна быть обусловлена только движениями излучающих газовых масс с очень большими, в тысячи км/сек, скоростями. Движения могут, вообще

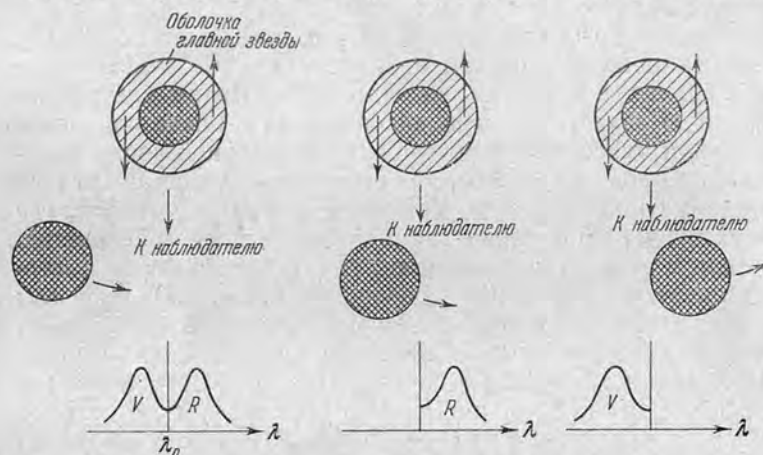


Рис. 25. Схема, поясняющая изменения эмиссионных линий при затмении оболочки.

говоря, иметь характер радиального расширения газовой оболочки (как в случае новых звезд), вращения оболочки или очень сильной турбулентности. Спектральные наблюдения тех из тесных двойных систем, которые являются также и затменными переменными, убедительно показывают, что в этих случаях большая ширина эмиссионных линий обусловлена главным образом быстрым вращением оболочки.

Яркие линии в спектрах таких систем состоят из двух компонентов. Перед минимумом блеска, когда оболочка звезды начинает затмеваться, коротковолновый («фиолетовый») компонент каждой из линий ослабляется или часто вообще исчезает. Когда затмение кончается, наоборот, не видны длинноволновые («красные») компоненты. Схема (рис. 25) поясняет, почему это явление должно про-

исходить именно при наличии быстро вращающейся оболочки. Конечно, используя ее, надо иметь в виду, что вследствие эффекта Доплера линия от удаляющегося источника смещена в сторону длинных волн, а от приближающегося — в сторону коротких.

Если бы причиной большой ширины линии было быстрое расширение оболочки, указанные изменения профилей линий при затмении не наблюдались бы — при частном затмении линии, ослабевая, должны оставаться симметричными, как и в случае расширения турбулентными движениями.

Если расширение эмиссионной линии обусловлено быстрым вращением оболочки, то ее ширина, определяемая расстоянием между компонентами (выраженная в км/сек), приблизительно соответствует удвоенной скорости вращения оболочки. Для U Gem например, скорость вращения оболочки, определенная таким путем (Кшенинский, 1965), составляет около 600 км/сек (с точностью до множителя $1/\sin i$).

При столь большой скорости вращения оболочка не может быть сферической, под действием центробежной силы она должна принять форму кольца или диска (в дальнейшем мы покажем, что именно диска, так как сколько-нибудь широкое кольцо не может быть устойчивым). Форма профиля линии также свидетельствует о том, что излучает именно дискообразная оболочка, так как только она, а не сферическая оболочка, дает линии, состоящие из двух компонентов.]

То, что газовыми массами в тесных двойных системах образуются именно дискообразные оболочки, следует и из теоретических соображений. Движение газа в тесной двойной системе рассматривалось теоретически Прендергастом (1960), правда, в довольно грубом приближении. В решавшихся им уравнениях движения, помимо тяготения, учитывалось действие центробежной и кориолисовой сил, но градиент давления считался малым и во внимание не принимался. Исследование показало, что газ должен образовывать оболочку, близкую по форме к диску, причем на достаточно малых расстояниях от поверхности звезды его движение близко к кеплеровскому. Следовательно, скорость вращения элементарного объема v_ϕ определяется

формулой

$$v_{\phi} = \sqrt{\frac{GM_{\star}}{r}}, \quad (2.2)$$

где r — расстояние этого объема от центра звезды, $M_{\star}$ — масса звезды и G — постоянная тяготения. Из формулы (2) получается, что при полуширине эмиссионных линий, соответствующей скорости 600 км/сек, и значении $M_{\star}$, составляющем несколько десятых массы Солнца, радиус дискообразной оболочки порядка 10^{10} см. Толщину ее, определяемую, вероятно, турбулентными движениями, обычно принимают на порядок меньшей радиуса.

Таким образом, и данные наблюдений и теоретическое исследование приводят к заключению о том, что мощные газовые оболочки в системах типа U Gem имеют форму



Рис. 26. Теоретические профили линий, образуемых вращающейся дискообразной оболочкой звезды.

диска. Излучение этих оболочек существенно не только в линиях, но и в частотах непрерывного спектра, так как при затмении лишь оболочки интегральный блеск системы значительно уменьшается. Обсудим теперь профили эмиссионных линий в спектрах звезд типа U Gem. Как мы только что выяснили, излучение в линиях возникает во вращающемся газовом диске. Теоретические профили эмиссионных линий для такой оболочки при законе вращения, определяемом соотношением (2.2) и при условии, что наблюдатель расположен в экваториальной плоскости оболочки, были рассчитаны Горбацким (1964). Некоторые из них, представленные на рис. 26, очень похожи на наблюдаемые в спектрах звезд типа U Gem. Они характеризуются заостренной формой — узкая центральная часть и очень широкие крылья — а также разделением на два компонента.

Приведенные профили линии рассчитаны для того случая, когда оптическая толщина оболочки в этой частоте

велика по сравнению с единицей и излучение в линии выходит из нее только благодаря эффекту Доплера вследствие существования в оболочке большого градиента скорости движения газа. Это обстоятельство обычно имеет место для оболочек звезд разных типов и, в частности, для оболочек тесных двойных систем типа U Gem. Для прозрачной в линиях и вращающейся оболочки профили эмиссионных линий, рассчитываемые очень просто, также состоят из двух компонентов, но имеют форму, существенно отличающуюся от наблюдаемой.

Центральные части линии, образуемой вращающейся оболочкой, возникают главным образом в ее периферийных слоях, скорость вращения которых меньше, чем внутренних. Расстояние между компонентами такой линии равно удвоенной скорости вращения именно внешних слоев. Полная ширина линий доходит до 50—60 Å, что соответствует скорости вращения около 2000 км/сек (см. рис. 21). Нетрудно видеть, что это связано с возрастанием скорости вращения при переходе к внутренним слоям оболочки, где и образуются крылья линий. Если при $r \approx 10^{10}$ см, скорость вращения ~ 600 км/сек, то при $r \approx 10^9$ см она будет втрое больше, т. е. ~ 2000 км/сек.

Одной из важнейших величин, характеризующих физическое состояние оболочки, является n_e — значение электронной концентрации в ней. Оценки этой величины для оболочек других двойных систем, в частности, для DQ Her, привели к значению $n_e \approx 10^{13}$ см $^{-3}$. Как мы найдем несколько ниже, такого же порядка n_e и в оболочках звезд типа U Gem. Это значение велико по сравнению с тем, что имеет место в газовых туманностях и оболочках звезд других типов — новых, Ве и т. п. Высокая электронная концентрация влияет на процессы возбуждения атомов и свечения в линиях. Расчеты, проведенные для оболочек, имеющих очень большую оптическую толщину в спектральных линиях, показали, что при значениях $n_e \geq 10^{13}$ см $^{-3}$ бальмеровский декремент должен быть очень пологим. Медленное убывание интенсивностей эмиссионных линий бальмеровской серии с возрастанием номера, являющееся, как мы знаем, особенностью спектров звезд типа U Gem, указывает, таким образом, на большую электронную концентрацию в их оболочках.

Существенную информацию о состоянии и свойствах оболочек звезд можно извлечь из наблюдений непрерывного спектра. Для эпох минимального блеска звезд типа U Gem мы располагаем достаточно надежными данными лишь о непрерывном спектре SS Cyg. Для этой звезды известны величина скачка интенсивности излучения у предела балмеровской серии D и значение спектрофотометрического градиента Φ_0 . Считая, что наблюдается суммарное излучение оболочки и звезды, причем последняя предполагается излучающей по закону Планка, мы можем связать характеристики звезды, — ее температуру T_* и радиус R_* , — с характеристиками оболочки — электронной концентрацией n_e и электронной температурой T_e . Величины T_* и R_* определяют излучение в непрерывном спектре звезды, а величины n_e и T_e — рекомбинационное излучение оболочки, если распределение плотности в оболочке известно. Энергия, излучаемая в результате рекомбинаций единиц объема за единицу времени в единичном интервале частот, как известно, пропорционально $n^+ n_e e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$, где n^+ — концентрация протонов. Интегрируя эту величину по всему объему оболочки, при $T_e = \text{const}$ получаем, что общее излучение оболочки пропорционально $\int n^+ n_e dV$.

Если количество энергии, излучаемое системой за единицу времени в единичном интервале частот, равно $L(\nu)$, то, очевидно, что

$$L(\nu) = L_*(\nu; T_*; R_*) + L_{об}(\nu; T_e; n_e), \quad (2.3)$$

где L_* и $L_{об}$ — энергия, излучаемая звездой и оболочкой соответственно. Из определения спектрофотометрического градиента имеем

$$\frac{d}{d\nu} \lg L(\nu) \Big|_{\nu=\nu_0} = -\Phi_0 + \frac{3}{\nu_0}. \quad (2.4)$$

Скачок интенсивности у предела балмеровской серии равен

$$\frac{L(\nu_{2c} - \varepsilon)}{L(\nu_{2c} + \varepsilon)} = D.$$

Здесь ν_0 — средняя частота той области спектра, для которой получено значение Φ_0 . Абсолютная величина M_v звезды SS Cyg известна. Поэтому имеем еще одно соотношение:

$$L(\nu_m) = 10^{(M_v \odot - M_v)} L_{\odot}(\nu_m), \quad (2.5)$$

где ν_m — эффективная частота. Таким образом, четыре величины T_* , R_* , T_e и $\int n^+ n_e dV$ связаны тремя соотношениями, (2.1), (2.4) и (2.5).

Если одна из указанных величин известна, остальные можно вычислить. Впервые такая задача рассматривалась Горбацким (1952), когда двойственность SS Cyg еще не была обнаружена. Однако, как мы теперь знаем, в этой системе (а также и в подобных ей) излучение звезды, обладающей оболочкой, незаметно — мы видим лишь спектр оболочки и спутника. Поэтому обнаружение двойственности не вызывает существенных изменений в постановке задачи.

Для нахождения трех из величин T_* , R_* , T_e и $\int n_e n^+ dV$ одну нужно задать. Оказалось, что в данном случае при всех допустимых значениях T_e *) остальные величины практически не зависят от T_e . При использовании уточненных данных о величинах D и Φ_0 указанный метод приводит к значениям (Горбацкий, 1964)

$$R_* = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}, \quad T_* = 4400^\circ \text{ К},$$

$$\int n_e n^+ dV = 3 \cdot 10^{55} \text{ см}^{-3}.$$

Значение T_* , почти не отличающееся от полученного в 1952 г., оказывается хорошо согласующимся со спектральным классом спутника в системе SS Cyg, установленным Джомом (1956). При столь малой температуре звезды ее излучение не может ионизовать оболочку и вызвать

*) Допустимые значения T_e определяются условием $T_e \leq T_e^{\max}$, где $T_e^{\max}$ определяется из равенства $\frac{L_{об}(\nu_{2c} - \varepsilon)}{L_{об}(\nu_{2c} + \varepsilon)} = D(T_e)$.

наблюдаемое свечение в линиях. Поэтому ионизация в оболочке обусловлена не излучением звезды, а иными факторами. Фотометрические данные, полученные в последнее время, подтверждают, как будет показано в следующем параграфе, этот вывод.

Оценим среднюю величину электронной концентрации $\bar{n}_e$ в оболочке SS Cyg. Так как оболочка состоит преимущественно из водорода, то $n_e = n^+$ и поэтому $\int_V n_e n^+ dV = \bar{n}_e^2 V$, где V — объем оболочки. Выше мы оценили радиус оболочки $r_0 \approx 10^{10}$ см и приняли, что толщина ее на порядок меньше. Используя эти данные, из равенства $V \bar{n}_e^2 = 3 \cdot 10^{55}$ находим, что $\sqrt{\bar{n}_e^2} = 10^{13}$ см $^{-3}$, как и было принято нами выше.

Для других звезд типа U Gem мы не располагаем данными наблюдений, достаточно полными для того, чтобы проделать подобные вычисления. По-видимому, такова же по порядку величины электронная концентрация и в оболочках других звезд рассматриваемого типа.

§ 5. Газовые потоки в звездных системах типа U Gem

Мы уже неоднократно говорили о том, что спектроскопическим путем нельзя исследовать очень кратковременные явления в тесных двойных системах, так как вследствие их малой светимости необходимое время экспозиции значительно. Это обстоятельство само по себе делает очень важной роль электрофотометрических наблюдений, допускающих высокую степень разрешения по времени. Особенно существенны эти наблюдения для затменных систем с малым орбитальным периодом. Как мы покажем в этом параграфе, на основе результатов электрофотометрических наблюдений удалось представить картину движения газовых потоков в системах типа U Gem и выяснить причины свечения оболочек.

Изложенные в предыдущем параграфе соображения о структуре газовых оболочек в тесных двойных системах приводят к важным следствиям. При скоростях движения газа в оболочке в сотни км/сек и малой плотности (величине $n_e \approx 10^{13}$ см $^{-3}$ соответствует плотность $\rho \approx 10^{-11}$ г/см 3)

движение газа должно быть турбулентным, так как число Рейнольдса в этом случае порядка 10^8 . Оболочка вращается не как твердое тело — как видно из формулы (2.2), угловая скорость меняется с расстоянием от звезды. Поскольку ее слои движутся друг относительно друга, между ними возникает трение. Главную роль при этом играет вязкость, обусловленная турбулентностью, так как коэффициент турбулентной вязкости гораздо больше коэффициента молекулярной вязкости.

Вследствие внутреннего трения кинетическая энергия газа, составляющего оболочку, диссипирует, частично превращаясь в энергию турбулентного движения и, в конечном счете, в тепло. Элемент газа при торможении приближается к поверхности звезды. В результате, как мы сейчас покажем, в оболочке должен возникать поток газа по направлению к звезде.

Радиальная скорость газа зависит от расстояния до звезды. Обозначим ее среднее значение (по турбулентным пульсациям) через v_r . Если оболочка находится в стационарном состоянии, то из уравнения неразрывности следует соотношение

$$rv_r \sigma = C, \quad (2.6)$$

где σ — поверхностная плотность, т. е. количество газа, приходящегося на единицу площади диска. Она получается интегрированием плотности по всей толщине оболочки. Из уравнений движения газа, которых мы здесь не приводим, следует, что $C \approx -\eta$, где η — величина коэффициента турбулентной вязкости, проинтегрированная по толщине оболочки. Поскольку $\sigma > 0$, а при отличном от нуля коэффициенте вязкости $\eta > 0$, то $v_r < 0$. Это значит, что при наличии вязкости существует поток массы газа по направлению к звезде.

Оболочка должна непрерывно пополняться газом. В противном случае весь газ, составляющий оболочку, выпадет на поверхность звезды и оболочка исчезнет. Как мы найдем ниже, это должно произойти за очень малое время. Однако мы наблюдаем оболочки в течение больших промежутков времени — они могут считаться квазистационарными. Следовательно, оболочка непрерывно

пополняется газом извне, единственным источником которого может быть спутник. От спутника к главной звезде системы должны течь газовые потоки. В некоторых тесных двойных системах, например, WZ Sge, такие потоки наблюдались спектроскопически.

Возможно, что газовые потоки исходят из критической точки Лагранжа L_1 , где газу достаточно сравнительно малого возмущения, чтобы он начал двигаться к главной звезде системы. Далее газ ускоряется тяготением звезды и, по существу, падает на дискообразную оболочку.

Скорость падения близка к величине $V = \sqrt{\frac{2GM_*}{r}}$.

Вблизи от оболочки она велика. При значениях $r \approx 10^{10}$ см, соответствующих внешним слоям оболочки, скорость газа в струе порядка 1000 км/сек.

При втекании струи с большой скоростью в оболочку образуется ударная волна, нагревающая концевую часть струи до очень высокой температуры, в среднем составляющей десятки и даже сотни тысяч градусов. Из этой области выходит сильное излучение, в частности, в видимой области спектра. Оно существенно влияет на наблюдаемый блеск системы.

Действие газовой струи на оболочку звезды отчетливо проявляется в форме кривой блеска звезды U Gem, описанной в § 3. Истолкование ее особенностей дано Горбацким (1967). Глубокому минимуму блеска (до 1^m во всех цветах) предшествует, как видно из рис. 24, «плечо», представляющее часть симметричного «горба», занимающего половину периода. Такой вид кривой блеска указывает на неравномерную яркость затмеваемой оболочки главной звезды. В ней есть более яркая область, наблюдаемая лишь на протяжении половины периода. В остальное время эта область находится в невидимой для наблюдателя части оболочки.

Минимум блеска соответствует не затмению самой главной звезды (излучения которой мы, по-видимому, не воспринимаем), а экранированию яркой области оболочки. В фазе $0,85P$ эта область находится против наблюдателя и выходящее из нее излучение — максимально. Расположение звезд системы по отношению к наблюдателю, а также положение газовой струи и места встречи ее

с оболочкой изображено на рис. 27. Движение газовой струи при учете вращения системы и газодинамических эффектов рассчитывалось Коровяковским (1968). Место встречи струи с оболочкой должно согласно расчетам находиться против наблюдателя в фазах $0,8P - 0,9P$. Эту область повышенной яркости некоторые наблюдатели называют «горячим пятном». Максимум «горба» на кривой блеска соответствует моменту наилучшей видимости горячего пятна. Таким образом, главная особенность кривой блеска U Gem получает простое объяснение, если учесть действие

газового потока, текущего от спутника, на оболочку главной звезды. Аналогичные явления имеют место и в других тесных двойных системах звезд-карликов в тех случаях, когда они наблюдаются как затменные переменные (Горбацкий, 1967).

Высота максимума «горба» на кривой блеска U Gem составляет около $0^m,6$ и, значит, излучение, исходящее из «горячего пятна», дает почти половину наблюдаемого блеска системы. Согласно рассмотренной модели это излучение возникает вследствие перехода части кинетической энергии газового потока в тепловую энергию. Кинетическая энергия ΔE количества газа Q , присоединяющегося к оболочке за единицу времени, равна

$$\Delta E = \frac{QV^2}{2}, \quad (2.7)$$

где V — скорость потока при входе его в оболочку. Можно показать, что в тепловую энергию превращается около

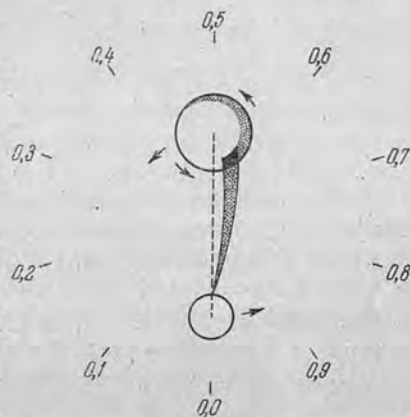


Рис. 27. Расположение звезд и газового потока в системе по отношению к наблюдателю.

$\frac{1}{2}\Delta E$. Для величины Q , предполагая, что оболочка представляет собой цилиндр с радиусом основания r_0 и высотой Δz_0 , имеем очевидное выражение:

$$Q = 2\pi r_0 \Delta z_0 \rho_0 v_r^0. \quad (2.8)$$

Здесь v_r^0 и ρ_0 — величины радиальной скорости и плотности газа на внешней границе оболочки соответственно. При помощи (2.7) и (2.8) можно найти значение v_r^0 .

Принимая для системы U Gem абсолютную величину $9^m,5$, получаем, что энергия, излучаемая горячим пятном, близка к 10^{31} эрг/сек и соответственно $QV^2 \approx 4 \cdot 10^{31}$ эрг/сек. Величина V порядка 10^8 см/сек. Для ρ_0 выше было найдено значение около 10^{-11} г/см³. Учитывая также, что $r_0 \geq 10^{10}$ см и $\Delta z_0 \approx 0,1 r_0$, из (2.7) и (2.8) получаем для v_r^0 величину в несколько десятков км/сек. Поскольку азимутальная скорость v_ϕ^0 на расстоянии r_0 от звезды порядка 10^8 см/сек, то имеем $v_r^0 \ll v_\phi^0$.

Зная величину v_r^0 , нетрудно оценить время t_* , за которое, без пополнения газом, оболочка исчезнет. Для оценки примем, что поверхность звезды цилиндрическая с радиусом R_* и высотой Δz_0 . Тогда должно выполняться условие

$$t_* \cdot 2\pi R_* \Delta z_0 (\rho v_r)_{r=R_*} = M_{об}^0, \quad (2.9)$$

где $M_{об}^0$ — начальная масса дискообразной оболочки, — равна

$$M_{об}^0 = \int_{R_*}^{r_0} 2\pi r \Delta z_0 \rho dr \approx 2\pi \bar{\rho} \frac{r_0^2}{2} \Delta z_0 \quad (2.10)$$

(так как $R_* \ll r_0$). Величина $\bar{\rho}$ представляет собой среднее значение плотности в оболочке. Согласно соотношению (2.6)

$$(r\rho v_r)_{r=R_*} = r_0 \rho_0 v_r^0,$$

а так как величина $\bar{\rho}$ по порядку не отличается от ρ_0 ,

то для t_* из (2.9) находим формулу

$$t_* \approx \frac{r_0}{v_r^0}. \quad (2.11)$$

В том случае, когда $R_* \ll \Delta z_0$, величина t_* отличается от вычисляемой по (2.11) множителем порядка $\frac{r_0}{R_*}$. Даже при этом имеем для t_* значение порядка 10^5 сек, т. е. при прекращении потока газа от спутника оболочка исчезнет за сутки или еще быстрее.

Расход газа в струе не менее чем Q — часть газа струи, если она сильно размыта тепловыми движениями, может проходить мимо оболочки. Оценки показывают, что вследствие теплового расширения сечение струи S при ее встрече с оболочкой достигает $10^{19} - 10^{20}$ см². Плотность газа в струе, равная Q/SV , при этом составит около $10^{-12} - 10^{-13}$ г/см³, т. е. она на один-два порядка меньше плотности оболочки. При столкновении газового потока с более плотной средой в нем возникает ударная волна. При скорости $V \approx 10^8$ см/сек температура непосредственно за фронтом волны более 10 млн. градусов. Излучательная способность газа при такой температуре очень высока — он быстро остывает или, как говорят, высвечивается. Уже на расстояниях порядка 10^9 см температура газа падает в десятки раз. Излучение горячего пятна — области встречи газовой струи с оболочкой звезды, — по существу, представляет собой свечение газа, нагретого ударной волной. Эта область очень неоднородна — в ней существует большой температурный градиент.

Суммарное излучение слоев газа, обладающих различной температурой, от нескольких миллионов градусов до $15\,000^\circ$, сложным образом зависит от частоты. Определив эту зависимость, Горбацкий (1968) вычислил цвета выходящего излучения. В табл. 8 приведены эти результаты. Энергия, излучаемая в области пропускания фильтра с соответствующим индексом, обозначена через E_U , E_V , E_μ , а μ — величина, характеризующая скорость убывания температуры с расстоянием от фронта волны. При сильном высвечивании $\mu \geq 1$, при отсутствии высвечивания $\mu \leq 0$.

Таблица 8

Характеристики излучения, испускаемого газом

μ	E_U/E_B	E_U/E_V	E_B/E_V
0	0,67	1,41	2,1
0,5	0,93	1,75	1,9
1,0	1,27	2,3	1,8

Как видно из этих данных, чем быстрее падает температура за фронтом волны, тем больше относительная роль излучения в ультрафиолетовой области спектра. Характер высвечивания зависит от ряда факторов и может быть различным для разных систем.

Для затменных переменных типа U Gem показатели цвета излучения горячего пятна определяются из наблюдений, так как в этих случаях излучение остальных частей системы можно исключить. Вычисление цветов излучения горячего пятна в системе U Gem *) дает значения, близкие к соответствующим теоретическим для $\mu = 0,5$. Следовательно, температура за фронтом ударной волны в этом случае убывает с расстоянием от фронта медленно.

Как мы видим, главные особенности излучения звезд типа U Gem успешно объясняются, если учесть присутствие в этих системах мощных потоков газа, текущего от спутника к главной звезде. Обычно предполагается, что спутник заполняет свою критическую поверхность Роша, а газовый поток исходит из внутренней точки Лагранжа L_1 . Эта модель подробно рассмотрена, в частности, Крафтом (1963). Однако вопрос о заполнении спутником поверхности Роша представляется по меньшей мере дискуссионным. Для некоторых из тесных двойных систем отмечалось временное исчезновение оболочки, связанное, очевидно, с прекращением течения газа от спутника. Оставаясь в рам-

*) Цвета горячего пятна в системе U Gem, определенные по данным наблюдений в работе В. Г. Горбачего (1968), должны быть скорректированы с учетом нуля-пункта системы UVV.

ках указанной модели, нужно считать, что спутник внезапно сильно уменьшил свой радиус, а затем размеры его снова возросли до пределов поверхности Роша. Подобное явление с точки зрения современных эволюционных представлений непонятно. Более вероятным представляется предположение об истечении струи из оболочки спутника. Наличие низкотемпературной оболочки спутника в системе SS Cyg установил Гринстейн (1960).

Можно полагать, что подобные оболочки существуют у спутников в других тесных двойных системах. Они не только должны быть дискообразными, но, как и оболочки, о которых говорилось выше, должны находиться в турбулентном состоянии. Это обстоятельство существенно для свойств газового потока, поскольку он в таком случае не может быть однородным. Неоднородность газовой струи является, возможно, одной из главных причин наблюдаемых флуктуаций блеска у систем типа U Gem.

Как показал сделанный выше анализ фотометрических данных, значительная доля наблюдаемого интегрального излучения систем типа U Gem представляет собой преобразованную кинетическую энергию газового потока. Величину энергии ΔE , излучаемой оболочкой, можно представить выражением

$$\Delta E = k\rho V^3 S, \quad (2.12)$$

где ρ — плотность в потоке, V — скорость течения газа при вхождении в оболочку и S — площадь поверхности пересечения потока с оболочкой. Коэффициент k характеризует эффективность преобразования кинетической энергии в излучение. Изменение величины V на два-три процента, так же как вариации плотности или площади сечения S на пять — десять процентов, приведут к изменению блеска системы порядка $0^m,1$. В том случае, когда поток газа вытекает из турбулентной среды, подобные вариации V , ρ и S вполне возможны. Размеры неоднородностей потока должны быть того же порядка, что и масштаб неоднородностей оболочки, обусловленных турбулентностью.

Если флуктуации блеска связаны с неоднородностью потока, то при характерном времени флуктуаций порядка минуты масштаб неоднородностей составляет около 10^9 см

или в несколько раз больше. Это по порядку величины соответствует основному масштабу турбулентности в дискообразной оболочке (Горбачкий, 1965). Поскольку характерное время преобразования кинетической энергии в излучение за фронтом волны существенно меньше продолжительности флуктуаций, влияние неоднородности потока на свечение системы проявляется достаточно отчетливо.

Существующая сама по себе неоднородность оболочки главной звезды должна усиливаться вследствие неоднородности втекающего в оболочку потока. Излучательная способность различных частей такой оболочки неодинакова. С другой стороны, вращение оболочки быстро меняет положение тех или иных ее областей по отношению к наблюдателю. Оба эти фактора в сочетании также могут приводить к флуктуациям блеска. Таким образом, наблюдаемые вне вспышек быстрые флуктуации блеска звезд типа U Gem можно приписать переменности газовых потоков в этих системах.

Переменности мощности газовых потоков со временем можно, вероятно, приписать также и более продолжительные и значительные (до нескольких десятых звездной величины) изменения блеска в системе U Gem (и заподозренные также у других переменных этого типа). Что значительные и долговременные изменения мощности потока возможны, видно на примере тесной двойной системы WZ Sge (повторная новая), у которой наблюдались изменения скорости газовой струи на 15—20%. Не зная механизма образования струи, нельзя ничего сказать о том, какими факторами вызываются большие изменения ее мощности. Детальное исследование наблюдаемых флуктуаций блеска должно способствовать выяснению этого механизма.

§ 6. Большие вспышки звезд типа U Gem

В этом параграфе излагаются наблюдательные данные о больших вспышках, представляющих отличительную особенность звезд типа U Gem. Затем мы сравнительно кратко рассмотрим некоторые из предлагавшихся объяснений вспышек. Теории этих явлений пока нет.

Кривая блеска SS Cyg (см. рис. 19, а), от которой не отличаются по своему характеру и кривые блеска других

звезд рассматриваемого типа, показывает, что вспышки неодинаковы как по продолжительности, так и по амплитуде и скорости изменения блеска. Те или иные способы классификации вспышек предлагались различными авторами. Так, Кемпбелл (1934) разделил вспышки в зависимости от скорости возрастания блеска на четыре класса, а каждый из этих классов — на подклассы в зависимости от продолжительности пребывания звезды в состоянии максимального блеска. В работе Цукерман (1961) разработана классификация вспышек звезды SS Cyg при учете большего числа критериев. Она приводится в табл. 9.

Таблица 9

Классификация вспышек звезд типа SS Cyg

Обозначение	Название типа	Скорость возрастания блеска, зв. вел./день	Продолжительность в днях	Видимая величина в максимуме, m	Процент от общего числа вспышек
I } II }	Нормальные вспышки	$1,26 \leq \frac{dm}{dt} < 8$	$5 \leq d \leq 11$ $13 \leq d \leq 18$	$8,14-8,7$ $8,1-8,8$	31% 33%
III	Длинные вспышки с малой скоростью возрастания блеска	$\frac{dm}{dt} < 1,26$	$13 \leq d \leq 21$	$8,1-8,7$	12%
IV } V }	Короткие вспышки с малой скоростью возрастания блеска	$0,8 < \frac{dm}{dt} \leq 1,26$ $\frac{dm}{dt} < 0,8$	$6 \leq d \leq 9,4$ $8 \leq d \leq 12,6$	$8,4-9,1$ $8,2-9,0$	3% 13%
VI	Очень короткие вспышки	?	$d \leq 5,6$	$9,3-10,2$	6%
VII	Прочие				2%

Для других звезд этого типа (кроме U Gem, о которой будет сказано несколько ниже) столь обширных рядов наблюдений нет и вопрос о применении указанной классификации вспышек к ним не рассматривался. Что касается

звезд подгруппы Z Cam, обладающих «площадками» на кривой блеска, то к ним эта классификация непосредственно не может быть применена.

Фотометрические характеристики вспышек звезд типа U Gem были предметом ряда статистических исследований. Одна из самых ранних — работа Кукаркина и Паренаго (1934, 1937). Эти авторы обнаружили для вспышек звезды SS Cyg статистическую зависимость между средней амплитудой вспышки $\bar{A}$ и средней длиной предшествующего цикла $\bar{P}$. Величина $\bar{A}$ хорошо представляется линейной функцией $\lg \bar{P}$. Точки, соответствующие тем же данным для звезд U Gem и SS Aur, как нашли Кукаркин и Паренаго, хорошо ложатся на эту прямую. Они установили, что аналогичная зависимость между средней амплитудой вспышек звезд и средней длиной цикла объединяет и различные звезды типа U Gem. Вид этой зависимости следующий:

$$\bar{A} = 0^m,4 + 1^m,85 \lg \bar{P} \quad (2.13)$$

($\bar{P}$ выражено в сутках).

Чем больше средняя длина цикла звезды, тем значительнее она увеличивает свой блеск при вспышках. Весьма интересным обстоятельством явилось то, что повторные новые звезды удовлетворяют подобной же зависимости. В частности, для повторной новой T CrB, вспыхивавшей в 1866 г., по амплитуде вспышки было найдено, что длина цикла составляет 80—100 лет. И действительно, ее следующая вспышка произошла в 1946 г. — через 80 лет после предыдущей.

Почти во всех проводившихся до настоящего времени статистических исследованиях кривых блеска использовались не величины, имеющие отчетливый физический смысл, как, например, энергия, выделявшаяся за время вспышки, а звездные величины. Последние же зависят от распределения энергии в спектре и не определяют однозначно физических параметров вспышки. Для точного нахождения энергии вспышки нужно знать распределение энергии по всему спектру, которое в ненаблюдаемой части спектра обычно неизвестно. Поэтому все зависимости, полученные из наблюдений звездных величин, имеют статистический характер. Кроме того, амплитуда не полностью характе-

ризует вспышку, поскольку она может быть одной и той же для вспышек различной продолжительности.

Анализ распределения вспышек звезд типа U Gem по их продолжительности представляет большой интерес. Еще Кемпбелл (1934) нашел, что вспышки SS Cyg по продолжительности (определенной как время, в течение которого блеск звезды превосходит 10^m) распределены не случайным образом, а группируются около двух значений.

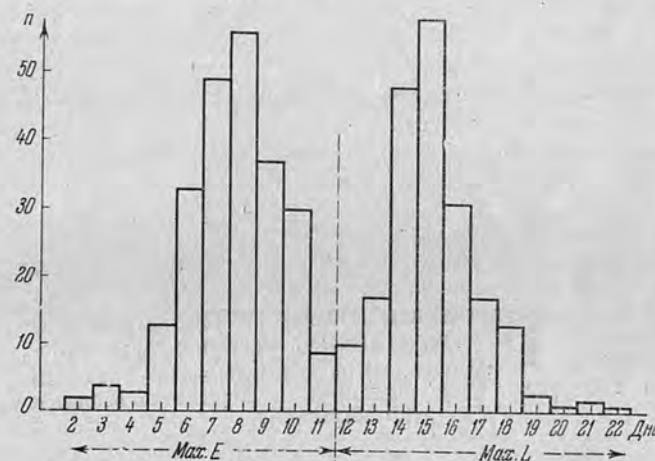


Рис. 28. Распределение вспышек SS Cyg по продолжительности. По оси абсцисс отложена продолжительность, по оси ординат — число вспышек (по Мартелю).

Работа Мартеля (1961), использовавшего данные почти о всех вспышках, наблюдавшихся с момента открытия переменности SS Cyg в 1896 г. до 1959 г. (427 вспышек), подтвердила этот вывод. Гистограмма продолжительностей (ширин) вспышек представлена на рис. 28. На ней отчетливо выделяются два максимума, соответствующие ширинам 8 и 15 дней. Таким образом, вспышки звезды бывают двух видов — короткие (E) и длинные (L). Распределения для обоих видов вспышек отличаются от нормального. Статистическое исследование того же автора показало, что

ансамбль вспышек одного вида не может рассматриваться как случайная выборка из однородного ряда. Есть указания на то, что предшествующая вспышка каким-то образом влияет на характер последующей вспышки того же вида.

На рис. 29, взятом из работы Мартеля, изображено распределение обоих видов вспышек по их звездной величине в максимуме, в какой-то степени характеризующей

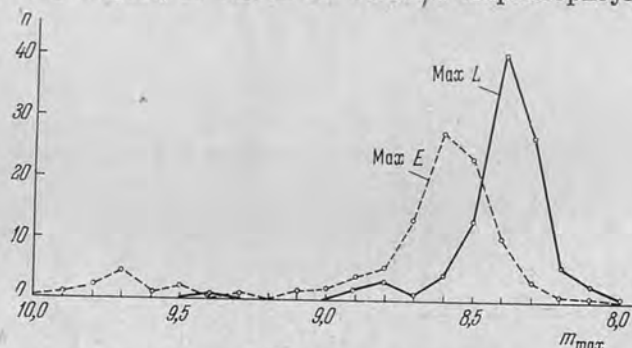


Рис. 29. Распределение вспышек SS Cyg по звездной величине в максимуме блеска. Значение $m_{\max}$ отложено по оси абсцисс, число вспышек — по оси ординат отдельно для длинных и коротких вспышек (по Мартелю).

энергетическую амплитуду вспышки. Поскольку эта величина определялась главным образом из визуальных наблюдений, погрешность которых доходит до $0^m,5$, приводимые распределения являются лишь приближенными. Тем не менее они отчетливо демонстрируют различие в амплитудах для вспышек разных видов. В случае коротких вспышек обнаружена корреляция между $m_{\max}$ и продолжительностью вспышки. Коэффициент корреляции равен 0,66. Для длинных вспышек подобная зависимость выявляется менее резко.

Вспышки с быстрым и медленным возрастанием блеска распределены по группам E и L одинаково.

Статистическое исследование продолжительностей периодов минимального блеска показало, что логарифмы этих величин распределены случайным образом.

Один из важных выводов исследования, проведенного Мартелем, состоит в том, что одни эпохи благоприятствуют последовательному появлению двух коротких вспышек, а другие — появлению короткой вспышки после длинной.

В тех случаях, когда за вспышкой E следует опять вспышка E (таких случаев всего 67), отношение средней продолжительности вспышки $\bar{M}_E$ к среднему промежутку времени между ними $\bar{m}_{EE}$ равно

$$\frac{\bar{M}_E}{\bar{m}_{EE}} = \frac{7,69}{27,5} = 0,28.$$

Соответствующее отношение для пар последовательных длинных вспышек (таких пар 33) оказывается тем же самым:

$$\frac{\bar{M}_L}{\bar{m}_{LL}} = \frac{15,14}{56,2} = 0,27.$$

Физическое значение этого факта, как и других указанных статистических зависимостей, пока остается неясным. Однако если они свойственны всем звездам типа U Gem, то их роль в предстоящей разработке теории вспышек должна быть существенной. Обширных рядов наблюдений, как для SS Cyg, достаточных для полного статистического исследования, нет ни для одной из звезд этого типа. Однако для U Gem по довольно большому числу вспышек (91) обнаружено аналогичное распределение ширины вспышек. Особенно интересным кажется тот факт, что средние продолжительности $\bar{M}_E$ и $\bar{M}_L$ для вспышек обеих групп почти не отличаются от соответствующих величин для SS Cyg. Вероятность случайного совпадения $\bar{M}_E$ и выполнения условия $\bar{M}_L \approx 2\bar{M}_E$, если величины $\bar{M}_E$ и $\bar{M}_L$ для каждой звезды типа U Gem свои, очень мала.

Рассмотрим теперь результаты спектральных наблюдений звезд типа U Gem в эпохи вспышек. Если не считать отрывочных данных о присутствии в спектре во время максимумов блеска одних звезд широких линий поглощения водорода и гелия и об отсутствии каких-либо линий в спектрах других, первые систематические сведения о спектрах были получены в результате наблюдений Элви и

Бэбкока (1943). Они изучили спектры 16 звезд типа U Gem во время вспышек, правда, при сравнительно низкой дисперсии, и нашли, что у ряда звезд спектр чисто абсорбционный. У других же звезд и во время вспышек видны широкие эмиссионные линии водорода и гелия, но значительно менее интенсивные, чем в эпохи минимумов. Распределение энергии в непрерывном спектре соответствует ранним классам (B и A).

Изменения спектра в ходе вспышки были впервые исследованы для звезды SS Cyg Хиндерером (1949). Он нашел также некоторые количественные характеристики непрерывного спектра — величины спектрофотометрического градиента и скачка интенсивности у границы бальмеровской серии. Оказалось, что чисто абсорбционный спектр без следов эмиссии наблюдается у SS Cyg только короткое время при возрастании блеска. При достижении звездой максимального блеска в центральных частях широких линий поглощения становятся видными эмиссионные ядра. С падением блеска эти ядра, усиливаясь, заполняют линию поглощения. В максимуме блеска распределение энергии в спектре соответствует величине цветовой температуры около $15\,000^\circ$, а с коротковолновой стороны от бальмеровского предела имеет место поглощение ($\lg D > 0$). Таким образом, спектр звезды в это время очень похож на спектр белого карлика (если не учитывать присутствия эмиссий в центрах абсорбционных линий). При уменьшении блеска системы спектр постепенно переходит к тому виду, который соответствует минимуму блеска, т. е. спектрофотометрическая температура снижается до 5000° , бальмеровский скачок становится эмиссионным и линии поглощения исчезают.

Выводы Хиндерера были подтверждены и дополнены другими авторами. В частности, Цукерман (1961) уточнила зависимость характера спектра SS Cyg при вспышке от скорости возрастания блеска, заподозренную еще Хиндерером. Оказалось, что спектр с линиями поглощения водорода и ионизованного кальция без следов эмиссии появляется только при быстрых вспышках и виден он лишь в течение двух — четырех дней, а затем в максимуме блеска все равно бывают видны эмиссионные линии. При медленной вспышке чисто абсорбционный спектр вообще не

наблюдается. Появление абсорбционного спектра не связано ни с продолжительностью вспышки, ни с яркостью звезды в максимуме блеска.

Согласно указанной работе спектр при одной из быстрых вспышек изменялся следующим образом. Линии поглощения водорода при возрастании блеска были относительно глубокими (остаточная интенсивность около 0,7) и несколько менее широкими, чем впоследствии (ширина $\Delta\lambda \approx 50 \text{ \AA}$). Бальмеровский скачок положителен: $D \approx 0,23$. Через сутки после того как блеск вырос с $9^m,2$ до $8^m,8$, вид спектра был совсем иным. Линии поглощения расширились ($\Delta\lambda \approx 80 \text{ \AA}$), стали неглубокими (остаточные интенсивности $\approx 0,9$) и в них появилось подобие эмиссионного ядра. Изменения профиля линии H_γ в ходе вспышки представлены на рис. 30. Линия $\text{He II } \lambda 4686$ наблюдалась в эмиссии. Эта линия (и, возможно, линия $\lambda 5411$) достигает наибольшей интенсивности через несколько дней после максимума блеска.

В более ранних работах было найдено, что интенсивность эмиссионных линий при вспышке не меняется. Но по оценкам, сделанным Цукерман, эквивалентная ширина линий в максимуме вспышки приблизительно вдвое больше, чем в минимумах блеска, а интенсивность выше в несколько раз.

Изменение спектрофотометрических градиентов и скачки интенсивности у границы бальмеровской серии в течение вспышки приводятся на рис. 31, а соответствующие

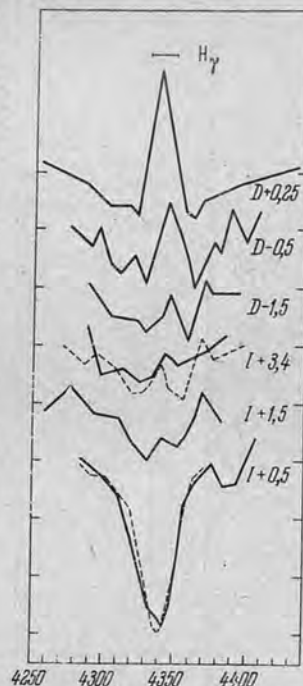


Рис. 30. Изменения профиля линии H_γ в спектре SS Cyg во время вспышки звезды. I означает дату начала вспышки, D — дату окончания

изменения визуального блеска и показателей цвета — на рис. 32.

Результаты спектральных наблюдений SS Cyg во время нескольких вспышек при несколько более высокой диспер-

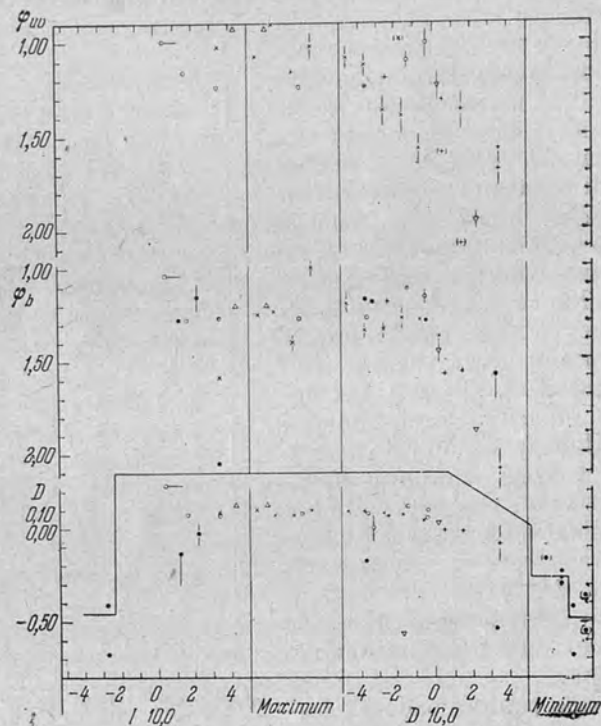


Рис. 31. Величины спектрофотометрических градиентов в ультрафиолетовой (φ_{uv}) и синей (φ_b) областях спектра и бальмеровского скачка (D) во время вспышки SS Cyg (по Цукерман)

сии приведены в работе Бартая (1966). Они согласуются с изложенными выше данными об изменениях спектральных линий. В максимуме блеска распределение энергии такое же, как у звезды спектрального класса B5. В работе Шалонжа, Диван и Мирзояна (1968) приведены микрофотограммы спектра SS Cyg в период вспышки. Обращает на себя

внимание значительное поглощение за пределом бальмеровской серии водорода ($D = +0,30$). При этом бальмеровский скачок сдвинут в сторону длинных волн (рис. 33).

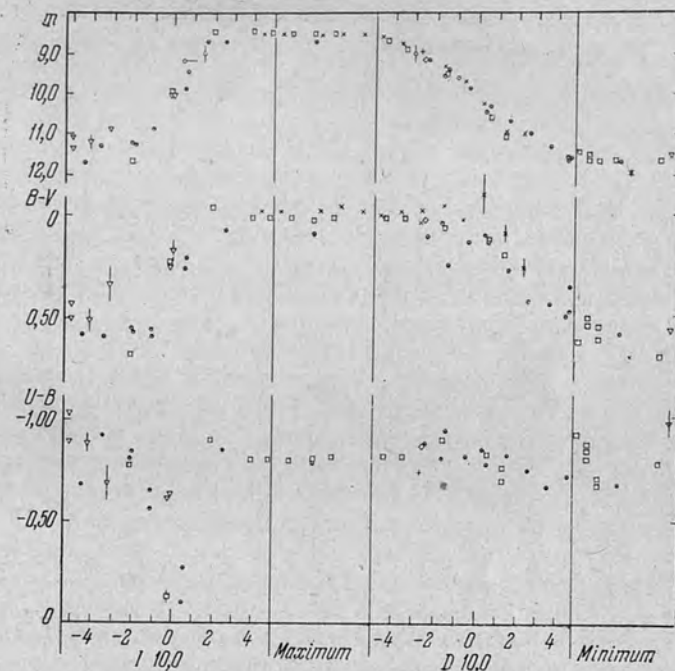


Рис. 32. Изменения визуального блеска (m) и показателей цвета при вспышке SS Cyg. По оси абсцисс отложены дни — в левой части рисунка отсчитываемые влево от даты, когда блеск, увеличиваясь, достиг 10^m , в правой части — от даты, соответствующей тому же значению m , вправо.

Получение спектра звезды типа U Gem даже при повышенной яркости во время вспышки требует продолжительной экспозиции. Поэтому и в таких случаях фотоэлектрические наблюдения, позволяющие фиксировать быстрые изменения излучения системы, представляют большую ценность. Трехцветная электрофотометрия четырех вспышек звезды SS Cyg, произведенная Чуваевым (1962), показала,

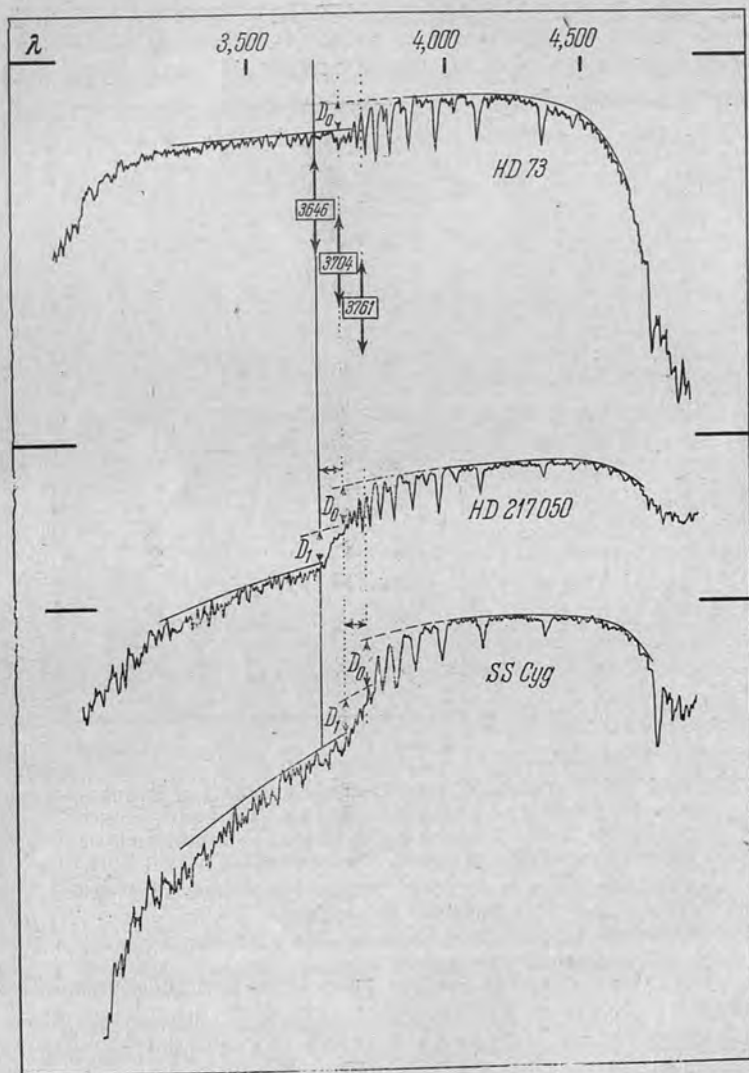


Рис. 33. Абсорбционный спектр SS Лебедя при $m_v = 9^m,6$, по сравнению со спектром нормальной звезды класса В (HD 73) и звезды класса В с оболочкой (HD 217050)

в частности, что более высокой скорости нарастания блеска $\frac{dm}{dt}$ соответствует более сильный спад показателя цвета $U - B$. Очевидно, что это явление того же плана, что и отмеченная выше зависимость силы абсорбционного спектра от $\frac{dm}{dt}$. Величина U растет медленнее, чем B .

В отношении одной из наблюдавшихся вспышек Чуваев предположил, что она представляет собой результат наложения двух вспышек. Деление вспышек SS Cyg по величине излучаемой энергии на две группы, со средним значением энергии для одной группы почти точно вдвое большим, чем для другой, обнаруженное Чуваевым при обработке данных для 105 вспышек, привело его к предположению о том, что вообще длинные вспышки возникают при наложении двух коротких. Достаточно убедительных доводов в подтверждение этого предположения не было приведено. Если оно верно и длинная вспышка является суммой почти одновременных коротких вспышек, то вспышки должны быть локализованными, и не охватывают всю поверхность звезды. В противном случае, при второй вспышке происходило бы заметное изменение показателей цвета и спектрофотометрических градиентов, что в действительности не наблюдается. Однако при локализованной вспышке изменения положения звезды по отношению к наблюдателю должны были бы вызвать значительные изменения блеска во время максимальной фазы с периодом, равным периоду вращения. Такие изменения не обнаружены и поэтому мнение о том, что вспышки звезд типа U Gem локализованы, кажется необоснованным.

Наблюдения Чуваева подтвердили сделанный ранее Грантом (1955) вывод о том, что амплитуда быстрых флуктуаций блеска, наблюдаемых в эпохи минимумов, при вспышке остается по порядку величины той же самой, однако средняя амплитуда их заметно различалась в разные сезоны наблюдений.

Вспышки звезд типа Z Cam протекают, по-видимому, таким же образом, как и описанные. Они наблюдались мало. Для послемаксимальной «площадки» на кривой блеска, отличающей эти звезды от обычных звезд типа U Gem, подробно описана всего одна спектрограмма Z Cam

(Лорте-Цукерман, 1967), полученная при довольно высокой дисперсии 77 Å/мм. На ней видны очень широкие эмиссионные линии H и Ca II, наложенные на еще более широкие (до 96 Å) и мелкие линии поглощения. Распределение энергии в непрерывном спектре соответствует звезде класса A и, вообще, спектр Z Cam в это время напоминает спектр звезды типа U Gem в начале падения блеска после максимума.

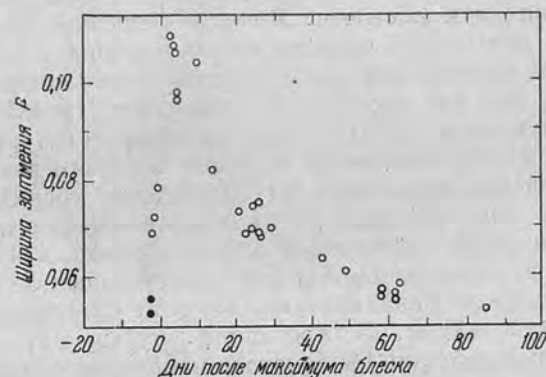


Рис. 34. Зависимость ширины затмения U Gem от времени, прошедшего после момента максимального блеска. По оси абсцисс отложены дни, отсчитываемые от момента максимума блеска, по оси ординат — ширина затмения в долях орбитального периода (по Кшеминскому).

Фотоэлектрические наблюдения четырех вспышек звезды U Gem, выполненные Кшеминским (1965), дали исключительно ценные сведения о природе вспышек. Он нашел, что по мере возрастания блеска затмения в этой системе становятся все более мелкими. Один этот факт показывает, что вспышку нельзя объяснить только возрастанием яркости затмеваемого объекта, т. е. главной звезды и ее оболочки. При вспышке на 5^m , т. е. при стократном возрастании блеска системы, затмеваемый объект, судя по кривой блеска во время затмения, увеличивает свою яркость не более, чем в пять раз. В максимуме блеска затмения незаметны, но когда блеск начинает падать, затмения

снова прослеживаются на фоне флуктуаций блеска. Во время продолжительных вспышек флуктуации сильнее, чем во время коротких. Излучение, соответствующее «плечу» кривой блеска перед затмением, при вспышках если и меняется, то не более, чем в два раза.

В начале подъема блеска показатель цвета $B - V$ возрастает до +0,4 (обычное его значение вне вспышки около +0,25). Затем $B - V$ уменьшается и в максимуме блеска цвета звезды соответствуют излучению абсолютно черного тела с температурой 15 000° K: $B - V \approx 0,02$, $U - B \approx -0,9$, аналогично тому, что имеет место для SS Cyg.

Как было только что отмечено, затмения наблюдаются во всех фазах вспышки, кроме максимума блеска. Характеристики затмения и в первую очередь его ширина, меняются со временем. Это иллюстрируется рис. 34 и 35. На первом из них показано изменение ширины затмения (измеренной между точками, соответствующими половине

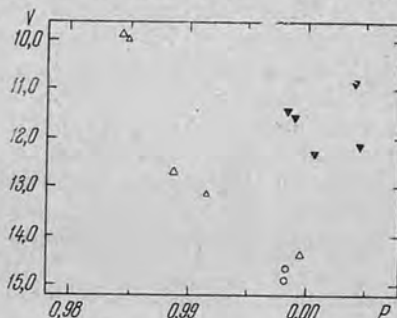


Рис. 35. Смещение фазы затмения во время вспышки U Gem. По оси абсцисс отложена фаза, соответствующая наибольшей глубине затмения, по оси ординат — блеск звезды в желтом свете (по Кшеминскому).

глубины). Она оказывается наибольшей вблизи момента максимума блеска, а затем постепенно уменьшается до обычного значения. Рис. 35 представляет смещение фазы затмения — при повышенном блеске системы оно происходит раньше, чем следовало бы по эфемериде. Исходя из этих фактов, Кшеминский считает, что во время вспышки размеры спутника больше, чем в эпохи минимального блеска. Наибольшие размеры затмевающая звезда, т. е. спутник, имеет в момент максимума блеска, причем фигура ее при вспышке оказывается асимметричной — радиус в направлении орбитального движения возрастает сильнее, чем в противоположном направлении. Последнее следует из наблюдаемого смещения затмения по фазе.

Поскольку яркость затмеваемого объекта — главной звезды и ее дискообразной оболочки — при вспышке если и меняется, то незначительно, температура спутника должна существенно возрастать — приблизительно с 5000 до 15 000°. Такое повышение температуры согласуется и со спектральными характеристиками системы в период вспышки. Возрастание блеска частично происходит, по-видимому, и за счет увеличения размеров спутника. Чтобы найти их по наблюдаемой ширине затмения, необходимо знать величину наклонности i в системе U Gem. Если $i = 90^\circ$, то к моменту максимального блеска радиус возрастает вдвое, если же $i = 80^\circ$, то он увеличивается в 1,6 раза.

Наблюдения системы U Gem ясно показали, что увеличение видимого блеска системы при вспышках обусловлено главным образом возрастанием поверхностной температуры холодной звезды-спутника приблизительно в три раза. Изменение размеров спутника играет в наблюдаемом увеличении блеска второстепенную роль, так же как и возможное некоторое повышение эмиссионной способности дискообразной оболочки. Таким образом, подтвердилось высказанное Воронцовым-Вельяминовым (1948) мнение, согласно которому вспышки звезд типа U Gem связаны в основном с повышением температуры холодной звезды. К этому же выводу привели и расчеты Горбачко (1952), установившего по наблюдаемым характеристикам эмиссионного спектра, что размеры звезды при ее вспышке существенно изменяться не должны.

Важной характеристикой вспышки служит величина энергии, излучаемой за время вспышки. Если принять значение абсолютной величины в минимумах $9^m,5$ то по кривой блеска получается, что в видимой области система за вспышку излучает $10^{40} - 10^{41}$ эрг. В интервале между двумя последовательными вспышками в той же области спектра излучается на порядок меньше энергии. Сейчас мы не знаем, каково излучение систем типа U Gem вне оптического диапазона, и поэтому делать по приведенным данным какие-либо заключения преждевременно.

Рассмотрим некоторые проблемы теории вспышек звезд типа U Gem.

У звезд типа U Gem не наблюдалось во время вспышки никаких признаков сбрасывания оболочки, расширяющей-

ся с большой скоростью, которая существует у всех новых звезд. Поэтому оценки массы вещества, выбрасываемого при вспышках, которые были произведены Горделадзе (1938) для звезд типа U Gem в предположении, что их вспышки подобны вспышкам новых звезд, совершенно не соответствуют истинной картине явления.

При попытках объяснить вспышки звезд типа U Gem в недавнее время некоторые авторы (Крафт (1963), Цукерман (1964), Секко (1967)) исходили из предположения о том, что вспышки происходят в главной звезде — той, в оболочке которой образуется эмиссионный спектр. Поскольку наблюдения U Gem опровергают эту точку зрения, излагать ее здесь в деталях не имеет смысла. Что же касается использования в теории результатов наблюдений, показывающих, что вспышки связаны с возрастанием блеска спутника, то единственная до сих пор опубликованная работа в этом направлении принадлежит Пачинскому (1965). Он нашел, что радиус звезды, внешние слои которой находятся в состоянии конвекции, при быстрой потере ею массы должен возрастать за время порядка периода пульсаций. В результате мощность выброса вещества из такой звезды, заполняющей критическую поверхность Роша в двойной системе, увеличивается, с нее «сходят» внешние слои и обнажаются области с более высокой температурой. Это и может вызывать, по мнению Пачинского, наблюдаемую вспышку.

Не касаясь грубости исходных предположений, о которых говорит и сам автор, при оценке указанной гипотезы следует учесть ее несогласие с наблюдаемыми фактами. При вспышке звезды типа U Gem поток газа, втекающего в дискообразную оболочку, остается практически неизменным. Об этом можно судить по энергетическому постоянству «горба» на кривой блеска, обусловленного нагревом оболочки потоком газа. Мощность же этого потока настолько мала, что для перетекания заметной части внешних слоев потребуется очень большое время. Так, если поверхностная температура звезды около 5000°, то для перетекания газа, расположенного выше слоя с $T = 15\,000^\circ$, при найденной в § 4 мощности потока $Q = 10^{15} - 10^{16}$ г/сек потребуется несколько сотен лет, т. е. время, на три-четыре порядка большее, чем интервал между вспышками.

Кроме того, даже если при вспышке и обнажались бы более горячие слои, процесс их охлаждения должен вызывать совершенно иные явления, чем наблюдаемые при вспышках звезд типа U Gem. Эти соображения обесценивают рассмотренную гипотезу. Приходится констатировать, что до настоящего времени теории вспышек звезд типа U Gem, как, впрочем, и почти всех звездных взрывов, не создано.

§ 7. Связь звезд типа U Gem с другими эруптивными звездами и их место в схеме звездной эволюции

Звезды типа U Gem по фотометрическим характеристикам своей эруптивной деятельности составляют обособленную группу. Вместе с тем они являются тесными звездными системами, по внешним признакам аналогичными бывшим новым и некоторым из повторных новых. Кроме того, существуют объекты, подобные системам типа U Gem, но не показывающие вспышек. Такой, согласно Джою (1960), оказывается звезда AE Aqr. Она представляет собой тесную двойную систему, в спектроскопическом отношении аналогичную SS Cyg. Однако в спектре AE Aqr особенности звезды-спутника позднего класса выражены сильнее, чем особенности главной звезды. В нем видны интенсивные линии Ca I и Fe I, глубокие и сравнительно узкие ($\Delta\lambda \approx 8 \text{ \AA}$). Эмиссионные линии слабее, чем в случае SS Cyg, и ширина их меньше ($\Delta\lambda \approx 30 \text{ \AA}$) (Гринстейн, 1960).

В двойной системе VV Pup не наблюдалось вспышек, хотя она по многим признакам очень похожа на U Gem. То же можно сказать и о системах UX UMa, RW Tri и ряде других. Все они обладают дискообразными оболочками. На вопрос о том, почему одни из тесных систем звезд-карликов время от времени увеличивают блеск на несколько звездных величин, другие на 8^m — 10^m , а в третьих вспышек не обнаруживают вовсе, сможет ответить только достаточно развитая теория внутреннего строения и эволюции звезд.

Явления, наблюдаемые в тесных двойных системах типа U Gem и им подобных, должны интерпретироваться на основе анализа явлений, происходящих в подфотосферных

слоях карликовой звезды, испытывающей мощные приливные воздействия. Мы не знаем внутренней структуры ни той, ни другой звезды системы и очень плохо представляем себе даже такую важнейшую их характеристику, как масса. Уже один факт резкого несоответствия светимости звезды-спутника ее спектральному классу (по сравнению с тем, что должно быть для звезд главной последовательности) показывает, что мы имеем в этих системах дело с совершенно особыми звездами. Нам еще менее известно о другом компоненте системы. Его обычно считают звездой раннего спектрального класса, причем единственным основанием для этого служит эмиссионный спектр оболочки. Поскольку в нагреве оболочки важную, а может быть, и основную роль играет преобразованная кинетическая энергия газового потока, то нужны еще какие-то факты, чтобы предполагать интенсивное ультрафиолетовое излучение звезды. Но даже если эта звезда и относится к классу A или B, то все равно она отличается от обычного белого карлика по строению внешних слоев. Аккреция звездой значительного количества водорода должна сказываться в структуре не только фотосферы, но и подфотосферных слоев.

Звезды типа U Gem по величине периода, распределению в пространстве и некоторым другим признакам похожи на затменные переменные типа W UMa. Это обстоятельство привело к мысли о происхождении систем типа U Gem в результате эволюции систем типа W UMa (Крафт, 1963) путем потери последними некоторой доли массы. Как указывает и сам Крафт, многое в его схеме непонятно, в частности, отсутствие систем, промежуточных между обоими указанными типами.

Чтобы выяснить возможность генетической связи между системами типа U Gem и системами W UMa, необходимы достаточно надежные данные о массах тех и других систем. Херцег (1965) в обзоре данных по этому вопросу отметил, что в ряде случаев массы систем W UMa меньше, чем массы, которые Крафт приписывает системам типа U Gem. Следовательно, если данные о массах звезд типа U Gem достоверны, то не все системы W UMa эволюционируют в указанном направлении. Различие в величине углового момента и орбитального периода для систем обоих видов

показывает, что если системы W UMa превращаются в системы типа U Gem, то этот процесс должен происходить с потерей большой массы. Тем самым усугубляются трудности, встречаемые рассматриваемой гипотезой.

Уместно заметить, что космогоническая роль газовых потоков в тесных двойных системах звезд-карликов часто преувеличивается. Величина Q мала — она не превосходит существенно 10^{16} г/сек. При такой мощности газового потока для переноса значительной доли массы звезды требуется время гораздо большее, чем принимаемое в теориях эволюции двойных систем. Если бы величина Q существенно превосходила указанное значение, то излучение за счет кинетической энергии потока полностью меняло бы наблюдаемые свойства системы. В том случае, когда на оболочку звезды попадает только небольшая часть потока, остальной газ должен образовать протяженную оболочку, в которую погружена система. Такая оболочка при мощности выбрасывания $\sim 10^{-7} M_{\odot}$ за год (соответствующей звездам Ве) вполне обнаружима при спектральных наблюдениях.

В работе Уокера и Чинкарини (1968) отмечается, что период обращения в системе SS Cyg сравнительно быстро меняется и, если это изменение истолковывать как результат потери массы системой, то она может превосходить $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$.

Однако, во-первых, сам факт такого изменения периода требует дополнительной проверки и, во-вторых, даже если оно реально, то может быть вызвано и иными причинами. Пока вопрос о количестве массы, теряемой системами типа U Gem, остается нерешенным.

По мнению Копала (1965), большинство тесных двойных систем звезд-карликов, к которым относятся и системы типа U Gem, имеют массы компонентов порядка $0,1 M_{\odot}$. Такие массы найдены, в частности, в системе DQ Her (бывшая новая). Если эти системы в прошлом были массивнее, чем теперь, то они должны были бы быть еще более тесными, с расстоянием между компонентами, меньшим радиуса средней звезды главной последовательности. В связи с этим Копал высказал оригинальное соображение о происхождении субкарликовых систем рассматриваемого вида. На главной последовательности такая система

существовала как одиночная звезда с сильной концентрацией массы к центру. Как двойная система она возникла в результате деления быстро вращавшегося ядра этой звезды.

Теоретического изучения возможности подобного процесса пока не предпринималось. Указанными работами исчерпываются исследования относительно той роли, которую играют звезды типа U Gem в современной схеме звездной эволюции.

В заключение главы скажем несколько слов о первоочередных задачах, стоящих в настоящее время в связи с исследованием звезд типа U Gem как одного из видов эруптивных переменных. Вследствие слабости этих систем ожидать в ближайшее время значительного улучшения качества спектроскопических наблюдений не приходится. Поэтому расширение диапазона длин волн, в которых производятся их наблюдения, особенно в сторону радиочастот, кажется нам тем средством, которое позволило бы существенно пополнить информацию о системах U Gem.

Тесные двойные системы могут быть, как это предполагалось рядом авторов, источником наблюдаемого рентгеновского излучения. Расчет, произведенный Горбацким (1968), показал, что излучение плазмы, нагретой при столкновении газовой струи с дискообразной оболочкой в системе типа U Gem, в рентгеновском диапазоне сравнимо с оптическим излучением системы и может даже превосходить его. Наблюдения рентгеновского излучения систем типа U Gem были бы очень интересными для выяснения природы этих звезд.

Наиболее загадочным в настоящее время представляется состояние внешних слоев звезды, испытывающей вспышку. Общее соображение о том, что звезда заполняет собой критическую поверхность Роша, не делает картину истечения вещества более ясной. По-видимому, выбрасывание вещества происходит с поверхности холодной звезды. Причины выбрасывания и его характер неизвестны. Возможно, что в этом процессе важную роль играет конвекция. Задача о строении конвективной зоны в быстро изменяющемся во времени поле тяготения пока не решена. С ее решением может быть связано и объяснение больших вспышек звезд типа U Gem.

ЛИТЕРАТУРА

- Барта Р. А., 1966, *Астрофизика* 2, 467.
 Воронцов-Вельяминов Б. А., 1948, Газовые туманности и новые звезды, изд. АН СССР.
 Горбацкий В. Г., 1952, *Астрон. журн.* 29, 682.
 Горбацкий В. Г., 1964, *Астрон. журн.* 41, 849.
 Горбацкий В. Г., 1965, *Труды Астрон. обс. ЛГУ* 22, 16.
 Горбацкий В. Г., 1967, *Астрофизика* 3, 245.
 Горбацкий В. Г., 1968, *Астрофизика* 4.
 Горделадзе Ш. Г., 1938, *Бюлл. Абастум. астр. обс.* 3, 91.
 Грант, 1955 — Grant G. Ap. J. 122, 566.
 Гринстейн, 1960 — Greenstein J., *Stellar atmospheres*, Chicago Univ. Press (есть русский перевод: *Звездные атмосферы*, ИЛ, 1963).
 Джой, 1956 — Joy A., Ap. J. 124, 317.
 Джой, 1960 — Joy A., *Stellar atmospheres*, Chicago Univ. Press.
 Кемпбелл, 1934 — Campbell L., *Harv. Ann.* 90, N 3, 93.
 Копал, 1965 — Kopal Z., *Kleine Veröff. Remeis-Sternwarte Bamberg*, Bd. IV, N 40, 52.
 Коровяковский Ю. П., 1968, *Астрофизика*, 4.
 Крафт, 1962 — Kraft R., Ap. J. 135, 408.
 Крафт, 1963 — Kraft R., Ap. J. *Advances in Astron. and Astrophys.* Ed. Kopal 2 (есть русский перевод «Взрывные переменные как двойные звезды», «Мир», 1965).
 Крафт, Лютен, 1965 — Kraft R., Luyten W., Ap. J. 142, 1040.
 Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., 1934, *Переменные звезды* 4, 245, 249.
 Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., 1937, *Переменные звезды*, т. 1, ОНТИ.
 Кшеминский, 1965 — Krzeminsky W., Ap. J. 142, 1051.
 Лорте-Цукерман, 1967 — Lortet-Zuckermann, C. r. Acad. Sci., 265 N 15, B, 826.
 Мартель, 1961 — Martel L., *Ann. d'Aph.* 24, 267.
 Мирзоян Л. В., Каллоглян Н. Л., 1965 *Астрофизика* 1, 388.
 Мамфорд, 1967 — Mumford, *PASP*, N 469, 283.
 Пачинский, 1965 — Paczynski B., *Acta Astron.* 15, 89.
 Прендергаст, 1960 — Prendergast K., Ap. J. 132, 162.
 Секко, 1967 — Secco L., *Atti il Conv. Soc. astron. ital.* s. 1, s. a. 292.
 Стренд, 1948 — Strand K., Ap. J. 107, 106.
 Уокер, Чинкарини, 1968 — Walker M., Chincarini G., Ap. J. 154, 157.
 Херцег, 1965 — Herczeg T., *Kleine Veröff. Remeis-Sternwarte Bamberg*, Bd. IV, N 40, 287.
 Хиндерер, 1949 — Hinderer F., A. N. 277, 193.
 Цукерман, 1949 — Zuckermann M., *Ann. d'Aph.* 24, 431.
 Чуваев К. К., 1962, *Изв. КрАО* 28, 141.
 Шалонж, Диван, Мирзоян, 1968 — Chalonge D., Divan L., Mirzoyan L. V., *Астрофизика* 4, вып. 4, 603.
 Элвин Бэбкок, 1943 — Elvey C., Babcock H., Ap. J. 97, 412.

СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ

А. А. Боярчук

§ 1. Введение

Звезды, имеющие в своих спектрах полосы поглощения TiO и эмиссионные линии высокого возбуждения, впервые были обнаружены при работах по спектральной классификации звезд, проводившихся в Гарварде. Их описание появилось в виде отдельных заметок в Циркуляре и Бюллетене Гарвардской обсерватории в начале этого столетия. Примерно в то же время было обнаружено, что многие из этих звезд являются неправильными долгопериодическими переменными. Однако тогда не был проявлен большой интерес к обнаруженным особенностям этих объектов.

В 1923—1926 гг. Пласскетт (1928) получил для звезды Z And несколько спектрограмм умеренной дисперсии и обнаружил на них наряду с линиями, обычно наблюдаемыми в спектрах туманностей ([OIII], [Ne III] и др.), многочисленные линии однажды ионизованных металлов, которые часто присутствуют в спектрах полуправильных переменных. Кроме того, видны запрещенные линии очень высокой ионизации, такие как [Fe VIII]. Подобный спектр не наблюдался прежде ни у одного небесного объекта. Эта необычность стала еще более разительной после того как Хогг (1934) нашел в спектре Z And полосы поглощения окиси титана.

Некоторое время спустя Меррилл (1933) обнаружил еще три звезды со спектрами, подобными спектру Z And. Это BF Cyg, CI Cyg и AX Per. Стало ясно, что мы имеем дело не с одним уникальным объектом, а с целой группой звезд. Последующие исследования дали еще несколько подобных объектов.

Первоначально переменные типа Z And относили к группе звезд, имеющих сложные спектры. Список

подобных объектов, опубликованный Байделеманом (1954) содержит 23 звезды, а список Пейн-Гапошкиной (1957) — 32. Оба этих списка не являются однородными. В них включены звезды различной природы. Например, в списке Пейн-Гапошкиной есть звезда ϵ Aur, являющаяся обычной двойной, и долгопериодическая переменная α Ceti.

С другой стороны, по своим фотометрическим характеристикам звезды типа Z And были отнесены к группе новоподобных звезд. Согласно каталогу Кукаркина, Паренато, Ефремова и Холопова (1958) эта группа содержит 35 звезд. Но, как и в случае спектроскопического определения, эта группа не является однородной по своим характеристикам. Сюда входят и звезды типа Be, γ Cas и χ Oph. Поэтому по мере накопления наших знаний стало ясно, что необходимо выделить звезды типа Z And в особую группу. Вероятно, первым, кто пришел к такой мысли, был Меррилл (1958). Он предложил выделить звезды типа Z And в особую группу и назвать их симбиотическими, подчеркнув этим названием необычайность их спектральных характеристик.

§ 2. Описание отдельных симбиотических звезд

Таблица 10 содержит 21 объект, которые можно с большой вероятностью отнести к группе симбиотических звезд. 16 возможных членов этой группы перечислены в табл. 11 (Боярчук, 1968с). Несколько звезд из табл. 10 изучены довольно подробно. Результаты этого изучения говорят о том, что наряду с характерными чертами, присущими всем симбиотическим звездам, каждая звезда обладает своими особенностями. Поэтому мы дадим обзор основных результатов наблюдений наиболее известных симбиотических звезд.

Z And. На рис. 36 представлена кривая блеска, построенная по работам Прагера (1941), Пейн-Гапошкиной (1946), Ерлексовой (1964) и Белякиной (1968b). Изменения блеска Z And имеют довольно сложный характер. Были периоды, когда блеск звезды менялся очень незначительно, например 1905—1913 гг. С другой стороны, в 1914 и 1939 гг. звезда вспыхивала почти на 4^m. Еще некоторое число несколько меньших вспышек наблюдалось в другие годы.

Таблица 10

Симбиотические звезды

№	Звезда	α_{1900}	δ_{1900}	$m_{\max}$	$m_{\min}$	Sp	эмиссия	V_r	P_V	P_m	Литература
1	AX Per	01 29 57	+53° 44'	9,7	13,4	M5 III	[Fe VII]	-440	630 ^d		Боярчук, 1968b
2	VV 8	01 52 43	+52 24,8		14,3	G5 III	[O III]	-6			О'Делл, 1966
3	RX Pup	08 10 42	-41 24,0	11,1	14,1	M5 III	[Fe VII]				Свингс и Струве, 1940
4	SY Mus	41 27 36	-64 52,0	11,3	12,3	M3 III	[O III]	+10	623		Хенайз, 1952
5	RW Hya	13 28 47	-24 52,1	10,0	11,2	M2 III	[O III]	+140	370 ^d		Меррилл, 1950a
6	AG Dra	46 04 07	+67 04,7	9,1	14,2	K3 III	He II				Боярчук, 1966a
7	Hz 177	16 39 34	-62 25,4	13,1	13,1	M	[O III]				Вебстер, 1966
8	YY Her	18 40 48	+20 57,4	11,7	13,2	M2 III	[O III]	-50	605		Хербинг, 1950
9	AR Pav	18 40 20	-66 07,0	10,2	12,7	M	[O III]				Сахаде, 1949
10	FR Set	18 47 46	-12 44,0	11,7	12,5	M2 III	[O III]				Байделеман, Стефенсон, 1956
11	V 443 Her	18 49 00	+23 24,0	12,4	12,6	M3 III	[O III]	-55			Тифт, Гринштейн, 1958
12	FN Sgr	18 48 04	-49 07,1	9	13,9	Pec.	[O III]	-51			Хербинг, 1950
13	CM Aql	18 58 22	-03 12,2	13,2	16,5	M4 III	He II				Хербинг, 1960
14	BF Cyg	19 49 57	+29 28,8	9,3	13,5	M5 III	[O III]	+5	750		Боярчук, 1968b
15	My 129	19 33 48	-68 22,3			M5 III	[O III]				Теккерей, 1954
16	CI Cyg	19 46 30	+35 25,9	9,4	13,7	M3 III	[Fe VII]	+15			Боярчук, 1968b
17	V 407 Cyg	20 58 41	+45 22,8	13,3	16,5	Mer					Меррилл, Барвелл, 1950
18	MH ₂ 328-416	19 55 42	+39 33,0	40	15,5	M3 III	[O III]	-58			Боярчук, 1968a
19	AG Peg	21 46 41	+42 09,5	6,8	8,2	M3 III	[O III]	-46	800	800	Боярчук, 1967a
20	Z And	23 28 51	+48 16,0	8,0	12,4	M2 III	[Fe VII]	-5	714	714	Боярчук, 1967d
21	RA Aqr	23 38 39	-15 50,3	5,8	11,5	M7e	[O III]	+15	26,3	387	Меррилл, 1950b

Звезды, возможно относящиеся к симбиотическим

№	Звезда	α_{1900}	δ_{1900}	$m_{\max}$	$m_{\min}$	S_p	Эмиссия	V_r	Литература
1	HD 4174	$00^h 41^m 54^s$	$40^\circ 24', 0$	7,5		M2 III	[O III]	—101	Вилсон, 1950
2	UV Aur	$05^h 45^m 18^s$	$+32^\circ 24', 7$	8,2	10,0	C5	[O III]		Сэнфорд, 1944
3	Hz 134	$15^h 41^m 04^s$	$-66^\circ 18', 5$		15		[O III]		Вебстер, 1966
4	HD 330 036	$15^h 47^m 15^s$	$-48^\circ 42'$	11,7			[O III]		Вебстер, 1966
5	Hz 172	$16^h 29^m 45^s$	$-55^\circ 38'$		12,9		[O III]		Вебстер, 1966
6	MH _z 276-52	$16^h 45^m 06^s$	$-25^\circ 49'$	11,5		Рес.	[Fe VII]		Меррилл, Барвелл, 1950
7	HK Sco	$16^h 48^m 17^s$	$-30^\circ 13', 6$	13,4	15,8		He II		Эли, 1944
8	V 455 Sco	$17^h 00^m 47^s$	$-33^\circ 57', 9$	12,8	$>16,5$	Com.	H		Меррилл, Барвелл, 1950
9	MH _z 276-42	$17^h 05^m 42^s$	$-32^\circ 28'$		17		[Fe VII]		Меррилл, Барвелл, 1950
10	MH _z 79-52	$17^h 37^m 24^s$	$-22^\circ 43'$	12			[Fe VII]		Меррилл, Барвелл, 1950
11	MH _z 359-410	$17^h 45^m 00^s$	$-22^\circ 17'$	11			[Fe VII]		Меррилл, Барвелл, 1950
12	KW Sco	$17^h 45^m 42^s$	$-27^\circ 59', 8$	11,0		Mp	[Fe VII]		Меррилл, Барвелл, 1950
13	F 6-7	$17^h 59^m 36^s$	$-20^\circ 21'$	11		M3	H		Суон, 1940
14	Y Cra	$18^h 07^m 12^s$	$-42^\circ 52', 3$	12,0		Рес.			Меррилл, Барвелл, 1954
15	MH _z 305-6	$18^h 59^m 18^s$	$+16^\circ 18'$	11,5		Com.	[Fe VII]		Меррилл, Барвелл, 1950
16	MH _z 80-5	$19^h 41^m 24^s$	$+18^\circ 22'$	11			H		Меррилл, Барвелл, 1950

В 1920—1931 гг. изменения блеска Z And носили квазипериодический характер. Систематические фотоэлектрические наблюдения блеска Z And, выполненные Белякиной (1969b) показали, что после 1960 г. изменения блеска носят

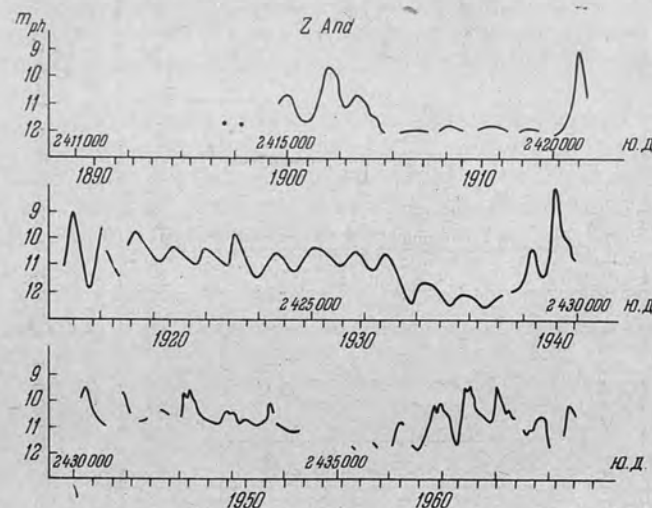


Рис. 36. Кривая блеска Z And.

очень сложный характер. Нарастание блеска, как правило, происходит гораздо быстрее, чем его спад. Так, в 1965 г. блеск Z And возрос на $\Delta B = 1^m$ за $\sim 20^d$, в то время как его падение на 1^m заняло свыше 60^d . Специальные наблюдения (Белякина, 1965а) показали, что у Z And отсутствуют короткопериодические изменения блеска. Во всяком случае, не было зарегистрировано изменения блеска в течение ночи больше, чем $\Delta B = 0^m,05$.

Пейн-Гапошкина (1946) нашла, что максимумы блеска следуют в среднем через 690 дней, хотя в отдельных случаях отклонения от среднего периода могут достигать сотен дней.

Изменения блеска сопровождаются изменениями цвета. При уменьшении блеска, как правило, растет $B - V$ и уменьшается $U - B$ (Белякина, 1965а), т.е. звезда

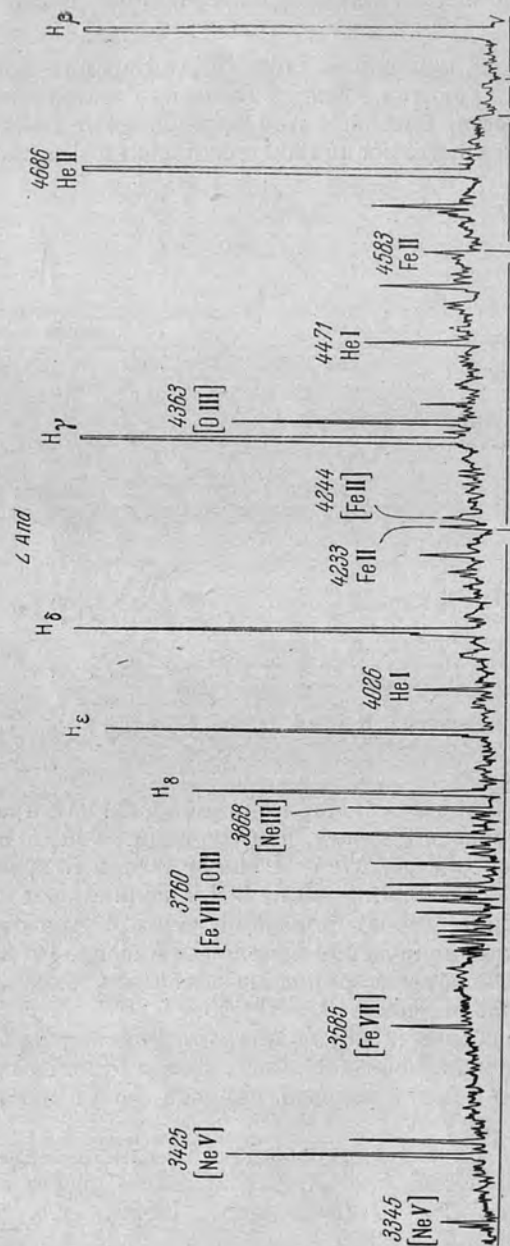


Рис. 37. Регистрограмма спектра Z And, полученного в Крыму 5 сентября 1965 г.; $m_{pg} \approx 11^m,70$.

становится более красной и возрастает ультрафиолетовый избыток.

На рис. 37 представлена регистрограмма спектра Z And 5 сентября 1965 г. Дисперсия спектрограммы $80 \text{ \AA/мм}$. На регистрограмме хорошо виден эмиссионный спектр. Многочисленные эмиссионные линии принадлежат атомам различных состояний ионизации, от Fe II и H I до Ne V и Fe VII.

Хорошо заметны скачки интенсивностей у голов полос TiO и линия поглощения Ca I 4227. Спектр поглощения соответствует M2 III. Относительные интенсивности некоторых линий приведены в табл. 12 для сентября 1963 г. ($m_{pg} = 10,5$) и октября 1965 г. ($m_{pg} = 11,7$).

Таблица 12

Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектрах некоторых симбиотических звезд

λ	Элемент	$\lg(I/I_{H\beta}) \cdot 100$				
		AG Dra	Z And		AG Peg	AX Per
		1965	1963	1965	1964	1965
5007	[O III] 1		1,07	0,40	1,17	0,80
4959	[O III] 1		0,54	—	0,76	—
4861	H β	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00
4686	He II	1,75	1,75	1,98	1,08	1,42
4640	N III		0,87	0,55	0,55	0,21
4471	He I	0,37	0,60	0,50	0,82	0,65
4388	He I	0,31	0,62	0,19	0,56	0,24
4363	[O III] 2	-0,16	0,88	0,94	0,95	0,32
4244	[Fe II] 21		0,07	0,10	-0,24	—
4233	Fe II 27		0,51	0,22	0,28	0,12
4076	[S II] 1		0,21	-0,42	—	0,19
3868	[Ne III] 1		0,79	0,94	1,02	0,46
3760	[Fe VII] 3, O III 2	0,04	0,76	1,29	0,42	1,07
3587	[Fe VII] 3			1,18		0,74
3425	[Ne V] 1		1,09	1,96		1,50

При изменении блеска Z And заметно меняются ее спектральные характеристики. Еще Хогг (1934) отметил, что при увеличении яркости звезды существенно ослабевают признаки спектра поглощения. Последующие наблюдения подтвердили это. Одновременно уменьшается степень

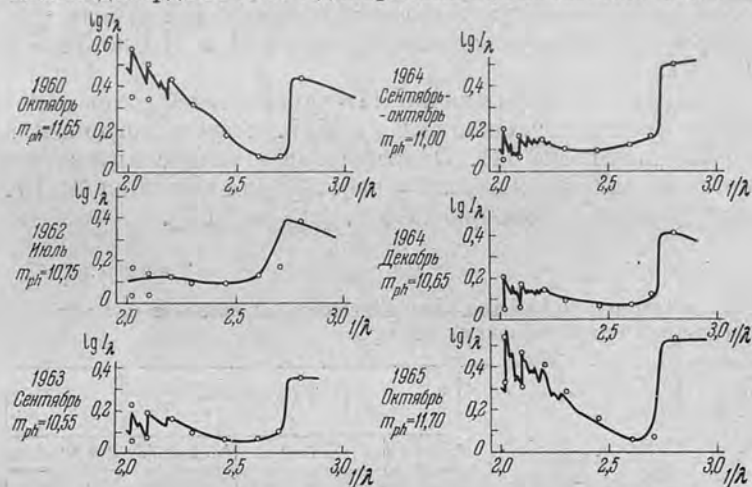


Рис. 38. Распределение энергии в непрерывном спектре Z And. Сплошная линия — наблюдаемое распределение, кружки — теоретическое.

возбуждения эмиссионного спектра. Из табл. 12 видно, что в 1963 г. относительная интенсивность линий He II 4686 и [Fe VII] 3760 была значительно меньше, чем в 1965 г. Распределение энергии в непрерывном спектре также существенно меняется. На рис. 38 сплошной линией представлено наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре Z And в 1960—1965 гг. Легко видеть, что с уменьшением блеска звезды ход интенсивности непрерывного спектра в области $\lambda\lambda$ 5000—3800 Å становится более крутым и одновременно возрастает балмеровский скачок. Эти изменения хорошо согласуются с результатами колориметрических наблюдений (Беякина, 1965b).

Еще большие изменения происходили со спектром Z And во время больших вспышек. В 1939 г., когда блеск

звезды достиг $m_v = 8,2$, в спектре полностью исчезли полосы поглощения TiO и другие признаки позднего спектрального класса, а также эмиссионные линии высокого возбуждения, т. е. полностью отсутствовали признаки симбиотической звезды (Свингс и Струве, 1940). В спектре наблюдались лишь водородные линии и линии однажды ионизованных металлов. Их профили напоминали профили линий в спектрах звезд типа P Cyg: сравнительно узкая эмиссионная линия с абсорбционным спутником в синем крыле. Если классифицировать этот спектр в рамках обычной спектральной классификации, то ему следует приписать класс A0I aq.

Лучевая скорость Z And оказалась переменной (Меррилл, 1944; Свингс и Струве, 1945). Более того, она получается разной по линиям разных элементов и это различие в отдельных случаях превышает 30 км/сек. Меррилл (1944d) считает, что, возможно, наблюдаемые изменения лучевой скорости имеют период 680^d, хотя разброс точек очень велик. Боярчук (1967d) показал, что величина лучевой скорости хорошо коррелирует с блеском звезды и что изменения лучевой скорости вызвано в основном изменениями условий возбуждения.

Согласно Дженкинс (1952) Z And имеет следующую величину параллакса:

$$\pi = -0''.021 \pm 0''.013.$$

AX Per. На рис. 39 представлена кривая блеска, составленная на основании данных Линдсея (1932), Пейн-Гапошкиной (1946), Венцеля (1956), Романо (1960) и Беякиной (1968b). Она похожа на кривую блеска Z And. Также чередуются периоды относительного спокойствия, 1930—1940 гг. и 1952—1968 гг., с активными периодами 1890—1905, 1925—1929, 1950 гг. Следует заметить, что у AX Per спокойные периоды существенно продолжительнее, чем у Z And.

Изменения блеска AX Per сопровождаются, как и у Z And, изменениями спектра. На рис. 40 представлены регистрограммы спектров AX Per, полученных в 1964 г. ($m_{pg} \approx 13^m,5$) и в 1961 г. ($m_{pg} \approx 12^m,8$). На рис. 39 видно, что с увеличением яркости сильно уменьшились скачки у полос TiO и интенсивности эмиссионных линий He II 4686

и [Fe VII] 3760 по сравнению с водородными линиями. Жози (1950) получил несколько спектрограмм AX Per во время большой вспышки в 1950 г., которые показали, что в это время звезда имела спектр типа P Cug.

На спектрограммах, полученных в 1964 г., спектр поглощения виден очень хорошо и его удалось надежно классифицировать как M5 III (Боярчук, 1968b).

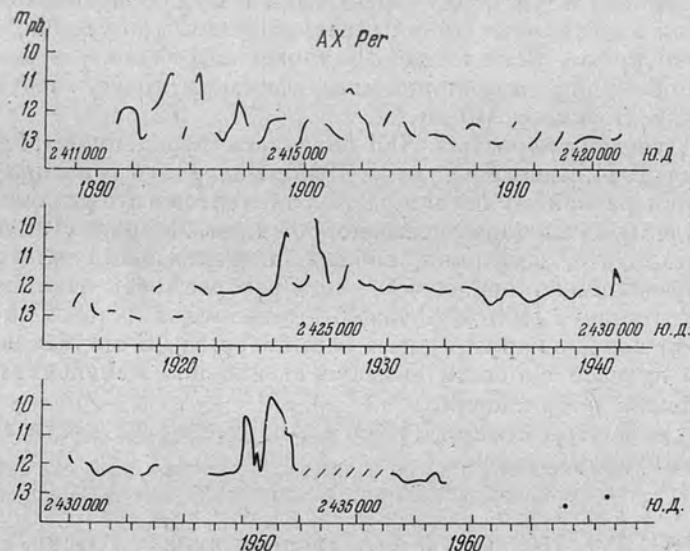


Рис. 39. Кривая блеска AX Per.

BF Cug. Кривая блеска, построенная на основании данных Яккиа (1941), Аллера (1954a), Вахмана (1961), Романо (1966), представлена на рис. 41. Она имеет много общих особенностей с кривыми блеска Z And и AX Per. Имеются периоды активности, 1955—1956 гг., периоды относительного спокойствия, 1928—1935 гг. и периоды квазипериодических изменений, 1903—1918 гг. Яккиа (1941) обнаружил, что изменения блеска сопровождаются изменениями цвета. Так, при уменьшении блеска звезды с $m_{pg} \sim 10,0$ до $m_{pg} \sim 11,0$ показатель цвета изменился с $CI \sim 0^m,0$ до $CI \sim +0^m,3$, т. е. с уменьшением блеска звезда становится более красной.

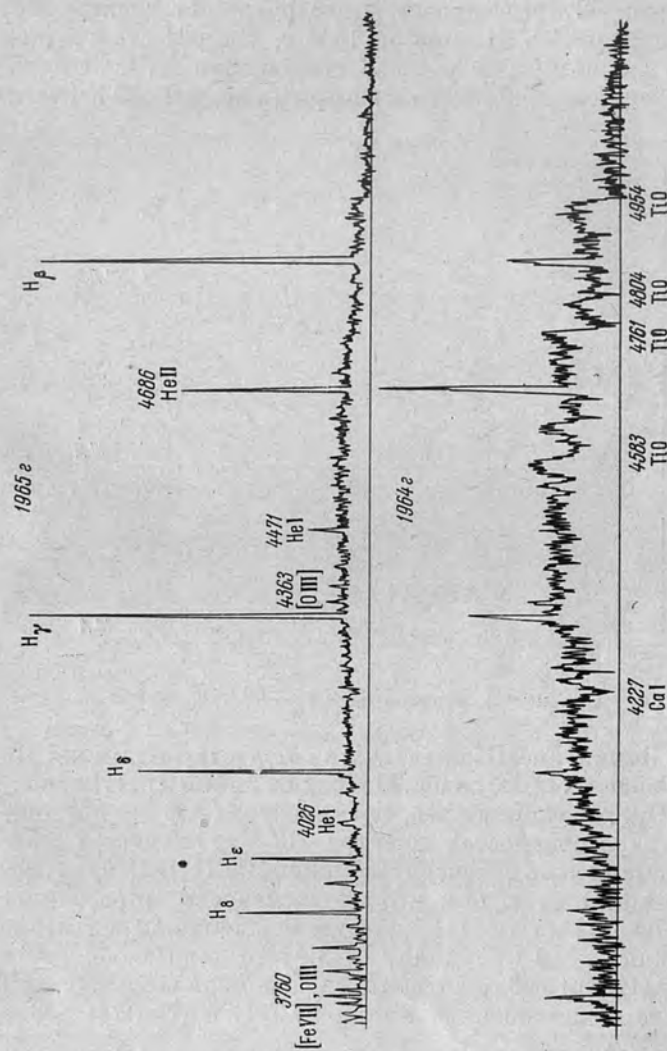


Рис. 40. Регистрограмма спектров AX Per, полученных в Крыму в 1964 г. ($m_{pg} = 13^m,5$) и в 1965 г. ($m_{pg} = 12^m,8$).

На рис. 42 представлена регистрограмма спектра BF Cyg, полученного 31 октября 1964 г. На регистрограмме хорошо видны скачки у полос поглощения TiO. Степень возбуждения эмиссионного спектра ниже, чем у AX Per и

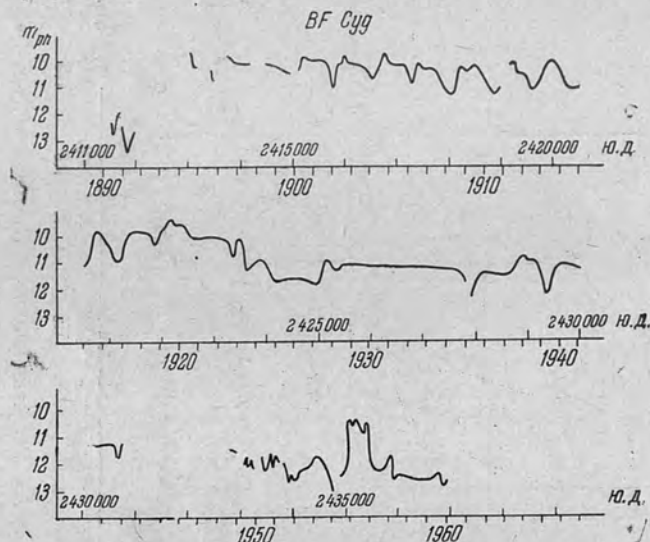


Рис. 41. Кривая блеска BF Cyg.

Z And. Линии [Fe VII] практически отсутствуют. Линия He II 4686 сравнительно слаба. Наоборот, линии [O III] в спектре BF Cyg гораздо сильнее, чем в спектрах AX Per и Z And. Одной из особенностей спектра BF Cyg является присутствие довольно интенсивных линий [Fe II]. Вторая особенность состоит в том, что интенсивность запрещенных линий [O III] и [Ne III] существенно меняется в течение нескольких дней (Меррилл, 1943). Это дало возможность Аллеру (1954а) определить, что электронная концентрация в районе возникновения линий [O III] и [Ne III] равна $n_e \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Лучевые скорости, определенные по линиям разных элементов, оказались различными и переменными во времени (Меррилл, 1943). Спектр поглощения имеет спектральный класс M5 III (Боярчук, 1968b).

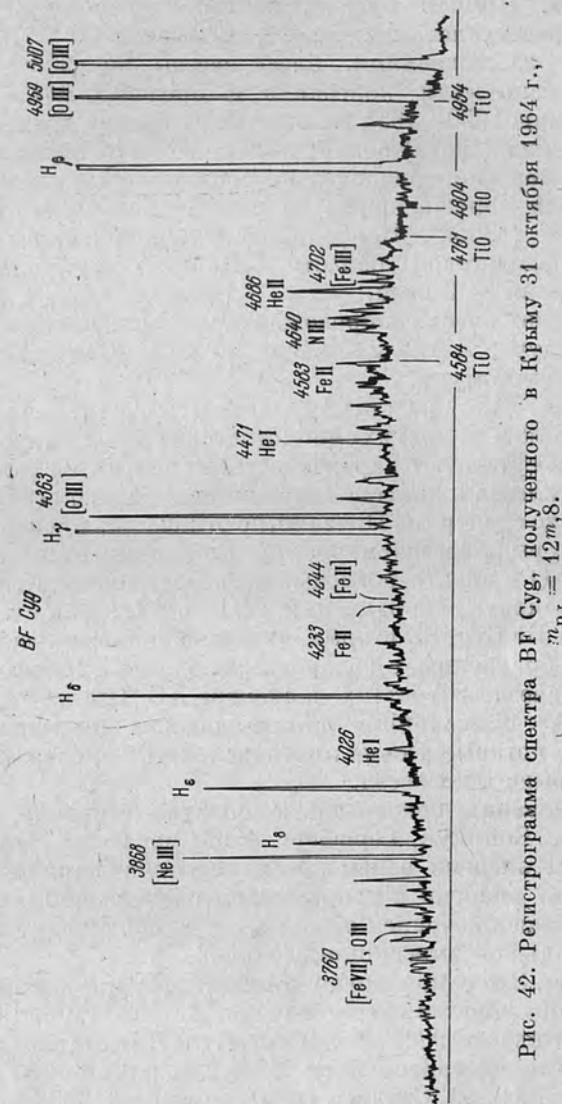


Рис. 42. Регистрограмма спектра BF Cyg, полученного в Крыму 31 октября 1964 г., $n_p = 12m, 8$.

AG Dra. Кривая блеска, взятая из работы Шарова (1960), представлена на рис. 43. В течение 20 лет, охватываемых наблюдениями, блеск звезды большую часть времени испытывал колебания в пределах $\Delta m \sim 0^m.5$. Но в период 1950—1955 гг. изменения блеска превышали 2^m . Белякина (1967а) обнаружила, что существуют сравнительно короткопериодические неправильные изменения блеска. Они хорошо видны на рис. 44, взятом из работы Белякиной (1965а). Наибольшие изменения происходят в ультрафиолетовой области. Иногда они достигают $0^m.2$ за время ~ 2 дней.

Изменения блеска сопровождаются изменениями цвета, как и в случае Z And и BF Cyg, но у AG Dra они имеют меньшую амплитуду.

На рис. 45 представлена регистрограмма спектра AG Dra. Как и у других симбиотических звезд, в спектре AG Dra присутствуют характеристики спектра поглощения позднего класса и эмиссионные линии высокого возбуждения. Однако спектр AG Dra заметно отличается от спектров, описанных выше звезд (см. рис. 44). Во-первых, отсутствуют полосы TiO и спектр поглощения классифицируется как K 0 III (Боярчук, 1966а), а не M2 III—M4 III, как у Z And, AX Per и BF Cyg. Во-вторых, интенсивность запрещенных линий по сравнению с водородными заметно меньше, чем у других звезд. В-третьих, в спектре AG Dra не удалось обнаружить эмиссионные линии однажды ионизованных металлов, которые весьма многочисленны в спектрах упомянутых выше трех звезд.

Исследования непрерывного спектра (Мирзоян, 1958; Белякина, Боярчук, Гершберг, 1963) показали, что распределение энергии в нем не сильно отличается от распределения энергии в непрерывном спектре нормальных звезд K, за исключением области $\lambda < 3800 \text{ \AA}$, где наблюдается большой эмиссионный скачок.

AG Peg. Это самая яркая симбиотическая звезда. На рис. 46 показано изменение ее блеска с 1820 г. по 1963 г. Оценки блеска до 1900 г. взяты из работы Лундмарка (1921). Для построения кривой после 1920 г. использованы работы Химпеля (1942), Сэндига (1950), Мейалл (1963) и Белякиной (1965а). Хотя на рис. 46 отсутствуют результаты некоторых наблюдений, выполненных после 1920 г., он

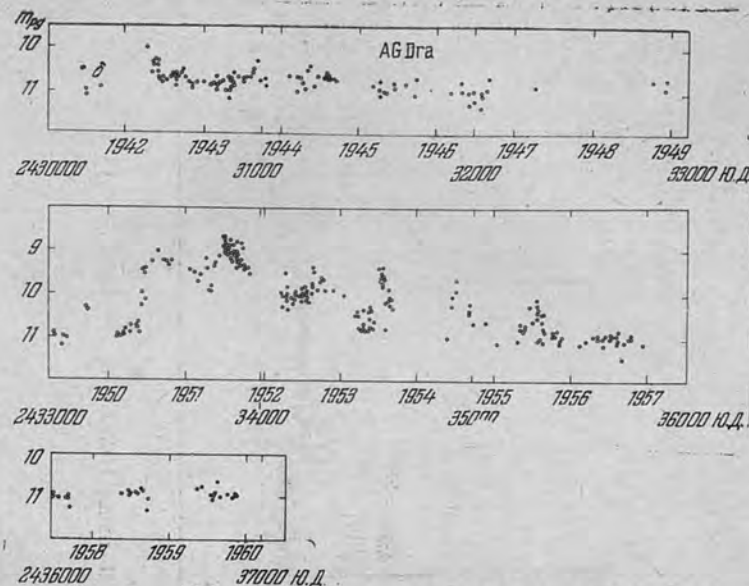


Рис. 43. Кривая блеска AG Dra (Шаров, 1960).

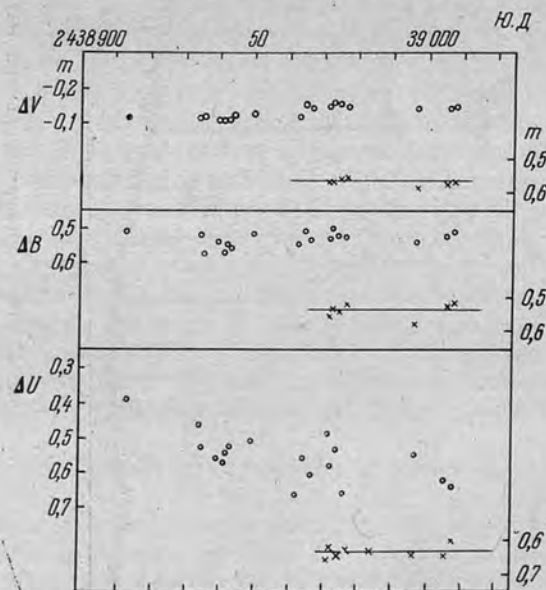


Рис. 44. Короткопериодические изменения блеска AG Dra (Белякина, 1965а).

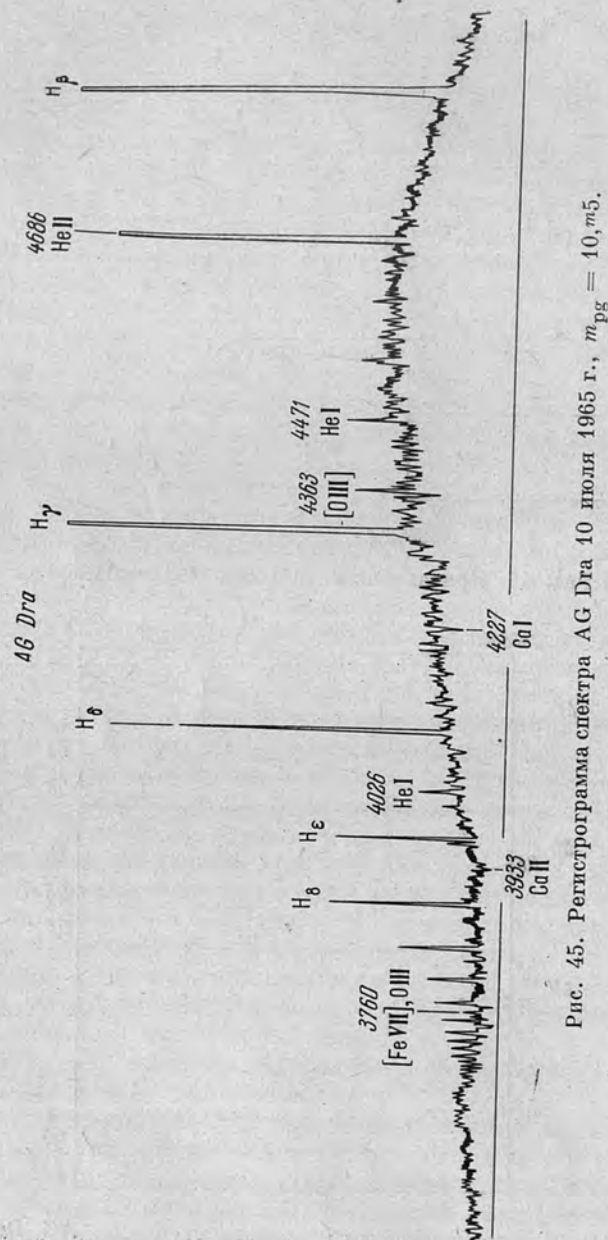


Рис. 45. Регистрограмма спектра AG Dra 10 июля 1965 г., $m_{pg} = 10, m_5$.

достаточно полно характеризует изменения блеска AG Peg. Примерно до 1850 г. блеск звезды был постоянен, насколько позволяют судить разрозненные наблюдения прошлого века. Затем блеск звезды начал расти и около 1885 г. достиг максимума, после чего стал уменьшаться, испытывая при этом сравнительно кратковременные неправильные

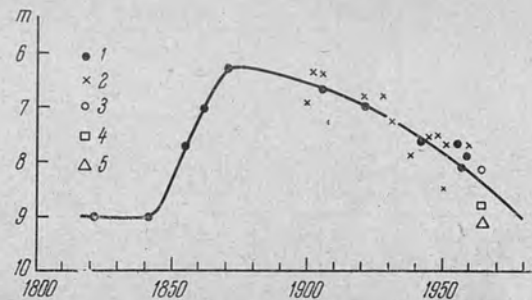


Рис. 46. Общая кривая блеска AG Peg, 1 — m_{vis} , 2 — m_{pg} , 3 — V, 4 — B, 5 — U.

колебания. В настоящее время блеск AG Peg почти вернулся к своему первоначальному значению. В общем кривая блеска AG Peg существенно отличается от кривых блеска других симбиотических звезд и напоминает кривую блеска медленно развивающейся вспышки новой.

Белякина (1968a) обнаружила, что начиная с 1957 г. колебания блеска носят регулярный характер. Рис. 47 заимствован из ее работы. Период колебаний равен 800^d , их амплитуда различна в различных лучах: $\Delta U = 1^m, 1$, $\Delta B = 0^m, 7$ и $\Delta V = 0^m, 4$. Кроме того, наблюдаются малые кратковременные колебания, подобные колебаниям блеска AG Dra, изображенным на рис. 44 (Белякина, 1969a).

На первых спектрограммах, полученных в 1893—1920 гг. (Кэннон, 1905; Меррилл, 1929) были видны эмиссионные линии водорода и ионизованного железа, имеющие абсорбционные спутники с коротковолновой стороны. Кроме того, были видны линии поглощения, принадлежащие главным образом гелию и кремнию.

В тот период спектр AG Peg был типичным для звезд класса Be. Это дало основание причислить ее к звездам типа P Cyg.

Наблюдения, выполненные в 1921 г. (Меррилл, 1929), показали, что в спектре AG Peg произошли существенные изменения. Во-первых, сильно ослабили линии поглощения

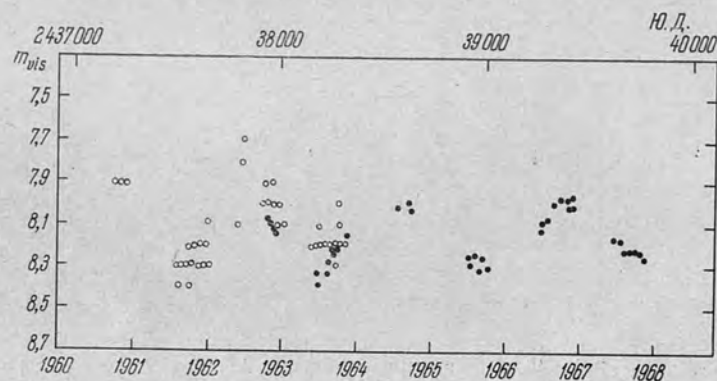


Рис. 47. Изменения блеска AG Peg в 1960—1968 гг. (Белякина, 1969 а).

нейтрального гелия и у них с длинноволновой стороны появились эмиссионные компоненты, интенсивность которых в дальнейшем увеличивалась. Во-вторых, интенсивность всех эмиссионных линий возросла в несколько раз.

Таким образом, эмиссионные линии в спектре AG Peg в 1921 г. соответствовали более высокой степени возбуждения, чем раньше. Увеличение степени возбуждения эмиссионных линий происходит и в настоящее время. Это хорошо видно из табл. 13, в которой приводится время появления и исчезновения различных линий. Интенсивность эмиссионных линий высокого возбуждения увеличивалась со временем и сейчас линии He II 4686 и N IV 4057 принадлежат к числу сильнейших в спектре AG Peg (см. табл. 13).

Одновременно с процессом увеличения степени возбуждения эмиссионного спектра происходило ослабление и

Таблица 13

Изменение характера спектра AG Peg

Год		1920	1921	1931	1937
Появление	Эмис.	H I, M II *)	He I, N II, [N II], Si III	He II, N III, Si IV	
	Поглощ.	H I, He I, N II, Si III, Si IV			
Исчезновение	Эмис.				
	Поглощ.				Si III
Год		1941	1948	1950	1963
Появление	Эмис.	[O III]		N IV, C II [Ne III]	C IV, O III
	Поглощ.				
Исчезновение	Эмис.	Si III	N II	[N II]	Si IV
	Поглощ.	N II	Si IV	H I	

*) Однажды ионизованные металлы.

исчезновение линий, соответствующих спектральному классу В. Если в 1920 г. почти все эмиссионные линии сопровождались абсорбционными компонентами, а многие

линии вообще наблюдались только в поглощении, то в 1968 г. лишь у линии He I 3889 был замечен слабый абсорбционный компонент (Боярчук, 1966 б).

В то же самое время в спектре AG Peg появлялись и усиливались признаки спектрального класса М. Так, в 1930 г. были впервые замечены следы полос окиси титана (Меррилл, 1932), а в 1965 г. наблюдаемый скачок интенсивности у головы полосы TiO 4762 был равен $I^+/I^- = 0,65$ (Боярчук, 1966б). Сейчас в спектре хорошо заметны сильные линии Na I 5883, Ca I 4227 и Ca II 3933. На спектрограммах с умеренной дисперсией видны многочисленные слабые линии поглощения в спектральной области от H_α до H_δ.

Еще Меррилл (1951) обнаружил, что интенсивности эмиссионных линий Fe II заметно меняются с периодом 800^д. Так, интенсивность линии Fe II 4233 в 1964 г. была примерно в пять раз больше, чем в 1963 г. и 1965 г. (Боярчук, 1966б). В течение этого периода претерпевают изменения и профили водородных линий.

Эмиссионные линии, наблюдаемые в настоящее время в спектре AG Peg, имеют различную ширину. По этому признаку их можно разделить на три группы:

а) Широкие линии $\Delta\lambda \approx 6 \text{ \AA}$. Сюда относятся линии высокого возбуждения (He II, C IV, N IV, O III). Водородные линии H_β — H_δ имеют крылья такой же ширины.

б) Линии умеренного возбуждения (H I, He I, [O III], [Ne III]) имеют ширину $\Delta\lambda \approx 2 \text{ \AA}$.

в) Линия низкого возбуждения (Si I, Si II, Ca II, Fe II) очень узки. Их профили являются инструментальными даже при дисперсии $\sim 10 \text{ \AA/мм}$, т. е. $\Delta\lambda \leq 0,3 \text{ \AA}$.

Первые систематические измерения лучевой скорости позволили еще в 1929 г. обнаружить (Меррилл, 1929), что она меняется с периодом 800^д. Весьма важной особенностью изменения лучевой скорости в ту эпоху являлось то, что линии различных элементов давали различную амплитуду скоростей, различную среднюю скорость и различную фазу. Анализ накопленных в последующие годы данных показал (Боярчук, 1967а), что отмеченные выше различия связаны с присутствием абсорбционных компонентов. Эмиссионные линии, имеющие коротковолновый абсорбционный спутник, дают положительную среднюю

скорость. По мере ослабления и исчезновения абсорбционных компонентов различия в смещении различных линий заметно уменьшились, хотя некоторые отличия существуют и сейчас.

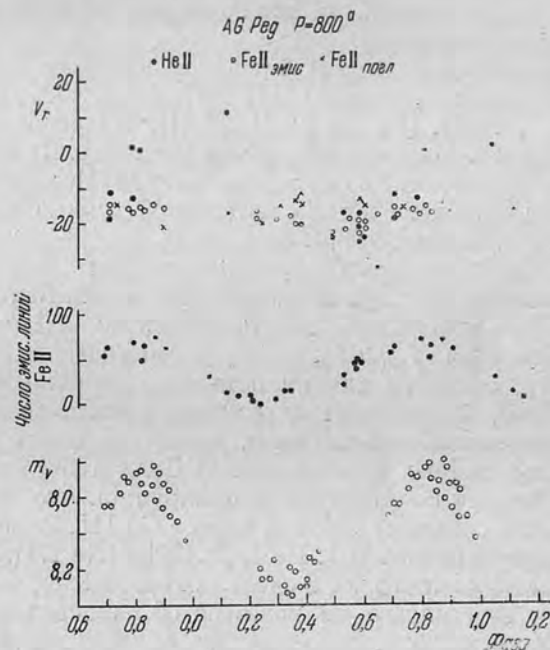


Рис. 48. Периодические изменения характеристик AG Peg.

На рис. 48 показано изменение величин лучевой скорости AG Peg, определенных по широким линиям He II и узким линиям Fe II, вместе с изменением интенсивности (числа) эмиссионных линий Fe II и визуальной звездной величины AG Peg. Ясно видна периодичность изменений с $P = 800^{\text{д}}$.

R Aqr. Эта звезда отличается от большинства симбиотических звезд тем, что колебания ее блеска являются типичными для мирид. Период колебаний составляет 387^д,

а их амплитуда меняется в пределах от 1^m до 3^m . Изменение амплитуды является следствием изменения блеска звезды в минимуме. Максимумы кривой блеска сравнительно узкие, в то время как минимумы довольно пологи (Меррилл, 1935). Спектр поглощения соответствует классу M7. Он хорошо виден всегда, за исключением моментов неглубоких минимумов.

Эмиссионный спектр R Aqr довольно богат. В спектре отчетливо видны линии [O III] 5007, 4959, 4363, [Ne III], He I, H I, Fe II, [Fe II], Ti II, [S II]. Их относительная интенсивность меняется в широких пределах. Лучевая скорость R Aqr меняется с периодом 26,3 года (Меррилл, 1950).

R Aqr окружена весьма интересной туманностью размером $23''$ (Хербиг, 1965).

VV 8. Долгое время эта звезда считалась звездобразной планетарной туманностью (Воронцов-Вельяминов, 1962). Но отмечались две особенности: а) отношение интенсивностей $I_{4363}/(I_{5007} + I_{4959})$ намного превышает величину, обычную для планетарных туманностей (Размадзе, 1960); б) интенсивность континуума по сравнению с интенсивностями эмиссионных линий на много больше, чем у планетарных туманностей. О'Делл (1966) на высокодисперсионной spectrogramme обнаружил, что непрерывный спектр создается звездой класса G5 III. Эмиссионные линии принадлежат H I, He I, [O III] и [Ne III]. По своему характеру спектр VV 8 очень похож на спектр AG Dra.

Пока еще ничего не известно об изменениях блеска этой звезды.

Остальные симбиотические звезды либо аналогичны описанным выше, либо занимают промежуточное положение.

В заключение приведем сводку основных наблюдательных характеристик симбиотических звезд.

1. Все симбиотические звезды, изученные фотометрически, являются переменными. Изменения блеска, как правило, носят сложный иррегулярный характер. Лишь для некоторых звезд в отдельные периоды можно выделить квазипериодические колебания с периодом в несколько сотен дней и амплитудой порядка 1^m — 3^m . Фотоэлектрические наблюдения показали, что существуют кратковременные (порядка суток) колебания блеска малой ам-

плитуды (порядка $0^m, 1$). При уменьшении блеска, как правило, возрастает величина $B - V$, а величина $U - B$ уменьшается, т. е. сильнее всего уменьшается блеск в полосе B .

2. Спектры поглощения соответствуют классам G5 — M7. При возрастании блеска линии поглощения становятся менее заметными. Во всех случаях, когда удалось определить класс светимости, он оказывался классом III. Наблюдаемые параллаксы симбиотических звезд очень малы или даже отрицательны (Дженкинс, 1952). Это исключает возможность того, что симбиотические звезды являются звездами главной последовательности, т. е. относятся к классу светимости V. С другой стороны, мало вероятно, что они являются сверхгигантами, так как в этом случае почти все они располагались бы за пределами Галактики.

3. Эмиссионные спектры содержат многочисленные линии и скачок у балмеровского предела. Эмиссионные линии, наблюдаемые в одном и том же спектре, соответствуют различной степени возбуждения от водорода и однажды ионизованных металлов ($\chi \approx 10 - 15$ эв) до [Ne V] и [Fe VII] ($\chi \approx 100$ эв). Верхняя граница степени возбуждения меняется от звезды к звезде, но никогда не опускается ниже $\chi \approx 40 - 50$ эв ([Ne III], [O III], He II). При увеличении блеска звезды степень возбуждения эмиссионных линий, как правило, падает.

4. Эмиссионные линии часто имеют различную ширину. Наиболее узкими являются линии однажды ионизованных металлов. Их наблюдаемые профили являются инструментальными, так что их истинная ширина не превышает $\Delta\lambda \approx 0,3 \text{ \AA}$, т. е. $\Delta V \approx 20 \text{ км/сек}$. Линии [O III], [Ne III] и т. п. имеют в среднем ширину $\sim 100 \text{ км/сек}$. Иногда (AG Peg) линии более высокого возбуждения (He II, N IV и т. д.) имеют еще большую ширину: $\sim 400 \text{ км/сек}$. Водородные линии имеют сложные профили, вид которых меняется со временем.

5. При очень больших вспышках ($\Delta m \approx 3^m$) спектр симбиотических звезд претерпевает радикальные изменения. Совершенно исчезают признаки спектра поглощения позднего спектрального класса. Очень сильно ослабевают эмиссионные линии высокоионизованных элементов. Вместо этого появляются многочисленные линии поглощения

однажды ионизованных металлов, особенно в ультрафиолетовой области спектра. Водородные и многие другие линии имеют профили типа профилей линий в спектре Р Суг. Спектр можно классифицировать как поздний подкласс В или ранний А.

6. Лучевые скорости симбиотических звезд являются переменными с периодом в несколько сотен дней, причем величина, амплитуда и фаза изменения лучевых скоростей, определенных по разным линиям, оказываются различными. Положение линий ионов, имеющих близкие потенциалы ионизации, меняется сходным образом. Линии поглощения и эмиссионные линии Fe II меняют свое положение в противофазе с изменением положения линий высокоионизованных элементов.

§ 3. Гипотезы о природе симбиотических звезд

Основной особенностью симбиотических звезд является присутствие в спектрах холодной звезды эмиссионных линий высокого возбуждения. Поэтому гипотезы о природе симбиотических звезд должны прежде всего объяснить природу источника возбуждения этих линий. Возбуждение может быть ударным либо радиативным. Высказанные ранее гипотезы о природе симбиотических звезд можно по этим признакам разбить на три группы:

А. Холодная звезда с горячей плотной короной (ударное возбуждение).

Б. Горячая звезда с плотной холодной оболочкой (радиативное возбуждение).

В. Двойная звезда, состоящая из холодного гиганта и горячего компонента низкой светимости (радиативное возбуждение).

Рассмотрим, как представляются основные наблюдательные данные в рамках перечисленных гипотез.

1. Гипотеза холодной звезды, окруженной плотной горячей короной. Аллер (1954) отметил, что в принципе эмиссионные линии высокоионизованных элементов могут возбуждаться за счет диссипации ударных волн, подобно тому как возникают эмиссионные линии в солнечной короне. Подобную гипотезу высказал Жози (1955). Он предполагал, что коро-

ны симбиотических звезд должны быть в 100—1000 раз плотнее солнечной и что наблюдаемые существенные изменения интенсивностей линий происходят вследствие изменения физических условий под действием сильных протуберанцев.

Если принять такую модель симбиотической звезды, то спектр поглощения будет возникать в фотосфере звезды, корона будет излучать эмиссионные линии высокого возбуждения, а эмиссионные линии низкого возбуждения (Fe II и др.) будут возникать в хромосфере и в переходном слое между короной и хромосферой.

Относительные интенсивности эмиссионных линий дают возможность определить величину электронной температуры, которую должны иметь короны симбиотических звезд. Как известно, ионизация в короне происходит под действием электронных ударов. В этом случае уравнение ионизации будет иметь вид

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} = \frac{\Phi_r(T_e)}{\Psi_{r+1}(T_e)}, \quad (3.1)$$

где $\Psi_{r+1}(T_e)$ — коэффициент рекомбинации $r+1$ раз ионизованного атома и электрона, $\Phi_r(T_e)$ — коэффициент ионизации электронным ударом r раз ионизованного атома, n_{r+1} и n_r — концентрации соответствующих ионов. Соответствующие формулы для вычисления коэффициентов $\Phi_r(T_e)$ и $\Psi_{r+1}(T_e)$ можно найти, например, в книге Шкловского (1962).

Если считать, что при наблюдении линий $r+1$ состояния ионизации $\frac{n_{r+1}}{n_r} \approx 1$, то по присутствию линий [Fe VII], (105 эв) и [Ne V] (97 эв) по формуле (3.1) получим:

$$T_e = 220\,000^\circ \text{ K}.$$

Степень возбуждения некоторых симбиотических звезд несколько ниже. Там видны лишь линии He II, [O III], [Ne III], т. е. $\chi \approx 60$ эв. В этом случае

$$T_e \approx 80\,000^\circ \text{ K}.$$

Эти оценки не противоречат верхней границе температур

корон у холодных гигантов, найденной Пикельнером (1950) из условий диссипации.

Из табл. 13 следует, что отношение интенсивностей линий [O III] $I_{4363}/(I_{4959} + I_{5007}) \approx 0,5$. Используя эту величину и принимая $T_e \sim 10^5$ К, находим из рис. 52, что

$$n_e \sim 10^7.$$

Полагая, что симбиотические звезды в среднем имеют $M_v \approx -0^m,5$, мы можем на основании эквивалентных шириин эмиссионных линий найти энергию, излучаемую короной в водородных линиях, а затем, зная T_e и n_e , найти, что эффективный размер короны равен $R \approx 10^{15}$ см $\approx 10^3 R_{\odot}$, а ее масса $M \approx 10^{-4} M_{\odot} \approx 10^{-5} M_{\text{МЗП}}$, т. е. во много раз больше размеров и массы солнечной короны.

Рассмотрим возможность существования такой короны.

Как известно, солнечная корона не находится в термодинамическом равновесии: ее высокая кинетическая температура поддерживается притоком нерадиативной энергии. Установлено, что приток этой энергии обеспечивается водородной конвективной зоной в форме распространяющихся волн давления. Эти волны возникают у верхней границы конвективной зоны и их амплитуда и скорость растут при распространении наружу из-за уменьшения плотности. Пока скорость распространения волн мала в сравнении со скоростью звука, диссипацией их энергии можно пренебречь. Как только скорость волн становится больше скорости звука, они превращаются в ударные волны, энергия которых быстро диссипирует. При этом происходит нагрев среды, где распространяются ударные волны. Диссипация энергии на Солнце ограничена в основном верхней хромосферой и внутренней короной. Поток конвективной энергии определяется следующим равенством:

$$E_s = \frac{1}{2} \rho (\Delta V)^2 V_s, \quad (3.2)$$

где ΔV — амплитуда скорости вещества, ρ — плотность, V_s — скорость звука. Для нагрева солнечной короны необходима энергия $E_s \approx 10^6$ эрг/см². Тогда из (3.2) следует, что

на поверхности солнечной фотосферы при $\tau = 0,06$ ($\rho = 10^{-7}$ г/см³ и $V_s = 7$ км/сек) $\Delta V/V_s \approx 10^{-2}$, т. е. на этом уровне диссипация еще не происходит.

Короны симбиотических звезд должны иметь светимости, сравнимые со светимостью самих звезд. Это означает, что при $M_v = -0^m,5$ короны должны получать энергию $E_s > 10^{10}$ эрг/см²сек. Согласно Аллеру (1960) в фотосфере гигантов класса М при $\tau = 0,4$ имеем $\rho \approx 5 \cdot 10^{-9}$ г/см³ и $V \approx 5$ км/сек. Тогда из (3.2) следует, что если даже вся энергия конвективных движений идет на нагрев короны, то уже при $\tau = 0,4$ $\Delta V > 30$ км/сек, т. е. $\Delta V/V_s \gg 1$. Таким образом, короны симбиотических звезд должны получать такой большой поток нерадиативной энергии, что при существующей плотности в атмосферах гигантов класса М скорость распространения волн должна превосходить скорость звука при $\tau > 0,4$. Следовательно, диссипация энергии волн должна происходить в глубоких слоях фотосферы. Но это приведет лишь к тому, что несколько нагреваются вышележащие слои фотосферы и в конечном счете энергия волн излучится в виде сравнительно низкотемпературного фотосферного излучения, которое не может возбудить наблюдаемые эмиссионные линии.

Таким образом, механизм нагрева солнечной короны не может нагреть такие огромные короны, которые необходимы для объяснения наблюдаемых интенсивностей линий в спектрах симбиотических звезд.

Гипотеза холодной звезды с горячей короной сталкивается с большими трудностями также при рассмотрении изменений характеристик симбиотических звезд со временем. Так, при уменьшении блеска звезды в ее спектре усиливаются линии и полосы поглощения и возрастает степень возбуждения эмиссионных линий. Это можно было бы объяснить уменьшением общей массы короны и увеличением ее температуры. Но при этом мы должны были бы наблюдать уменьшение эмиссионного бальмеровского скачка. Однако наблюдается увеличение скачка. При больших вспышках спектр симбиотических звезд напоминает спектр звезд типа Р Суг классов В5 — А2. Повышение поверхностной температуры приблизительно в 10 раз должно привести к увеличению болометрической светимости в $\sim 10^4$ раз, т. е. мы должны были бы наблюдать вспышки

с $\Delta t \approx 10^m$, между тем как самые большие наблюдаемые вспышки не превышают 4^m . Далее, наблюдаемые ширины эмиссионных линий высокого возбуждения (Ne V, O III), которые могли бы возникнуть в короне, составляют сотни км/сек, что почти в десять раз превосходит тепловую ширину ~ 30 км/сек, которую следовало бы ожидать. Наконец, рассмотрим лучевые скорости. У большинства симбиотических звезд эмиссионные линии высокого возбуждения показывают полуправильные смещения с амплитудой в несколько десятков км/сек. Следовательно, корона у симбиотических звезд должна пульсировать. Это также трудно объяснить.

Таким образом, гипотеза о том, что симбиотические звезды представляют собой одиночные холодные звезды, окруженные протяженными коронами типа солнечной, не удовлетворяет совокупности наблюдательных данных.

2. Гипотеза горячей звезды, окруженной плотной холодной оболочкой. Соболев (1947) впервые рассмотрел проблему происхождения эмиссионных линий в спектрах звезд поздних спектральных классов. Он предположил, что эти звезды являются на самом деле горячими, и рассмотрел условия, необходимые для появления в их спектрах полос поглощения окиси титана. Оказалось, что если горячая звезда окружена оболочкой, непрозрачной для излучения за границами пашеновской и балмеровской серий водорода, то интенсивности излучения оболочки и звезды в наблюдаемом участке непрерывного спектра могут быть сравнимы. Во внутренней части такой оболочки под действием прямого излучения звезды будут возникать эмиссионные линии, а ее внешняя часть, куда не проникает излучение звезды, будет создавать спектр поглощения позднего класса. Спектр суммарного излучения такой системы будет напоминать спектры долгопериодических переменных и симбиотических звезд. Различие между этими двумя типами можно объяснить разницей в температурах звезд и размерах оболочки. Позднее Аллер (1954b) и Дейч (1956) высказали соображение, что звезда, состоящая из горячего ядра и протяженной оболочки, может существовать во время последних стадий эволюции красных гигантов.

Вероятно, самым критичным для рассматриваемой гипотезы будет вопрос об относительных интенсивностях эмиссионных линий. Поскольку излучение эмиссионных линий проходит сквозь поглощающую оболочку, то оно будет в какой-то степени ослаблено, причем ослабление будет тем сильнее, чем больше поглощение в оболочке при данной длине волны. Подобное явление имеет место в спектрах долгопериодических переменных (Шайн, 1945). Там наиболее интенсивной эмиссионной линией является H_β , а линии H_β и H_γ практически отсутствуют. Эти аномалии вызваны поглощением полосами TiO и линией CaII 3968 Å.

Рассмотрим относительные интенсивности эмиссионных линий в спектрах симбиотических звезд. На рис. 49

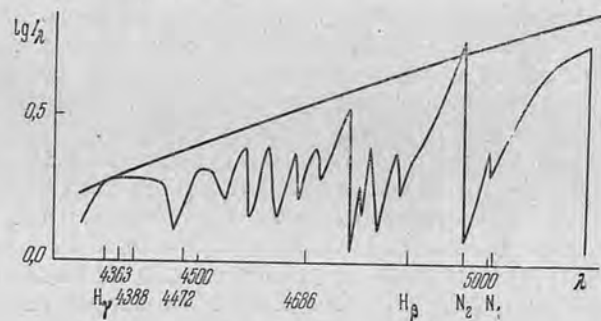


Рис. 49. Распределение энергии в непрерывном спектре звезды M5 III 2H UMi (тонкая линия).

представлено подробное распределение энергии в спектре звезды 2H UMi, имеющей спектральный класс M5 III. Характер спектра этой звезды очень близок к характеру наблюдаемого спектра поглощения симбиотических звезд. Толстой линией показано распределение излучения абсолютно черного тела с $T = 2500^\circ \text{K}$. Внизу вертикальными штрихами указано положение основных эмиссионных линий.

Как видно из рис. 49, линия [O III] 4959 Å должна быть ослаблена поглощением оболочки заметно больше, чем линия [O III] 5007 Å и наблюдаемое отношение I_{5007}/I_{4959} должно быть значительно больше 3, т. е. больше теоретического значения.

Для различных моментов наблюдения AG Peg, Z And и BF Cyg, когда в их спектрах наблюдались сильные полосы поглощения окиси титана, было найдено среднее значение $I_{5007}/I_{4959} = 3,1$, т. е. не наблюдается ожидаемое влияние поглощения в оболочке на интенсивность линий [O III].

Из рис. 49 следует, что интенсивность линии H_{β} должна быть ослаблена по сравнению с интенсивностью линии H_{γ} . То же самое можно ожидать и в случае линии H_{ϵ} , которая blendируется с линией Ca II 3968 Å, а также при рассмотрении относительных интенсивностей линий He I 4026 Å и He I 4471 Å. Однако наблюдаемые относительные интенсивности водородных линий и линий нейтрального гелия (Боярчук, 1967b; 1968c) свидетельствуют, что ожидаемое селективное поглощение не обнаруживается ни в одном случае. Такой же вывод можно сделать и из рассмотрения интенсивностей линий ионизованного железа.

Таким образом, область свечения эмиссионных линий у симбиотических звезд не окружена холодной оболочкой, оптическая толща которой превышает или даже сравнима с единицей в наблюдаемой области спектра.

Для рассматриваемой гипотезы существуют еще трудности динамического характера. Имеющиеся сведения о параллаксах симбиотических звезд (Дженкинс, 1952) приводят к выводу, что их абсолютная величина больше, чем 1^m , 5. С другой стороны, из относительных интенсивностей линий [O III] следует, что в районе возникновения эмиссионных линий $n_e \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$. Тогда из эквивалентной ширины линии H_{β} следует, что район свечения водорода имеет размеры $\sim 10^{16} \text{ см}$, т. е. в 10^5 раз больше размера центральной звезды. Наблюдаемые смещения линий и их ширины в рамках рассматриваемой модели могут быть объяснены, если считать, что вещество во внутренней горячей части, квазипериодически пульсируя, движется наружу, а на расстоянии $\sim 10^5 R_{\text{зв}}$ оно успокаивается и практически останавливается. Здесь очень трудно указать причину торможения. Гравитационные силы слабы из-за большого расстояния, а влияние межзвездной среды пренебрежимо мало из-за малой плотности.

Таким образом, гипотеза горячей звезды, окруженной холодной оболочкой, не согласуется с совокупностью результатов наблюдений симбиотических звезд.

3. Гипотеза двойной звезды. Хогг (1934) впервые предположил, что симбиотический спектр создается двойной звездой, окруженной туманностью. В атмосфере большой холодной звезды возникает спектр холодного гиганта. Эмиссионные линии возникают в туманности под действием излучения невидимого, очень горячего компонента. В дальнейшем эта гипотеза была поддержана многими астрономами, например, Свингсом и Струве (1941a, b), Аллером (1954a), Сахадом (1960, 1965), Боярчуком (1968c).

Непосредственные доказательства двойственности можно попытаться получить из исследования фотографий симбиотических звезд (визуальные двойные) и изменения лучевой скорости (спектроскопические двойные) и их блеска (затменные двойные).

Рассмотрение фотографий звезд позволяет сделать вывод, что среди известных симбиотических звезд нет визуально-двойных.

Для исследования изменения лучевых скоростей необходимо иметь большое количество измерений. В настоящее время, главным образом благодаря работам Меррилла и Свингса и Струве, мы располагаем достаточными данными для пяти симбиотических звезд: AG Peg, Z And, BF Cyg, RW Hya, R Aqr. Для остальных звезд производились в лучшем случае лишь отдельные измерения.

Как уже отмечалось в § 1, лучевые скорости симбиотических звезд являются переменными. Характер их изменений довольно сложен. Смещение различных линий имеет различную амплитуду и фазу. Поскольку эмиссионные линии могут возникать в разных областях, прежде всего необходимо выделить те линии, смещение которых в основном обуславливается орбитальным движением компонентов.

Из-за сравнительно низкого потенциала ионизации и отсутствия более высоких состояний ионизации эмиссионные линии водорода могут возникать практически во всех частях системы и их наблюдаемое смещение часто вызывается изменением условий возбуждения. Все это затрудняет использование эмиссионных линий водорода, которые являются одними из самых интенсивных в спектре, для определения орбитального движения. В несколько

меньшей степени сказанное выше справедливо и в случае He I.

Согласно принятой модели линии поглощения металлов возникают только в атмосфере холодного гиганта. Было найдено, что эмиссионные линии Fe II в случае AG Peg и Z And также возникают в атмосфере холодного гиганта под действием излучения горячего спутника (Боярчук, 1967а, 1967d). Поэтому будем считать, что смещения линий этих двух групп будут характеризовать движение холодного компонента.

Сложнее ситуация для горячего компонента. Ни у одной симбиотической звезды, кроме AG Peg, мы не можем выделить в спектре линии, которые безусловно возникали бы в атмосфере горячей звезды. В случае AG Peg совокупность широких линий высокого возбуждения хорошо соответствует спектру звезды типа Вольфа — Райе WN6. Поэтому можно предполагать, что смещение широкой линии He II 4686 Å обусловлено движением горячего компонента AG Peg. Такое же предположение можно сделать и для RW Hya (Меррилл, 1950а). У R Aqr лучевая скорость меняется с большим периодом, $P = 26,7$ года. Можно предполагать, что из-за огромного расстояния между компонентами туманность не окружает оба компонента, а расположена лишь вблизи горячего. Тогда можно считать, что смещение запрещенных линий [O III] и [Ne III] (Меррилл, 1950b) будут характеризовать движение горячего компонента. Для BF Cyg можно предположить, что если туманность как-то концентрируется к горячему компоненту, то линия [O III] 4363 Å, имеющая сравнительно большую вероятность перехода, будет возникать недалеко от горячего компонента и ее смещения будут в какой-то мере характеризовать движение горячего компонента (Боярчук, 1968b).

Подробное рассмотрение изменений смещений линий в спектре Z And показало, что они в основном отражают изменения условий возбуждения в различных частях системы, а не орбитальное движение ее компонентов.

На рис. 50 представлены кривые лучевых скоростей четырех звезд: AG Peg, BF Cyg, RW Hya и R Aqr, определенных по линиям различных элементов. Мы видим, что имеется периодичность изменений. При этом лучевая скорость,

определенная по эмиссионным линиям высокого возбуждения, меняется в противофазе с лучевой скоростью, определенной по линиям поглощения и эмиссионным линиям однажды ионизованных металлов. Рис. 50 является одним из наиболее веских доказательств справедливости гипотезы о двойственности симбиотических звезд.

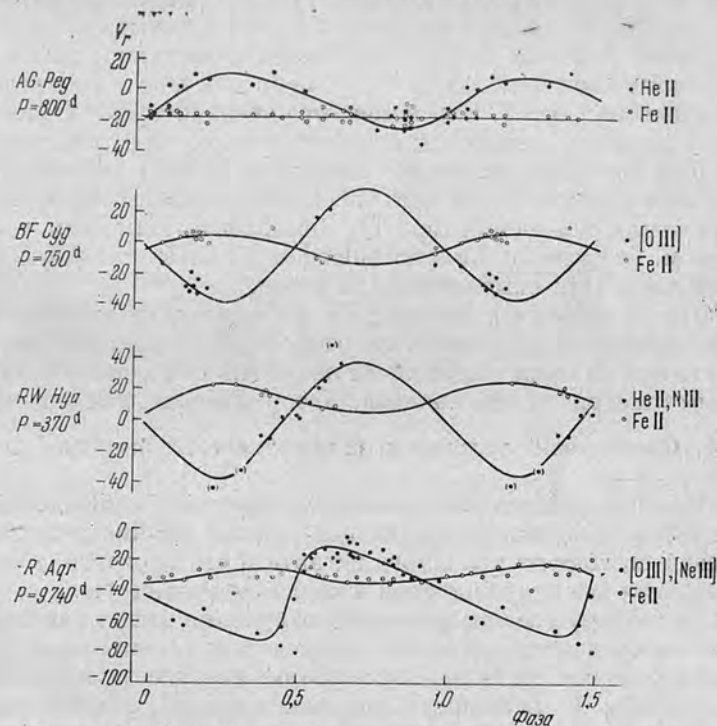


Рис. 50. Периодические изменения лучевых скоростей.

Другое доказательство двойственности рассматриваемых звезд можно получить из исследования изменения блеска.

Если предположить, что холодный гигант имеет массу $\sim 10 M_{\odot}$ и $R \sim 100 R_{\odot}$, то легко подсчитать, что при $P \sim \sim 800^d$ затмение горячего компонента должно продолжаться около 50 дней. Из спектрограмм симбиотических звезд

видно, что около половины излучения в визуальной области возникает в атмосфере холодного гиганта, т. е. глубина затмения может достигать $\sim 0^m,7$. Ясно, что наблюдаемые колебания блеска на $1^m - 3^m$ не могут быть объяснены затмением одного компонента другим. Кроме того, их заметная иррегулярность сильно затрудняет поиски эффектов затмения и, по существу, ни для одной симбиотической звезды не было еще сделано удачной попытки. Лишь в случае AG Peg были обнаружены (Белякина, 1968а) колебания блеска на $\Delta V \approx 0^m,3$ с периодом 800^d . Они представлены на рис. 47. Блеск меняется очень плавно и характер изменений сильно отличается от характера, который должен быть при затмении. Белякина (1969а) показала, что наблюдаемые изменения блеска обусловлены эффектом отражения излучения горячего компонента холодным гигантом, что также является доводом в пользу гипотезы о двойственности симбиотических звезд.

Таким образом, имеющиеся наблюдательные данные качественно подтверждают гипотезу о двойственности симбиотических звезд и позволяют положить ее в основу спектрофотометрического анализа, который будет дан ниже.

§ 4. Физические условия в симбиотических звездах

При дальнейшем рассмотрении результатов наблюдений мы будем исходить из следующей модели: симбиотические звезды состоят из холодного гиганта и его горячего спутника, окруженных плотной газовой туманностью.

Поскольку все три источника излучения имеют различное распределение энергии, исследование непрерывного спектра может дать информацию о соотношении яркости источников в различных участках спектра. Но прежде всего необходимо знать распределение энергии в спектре каждого источника. Исходя из исследования спектра поглощения, можно предположить, что спектр холодного компонента подобен спектру гиганта соответствующего спектрального класса. Поскольку горячий компонент имеет очень высокую температуру, можно считать, что относительное распределение в его спектре не будет отличаться заметно от относительного распределения в спектре абсолютно черного тела с $T = 10^5$ °K, так как при таких зна-

чениях температуры это распределение слабо зависит от температуры. Также можно считать, что свечение туманности в основном определяется водородом. Электронная температура туманности не может превышать 20000°K из-за возрастающих при повышении температуры потерь на возбуждение электронным ударом атомов водорода (Хаммер, 1963). С другой стороны, T_e не может быть слишком низка, поскольку запрещенные линии в спектрах симбиотических звезд довольно слабы. Это означает, что потери энергии свободных электронов на их возбуждение невелики, намного меньше, чем у планетарных туманностей.

Вероятно, это является следствием более высокой плотности туманностей симбиотических звезд. Поэтому можно считать, что температура туманностей симбиотических звезд несколько выше электронной температуры планетарных туманностей, и принять $T_e = 17000^\circ\text{K}$. Поскольку электронная концентрация туманностей симбиотических звезд $n_e \gtrsim 10^8\text{ см}^{-3}$, то можно полностью пренебречь двухфотонным излучением и рассматривать только комбинации и свободно-свободные переходы.

Варьируя интенсивности трех рассмотренных источников, мы можем добиться, чтобы распределение энергии в их суммарном излучении было весьма близким к наблюдаемому. Тем самым мы сможем определить для любой длины волны долю излучения каждого источника. В качестве примера на рис. 38 кружками представлено распределение энергии в суммарном спектре трех источников для различных моментов наблюдения Z And; их положение хорошо согласуется с наблюдаемым распределением. Такое же хорошее согласие имеет место и для других симбиотических звезд. В случае AG Peg удалось представить наблюдаемое излучение как суммарное излучение трех источников в спектральном диапазоне $3300 - 25000\text{ Å}$.

В таблице 14 указаны доли излучения различных источников при $\lambda = 4340\text{ Å}$. Мы видим, что излучение холодного компонента в фотографической области составляет примерно треть, а горячего компонента — примерно половину излучения. Общая тенденция такова, что при переходе в сторону более длинных волн доля горячего компонента сильно уменьшается. При $\lambda = 6500\text{ Å}$ примерно 85% излучения приходится на холодный компонент и 10% на

туманность. Наоборот, в ультрафиолетовой области излучением холодного компонента можно пренебречь. Там примерно половина излучения возникает в туманности, а другая — в атмосфере горячего компонента. Таким образом, замывание линий поглощения холодного компонента создается непрерывным излучением горячего компонента и туманности.

Рассмотрим подробнее характеристики каждого из трех источников.

Туманность. В спектрах большинства симбиотических звезд туманности представлены широким набором эмиссионных линий от He I до [Ne V] и [Fe VII]. В табл. 12 приведены относительные интенсивности линий различных элементов в спектрах некоторых симбиотических звезд.

Существует большое сходство между спектрами планетарных туманностей и туманностей симбиотических звезд. Однако существуют и различия. Интенсивность запрещенных линий у последних заметно слабее.

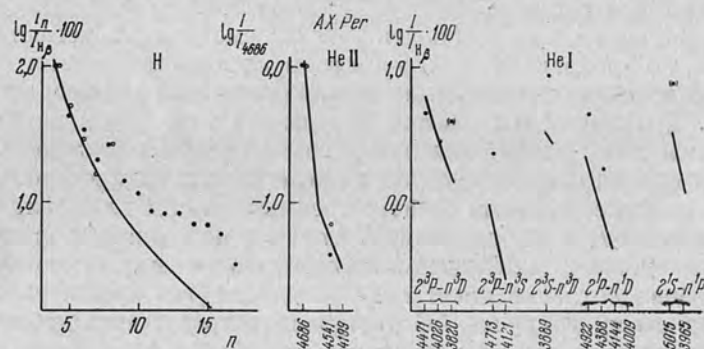


Рис. 51. Относительные интенсивности эмиссионных линий H I, He I и He II в спектре AX Per. Светлые кружки — наблюдения 1964 г., черные — 1965 г. Сплошной линией показаны теоретические значения для случая В.

Бальмеровский декремент заметно положен. Наблюдаются аномальные соотношения интенсивностей линий He I. Это хорошо заметно на рис. 51. Причины этих расхождений подробно обсуждались Боярчуком (1966b): в симбиоти-

Таблица 14

Физические параметры компонентов некоторых симбиотических звезд

Звезды	VV8	AG Dra	Z And	AG Peg	AX Per	CI Cyg	BF Cyg	MH ₂ 328-116	Sp
Холодный компонент	G5 III +1 ^m , 0 0,7	K3 III +0 ^m , 2 1,5	M2 III -0 ^m , 3 4	M3 III -0 ^m , 4 5	M5 III -0 ^m , 4 6	M5 III -0 ^m , 4 6	M5 III -0 ^m , 4 6	M III -0 ^m , 4	M4 III -0 ^m , 4 5
Горячий компонент	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см	Sp T · 10 ⁴ M _v R · 10 ⁻¹⁰ см
Туманность	3 ^m + 4 ^m ~10 ⁷	>10 5 ^m <0,8	7-14 1 ^m -3 ^m 4	+1 ^m , 2 <6	43 2 ^m , 8 2	12 2 ^m , 4 3	8 0 ^m , 0 8	10 -3 ^m , 0 30	12 2 ^m 4
Соотношение континуума λ=4360 Å	~10 ⁷	1 ~10 ⁷ 0,34 0,3	7 2 · 10 ⁷ 1 0,2	0 7 · 10 ⁶ 2 0,2	0 4 · 10 ⁶ 2,6 0,9	0 >3 · 10 ⁷ <0,9 <0,1	1,2 · 10 ⁶ 10 8,4	2,5 · 10 ⁶ 9,7 31,0	6 · 10 ⁶ 4 10
Соотношение континуума λ=4360 Å		0,77 0,23	0,33 0,49 0,18	0,39 0,46 0,15	0,62 0,22 0,16	0,57 0,26 0,17	0,14 0,68 0,18	0,03 0,63 0,30	0,45 0,35 0,20
Параметры двойной системы			<10°	55 ~30°			44 ~55°		50 30°

ческих звездах эмиссионные линии H I и He I возникают в неоднородной среде, непрозрачной для излучения в частотах линий не только основной серии, но и субординатных.

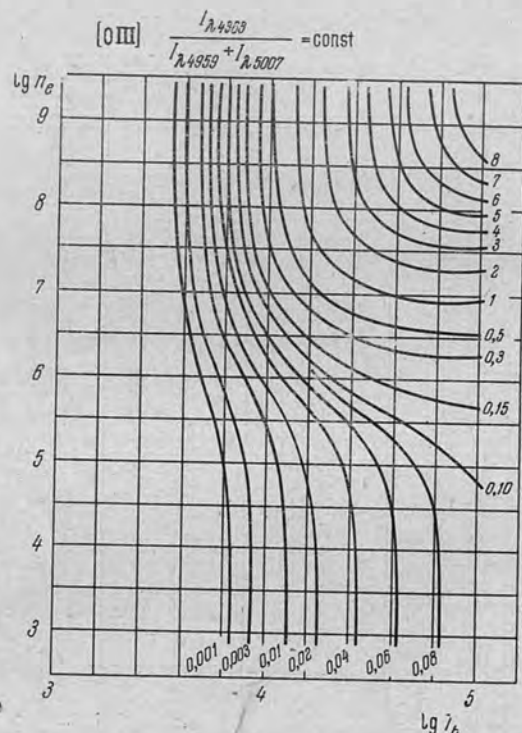


Рис. 52. Кривые равных отношений интенсивностей линий [O III] $I_{4363} / (I_{5007} + I_{4959})$ (Боярчук, Гершберг, Годовников, Проник, 1968).

Ранее были приведены доводы в пользу того, что электронная температура туманностей симбиотических звезд близка к 17000°K . К сожалению, здесь нельзя воспользоваться отношением интенсивностей запрещенных линий для уточнения температуры. Из рис. 52, взятого из работы Боярчука, Гершберга, Годовникова и Проника (1968),

видно, что при $I_{4363} / (I_{5007} + I_{4959}) > 0,1$ величина этого отношения мало зависит от T_e . У симбиотических звезд это отношение равно $\sim 0,3$. Принимая $T_e = 17000^\circ \text{K}$, можно с помощью рис. 52 на основании относительных интенсивностей линий [O III] определить величину электронной концентрации. Найденные этим способом величины n_e для некоторых звезд приведены в табл. 14.

Полученные ранее данные о соотношении интенсивностей излучения различных источников позволяют определить характерный размер и массу светящейся части туманности, точнее, области свечения ионизованного водорода.

Согласно Виллстроу (1965) от нормальной звезды M 3 III, имеющей $m_v = 0,0$, на границу земной атмосферы приходит

$$1,35 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/см}^2 \text{сек } \text{\AA} \text{ у } \lambda = 4360 \text{ \AA}.$$

Средняя абсолютная визуальная величина звезд класса M 3 III равна $M_v = -0,4$. Следовательно, абсолютная монохроматическая светимость нормальной звезды M 3 III

$$L_{M3III} = 2,2 \cdot 10^{31} \text{ эрг/сек } \text{\AA}. \quad (3.3)$$

С другой стороны, светящаяся часть туманности излучает

$$L_{\text{тум}} = n_e n^+ V \epsilon_\lambda \text{ эрг/сек } \text{\AA}, \quad (3.4)$$

где V — ее объем, ϵ_λ — объемный коэффициент эмиссии.

При $T_e = 17000^\circ \text{K}$, $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $\lambda = 4360 \text{ \AA}$ имеем $\epsilon_\lambda = 4,8 \cdot 10^{-30} \text{ эрг/см}^3 \text{сек } \text{\AA}$ (Боярчук, Гершберг и Годовников, 1968).

Из (3.3) и (3.4) получаем

$$n_e^2 V = 4,6 \cdot 10^{60} \frac{L_{\text{тум}}}{L_{M3III}} \text{ см}^{-3} \text{ при } \lambda = 4360 \text{ \AA}. \quad (3.5)$$

Из этого равенства, используя данные табл. 14, можно легко найти массу и размер туманности, предполагая, что она имеет сферическую форму. Результаты приведены также в табл. 14. Следует отметить, что найденные массы туманностей симбиотических звезд в среднем на порядок величины меньше масс планетарных туманностей.

Боярчук (1969) подробно исследовал химический состав восьми симбиотических звезд, перечисленных в табл. 14,

и пришел к выводу, что он не отличается от химического состава солнечной атмосферы.

Горячий компонент. Лишь у одной звезды, AG Peg, в спектре наблюдаются линии горячего компонента. Это широкие эмиссионные линии, совокупность которых позволяет классифицировать горячий компонент как звезду типа Вольфа — Райе WN6; у остальных звезд наличие горячего компонента проявляется лишь в непрерывном спектре.

Для определения температур горячих компонентов можно воспользоваться известным методом Занстра. Предположим, что горячая звезда окружена туманностью или оболочкой, полностью непрозрачной за лаймановским пределом, т. е. при $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Тогда все L_c -кванты, излучаемые звездой, поглотятся туманностью и переизлучаются в виде линий и континуума более высоких серий. Современное состояние комбинационной теории позволяет с высокой точностью рассчитать соотношение между числом поглощенных L_c -квантов и числом излученных квантов в любой линии и любой частоте континуума. Таким образом, сравнивая свечение туманности и звезды в видимой области спектра, мы тем самым можем сравнить излучение звезды в видимой и далекой ультрафиолетовой областях спектра за лаймановским пределом и определить из этого температуру звезды, предполагая, что она излучает как абсолютно черное тело.

Обычно в качестве характеристики излучения туманности используют интенсивность линии H_β . Но в случае симбиотических звезд водородные линии отягощены самопоглощением. Поэтому для определения температуры горячего компонента лучше использовать интенсивность непрерывного излучения туманности. Боярчук (1967b) модифицировал метод Занстра и дал следующую формулу:

$$\varphi(T_{зв}) = 45 \frac{I_{тум}}{I_{зв}}, \quad (3.6)$$

где $\varphi(T_{зв})$ дана в табл. 15, а числовой коэффициент вычислен для $\lambda = 4360$, $T_e = 17000^\circ \text{ K}$, и $n_e > 10^6 \text{ см}^3$.

С использованием данных о $I_{тум}/I_{зв}$ по формуле (3.6) были определены температуры горячих компонентов симбиотических звезд, которые приведены также в табл. 14.

Для Z And (Боярчук, 1967d) и AX Per (Боярчук, 1968b) температура горячего компонента была определена для различных моментов, когда звезды имели различную яркость. В обоих случаях оказалось, что температура горячего компонента возрастает с уменьшением общего блеска звезды.

Зная долю излучения горячего компонента в общем излучении симбиотической звезды для различных моментов времени, можно по ее кривой блеска определить изменение блеска горячего компонента. Для Z And было найдено, что при изменении общего блеска на $\Delta m_{pg} \approx 1^m, 0$ блеск горячего компонента изменился на $\Delta m_{pg} \approx 2^m$ (Боярчук, 1967d). Зная температуру и светимость горячих компонентов, мы можем определить их размеры. Некоторые результаты приведены в табл. 14.

Таблица 15

Значения функции $\varphi(T_{зв})$

$T_{зв} \cdot 10^{-4}$	2	3	4	6	8	10	12	14	16	20
$\varphi(T_{зв})$ для $\lambda = 4360$	0,048	0,43	1,4	5,2	11,2	19,3	29,4	41,3	55,0	87,9

Для Z And определения размеров были сделаны для моментов, когда звезда имела различную яркость. Оказалось, что при увеличении общей яркости звезды увеличиваются размеры горячего компонента и при этом падает его температура. Болومترическая светимость горячего компонента при этих пульсациях остается практически неизменной (Боярчук, 1967d).

Во время больших вспышек излучение горячего компонента в видимой области спектра возрастает настолько, что оно доминирует в общем излучении звезды. При этом его температура падает до $\sim 10000^\circ \text{ K}$ и спектр напоминает спектры звезд типа P Cyg, что свидетельствует о нестабильности поверхностных слоев горячего компонента в этот момент.

Холодный компонент. В спектрах симбиотических звезд в районе $\lambda > 4000 \text{ \AA}$, особенно в моменты

минимумов, хорошо видны признаки холодного компонента. Они позволили определить, что их спектральные классы заключены в пределах G5 III—M7 III.

Кроме линий поглощения, в атмосфере холодного гиганта под действием излучения горячего компонента возникают различные эмиссионные линии, главным образом однажды ионизованных металлов. Об этом свидетельствует периодическое усиление и ослабление этих линий в спектре AG Peg (Меррилл, 1951).

В спектре Z And интенсивность эмиссионных линий заметно менялась при изменении температуры горячего компонента. Изучение этих изменений позволило установить, что эмиссионные линии возникают на высоте $H \approx 10^{11} \text{ см} \approx 0,02 R_{\text{зв}}$ над фотосферой и что электронная концентрация там $n_e \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Расчеты показывают также, что ионизирующее излучение горячего спутника не проникает в более глубокие слои атмосферы холодного гиганта (Боярчук, 1967d). На Солнце в этом месте располагается переходная зона между короной и хромосферой.

Следует отметить, что не все симбиотические звезды имеют в спектрах эмиссионные линии однажды ионизованных металлов. Они не наблюдаются у тех звезд, которые имеют холодные компоненты более горячие, чем звезды класса M, например, AG Dra и VV 8. Вероятно, причиной этого является тот факт, что атмосферы гигантов G и K имеют большую плотность, чем атмосферы гигантов класса M (Аллер, 1960).

Интересно исследовать поведение холодного компонента во время вспышек симбиотических звезд. Боярчук (1967d) определил долю излучения холодного компонента в общем излучении Z And для различных моментов. В сочетании с кривой блеска это дало возможность определить, что изменения блеска холодного компонента не выходят за пределы точности определения доли излучения, т. е. $0^m,5$. Исследуя изменения блеска Z And, Белякина (1968b) также пришла к выводу о том, что блеск холодного компонента в течение 1962—1967 гг. практически не менялся. Исследования непрерывного спектра AX Peg в 1964 и 1965 гг., когда блеск звезды различался на $0^m,7$, позволяющий сделать вывод об отсутствии заметных изменений яркости холодного компонента (Боярчук, 1968b). Можно предполагать, что и

у других симбиотических звезд холодный компонент не испытывает заметных изменений.

Боярчук (1967a, 1968b) оценил расстояние между компонентами некоторых звезд, предположив, что массы их холодных компонентов равны $\sim 8 M_{\odot}$, т. е. массе нормального гиганта класса M3 III. Из кривых лучевой скорости следует, что масса горячего компонента примерно в четыре раза меньше. Согласно третьему закону Кеплера имеем

$$a_1 + a_2 = P^{1/3} (M_1 + M_2)^{1/3}. \quad (3.7)$$

Подставляя $M_1 + M_2 = 10 M_{\odot}$ и значения периода, находим, что расстояния между компонентами равны $5,5 \cdot 10^{13}$, $3 \cdot 10^{13}$ и $4,4 \cdot 10^{13} \text{ см}$ соответственно у AG Peg, RWHya и BF Cyg. На основании точного решения кривой лучевых скоростей Меррилл (1950b) нашел для R Aqr $(a_1 + a_2) \sin i = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}$. Отсутствие данных о лучевых скоростях не позволяет определить расстояние между компонентами для других симбиотических звезд, но поскольку масса слабо влияет на результат, то, судя по периоду, расстояние не отличается сильно от $4 \cdot 10^{13} \text{ см}$.

Таким образом, результаты наблюдений спектров и блеска симбиотических звезд хорошо согласуются со следующей моделью: симбиотические звезды являются двойными, состоящими из нормального холодного гиганта (G5 III—M7 III), блеск которого не испытывает заметных изменений, и горячего карлика, $T \sim 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, $M_v \approx +2^m$, блеск которого меняется в пределах до 5^m , обуславливая наблюдаемое изменение блеска симбиотических звезд. Расстояние между компонентами составляет $\sim 4 \cdot 10^{13} \text{ см}$. Оба компонента окружены компактной туманностью с $n_e \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 17000 \text{ }^\circ\text{K}$, $R \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}$ и $M \sim 10^{-3} M_{\odot}$.

§ 5. Пространственно-кинематические характеристики симбиотических звезд и вопросы их эволюции

Таблицы 10 и 11 содержат 37 симбиотических объектов. Такого количества недостаточно, чтобы сделать окончательные выводы о пространственно-кинематическом распределении симбиотических звезд, и излагаемые ниже результаты носят предварительный характер.

Оценим общее число симбиотических звезд в Галактике. Предположим, что все симбиотические звезды ярче 13^m в минимуме попали в табл. 10. Предположим также, что величина межзвездного поглощения равна в среднем $A_{pg} = 1^m,5$ и что половина излучения возникает в атмосфере

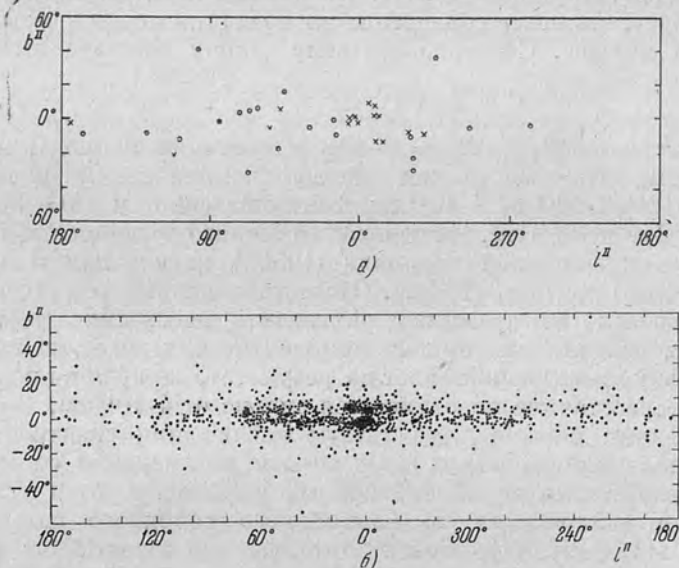


Рис. 53. Видимое распределение симбиотических звезд (а) и планетарных туманностей (б). Точками обозначено положение звезд из табл. 10, крестиками — из табл. 11.

холодного гиганта с $M_{pg} \approx +1^m$. Тогда в пределах 2 кпс от Солнца будут находиться 14 из 37 симбиотических звезд. Если они распределены равномерно в плоскости Галактики, то общее число симбиотических звезд составит $\sim 10^3$. Конечно, эта оценка довольно грубая, но тот факт, что симбиотические звезды редки, не подлежит сомнению.

На рис. 53, а представлено видимое распределение симбиотических звезд на плоскости (l^II , b^II). За небольшим исключением симбиотические звезды сосредоточены в зоне $b^II = \pm 20^\circ$. На рис. 53, б приведено видимое распределе-

ние планетарных туманностей согласно Переку и Когоутеку (1967).

Далее для исследования распределения симбиотических звезд в галактической плоскости и по Z -координате необходимо знать расстояние до звезд. Если вновь предположим, что холодный компонент имеет светимость нормального гиганта и излучает половину излучения симбиотической звезды, то тогда расстояние легко вычислить по формуле

$$\lg r = 0,2(m_{\text{симб. зв}} + 0,7 - A - M_{\text{хол. комп}}) + 1. \quad (3.8)$$

Величину межзвездного поглощения A можно найти с помощью таблиц Шарова (1963). На рис. 54 и 55 представлено распределение симбиотических звезд в галактической

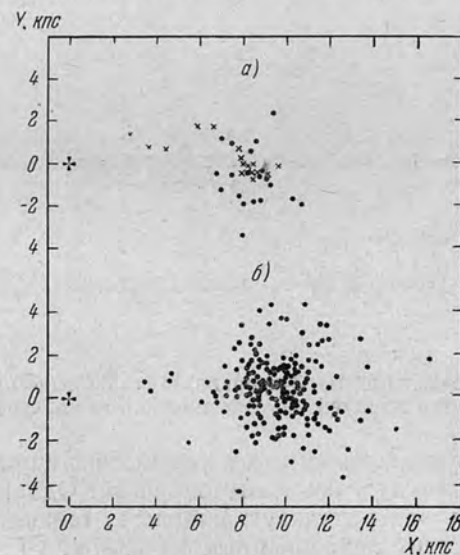


Рис. 54. Распределение в плоскости Галактики симбиотических звезд (а) и планетарных туманностей (б). Обозначения те же, что и на рис. 53.

плоскости и по Z -координате. Там же для сравнения приведены аналогичные распределения планетарных туманностей (Минковский, 1964).

Из рисунков 53—55 видно, что симбиотические звезды и планетарные туманности имеют близкие пространственные распределения. Обе группы объектов заметно концентрируются к плоскости Галактики и не показывают концентрации к центру Галактики.

При рассмотрении лучевых скоростей затруднения возникают из-за того, что лучевые скорости симбиотических

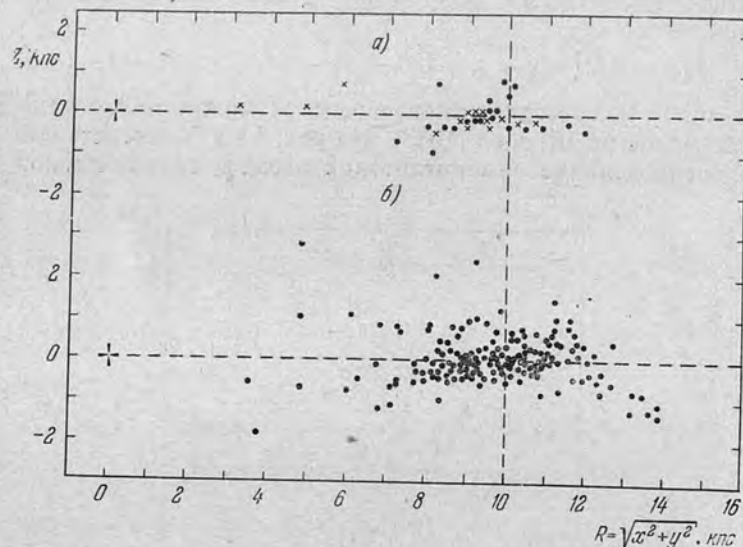


Рис. 55. Распределение по Z-координате симбиотических звезд (а) и планетарных туманностей (б). Обозначения те же, что и на рис. 53.

звезд являются переменными и линии различных элементов дают различную величину скорости. Однако если мы будем использовать лучевую скорость, определенную по линиям одинажды ионизованных металлов, то возможная ошибка не превышает 10 км/сек, поскольку движение более массивного холодного компонента лучше отражает движение центра масс системы.

На рис. 56, а нанесены лучевые скорости отдельных симбиотических звезд в зависимости от галактической долготы. К сожалению, лучевые скорости измерены лишь для небольшого числа симбиотических звезд, что не поз-

воляет провести подробное исследование распределения скоростей этих объектов. Можно лишь отметить, что большинство звезд имеет небольшие скорости, хотя имеются звезды, скорость которых превосходит 100 км/сек.

На рис. 56, б представлено распределение лучевых скоростей планетарных туманностей (Перек, 1968). Перек (1968) отметил, что лучевые скорости объектов, движущихся по круговым галактическим орбитам, должны находиться в области, ограниченной двумя кривыми. Синусоида

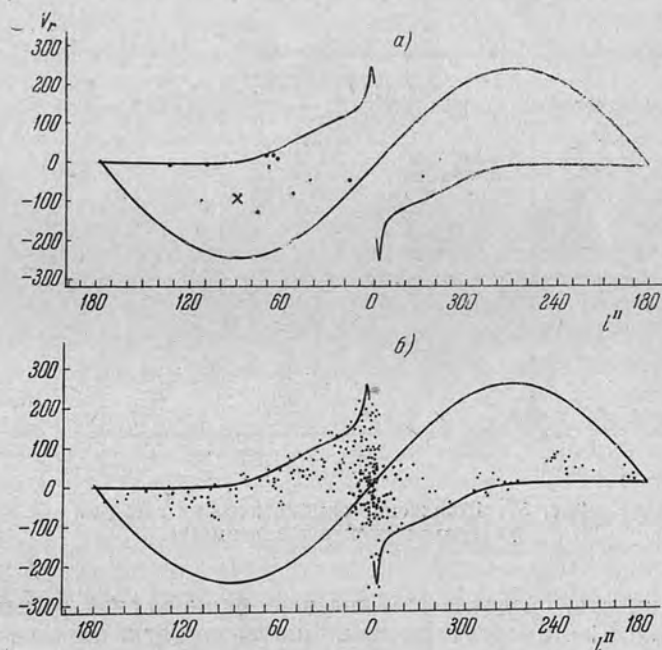


Рис. 56. Распределение по галактической долготе лучевых скоростей симбиотических звезд (а) и планетарных туманностей (б). Обозначения те же, что и на рис. 53.

отражает движение Солнца вокруг центра Галактики, а другая кривая дает максимальное значение возможной остаточной лучевой скорости по отношению к Солнцу. В целом распределении лучевых скоростей симбиотических

звезд похоже на распределение скоростей планетарных туманностей.

Собственные движения известны лишь для нескольких симбиотических звезд, и поэтому в настоящее время невозможно их статистическое рассмотрение. Можно лишь отметить, что они чрезвычайно малы.

Рассмотрим положение компонентов симбиотических звезд на диаграмме спектр — светимость. Поскольку мы не имеем возможности определить светимость холодного компонента каждой звезды, будем считать, что они имеют

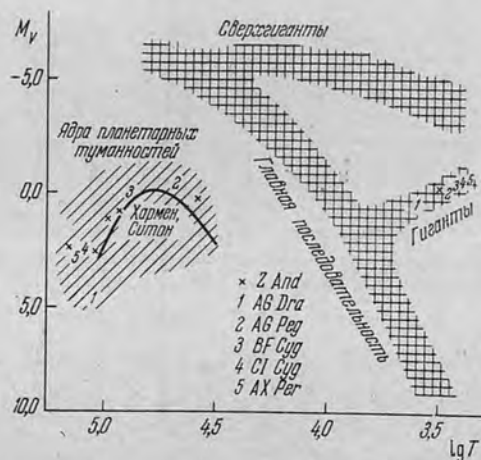


Рис. 57. Положение симбиотических звезд на диаграмме спектр — светимость.

светимость, среднюю для гигантов данного спектрального класса. Светимость горячих компонентов легко определить, зная относительные доли излучения компонентов в непрерывном спектре. Используя данные табл. 14, мы нанесли положение горячих компонентов на диаграмму спектр — светимость (рис. 57), причем для Z And имеются данные для разных фаз (Боярчук 1967d). На рис. 57 показано также положение ядер планетарных туманностей, согласно Харману и Ситону (1964). Следует отметить, что при нанесении положения как горячих компонентов симбиотических

звезд, так и ядер планетарных туманностей, была использована заностровская температура, определенная по спектру водорода.

Из рис. 57 видно, что все горячие компоненты симбиотических звезд попадают в район расположения ядер планетарных туманностей.

Таким образом, можно заключить, что ядра планетарных туманностей и горячие компоненты симбиотических звезд, по-видимому, являются родственными объектами. И те, и другие имеют вокруг себя газовые туманности. Обе группы объектов имеют одинаковые пространственно-кинематические характеристики и одинаковое положение на диаграмме спектр — светимость.

Если считать, что ядра планетарных туманностей являются обязательной эволюционной стадией звезды определенной массы, то симбиотическую звезду можно рассматривать как двойную, у которой первоначально более массивный компонент уже проэволюционировал до стадии ядра планетарной туманности, а первоначально менее массивный компонент еще находится в стадии холодного гиганта. Поскольку расстояние между компонентами велико по сравнению с размерами компонентов, то можно считать, что их эволюция не отличается заметно от эволюции одиночных звезд.

Этот вывод можно подтвердить следующим соображением. Хорошо известно, что среди звезд большую долю составляют двойные: по разным оценкам она колеблется в пределах 20% — 40%. Между тем среди тысячи известных планетарных туманностей только для одной, NGC 1514, приведены соображения о возможной двойственности ядра (Когоутек, 1967). Даже если только у 50 из 1000 планетарных туманностей ядра изучены достаточно подробно, мы должны были бы обнаружить двойственность ~ 10 ядер. Таким образом, двойственность у ядер планетарных туманностей встречается значительно реже, чем у обычных звезд. Это означает, что стадия «планетарная туманность» у многих двойных звезд выглядит по-другому, чем у одиночных. При определенных условиях она будет иметь форму симбиотической звезды.

Число звезд, находящихся на определенном этапе эволюции, пропорционально времени жизни в этом состоя-

нии и числу звезд, вступающих в этот этап. Если предположить, что времена жизни стадии «симбиотическая звезда» и стадии «планетарная туманность» примерно одинаковы, то из отношения числа симбиотических звезд (10^3) и числа планетарных туманностей (10^4) следует, что только десятая часть звезд проходит стадию «планетарная туманность» в виде симбиотической звезды. Это значительно меньше, чем доля двойных звезд. Но здесь следует иметь в виду, что, вероятно, тесные двойные вообще могут не иметь эволюционной стадии «планетарная туманность». Если холодный компонент является звездой главной последовательности, то из-за низкой светимости его нельзя будет обнаружить по спектральным исследованиям. Далее, если масса туманности симбиотической звезды будет равна массе планетарной туманности, т. е. превышать в 10—100 раз значения табл. 14, то сильное непрерывное излучение туманности не позволит обнаружить существование холодного компонента. Спектр такой симбиотической звезды трудно отличить от звездобразной планетарной туманности.

К сожалению, сведений о распределении масс и расстояний между компонентами двойных звезд сейчас недостаточно для того, чтобы определить, какая доля звезд имеет благоприятные условия стать на определенном этапе эволюции симбиотическими звездами.

§ 6. Заключение

Наблюдения и их теоретическая интерпретация, выполненные до настоящего времени, позволили развить в общих чертах представление о симбиотических звездах как о двойных системах.

Известны характеристики компонентов и сопутствующей им туманности. Указано в общих чертах место симбиотических звезд среди других звезд. Однако многие детали остались еще не выясненными. В связи с этим возникает целый ряд наблюдательных и теоретических задач. Перечислим некоторые из них.

Имеющиеся сейчас сведения о пространственно-кинематических свойствах симбиотических звезд основаны на небольшом материале и для его увеличения необходимо ор-

ганизовать поиск новых симбиотических звезд. В первую очередь следует исследовать звездобразные планетарные туманности и звезды, обладающие сильной эмиссией в H_α .

Особенно большое значение имеет поиск объектов, которые занимали бы промежуточное положение между известными сейчас симбиотическими звездами и планетарными туманностями. Крайне желательно произвести измерение лучевых скоростей.

Основной проблемой теории симбиотических звезд является исследование причины механизма вспышек горячего компонента. Сейчас не известно даже, связана ли его неустойчивость с двойственностью звезды. Об этом можно думать на основании того, что многие нестационарные звезды (SS Cyg, UV Cet, новые и т. д.) являются двойными. С другой стороны, возможно, неустойчивость горячего компонента связана с его положением на диаграмме спектр — светимость. Ведь в это же место попадают и другие нестационарные объекты, такие, как ядра планетарных туманностей и горячие компоненты некоторых новых звезд.

Совершенно не разработан вопрос об образовании туманности. Следует отметить, что подобная проблема не решена также и в случае классических планетарных туманностей.

Много нерешенных задач осталось и в проблеме свечения эмиссионных линий. В частности, еще не выяснен механизм возбуждения линий [Fe II] и [Fe III], не произведены расчеты относительных интенсивностей линий He I для среды, непрозрачной в частотах наблюдаемых линий.

Решение перечисленных задач позволит существенно уточнить наши представления о симбиотических звездах.

ЛИТЕРАТУРА

- А л л е р, 1954a — Aller L. H., Publ. Dom Aph. Obs. Victoria 9, 324.
А л л е р, 1954b — Aller L. H., Astrophysics, vol. 2, New York.
Русск. перевод: Астрофизика, том 2, ИЛ, 1957.
А л л е р, 1960, Звездные атмосферы, ред. Гринстейн, ст. 237, ИЛ, Москва.
Б а й д е л ь м а н, 1954 — Bidelman W. P., Ap. J Suppl. 1, N 7

- Байдельман, Стефенсон, 1956 — Bidelman W. P., Stephenson Ch. B., *PASP* 68, 152.
 Белякина Т. С., 1965а, Изв. КрАО 33, 226.
 Белякина Т. С., 1965b, Изв. КрАО 34, 100.
 Белякина Т. С., 1966, *Астрофизика* 2, 115.
 Белякина Т. С., 1968а, *АЖ* 45, № 1.
 Белякина Т. С., 1968b, Изв. КрАО 38, 172.
 Белякина Т. С., 1970а, *Астрофизика* 6, 49.
 Белякина Т. С., 1970b, Изв. КрАО 41—42 (в печати).
 Белякина Т. С., Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., 1963, Изв. КрАО 30, 25.
 Боярчук А. А., 1966а, *Астрофизика* 2, 101.
 Боярчук А. А., 1966b, *АЖ* 43, 976.
 Боярчук А. А., 1967а, *АЖ* 44, 12.
 Боярчук А. А., 1967b, *Астрофизика* 3, 203.
 Боярчук А. А., 1967с, Изв. КрАО 38, 155.
 Боярчук А. А., 1967d, *АЖ* 44, 1016.
 Боярчук А. А., 1968а, *Астрофизика* 4, 191.
 Боярчук А. А., 1968b, Изв. КрАО 39, 124.
 Боярчук А. А., 1968с, Докторская диссертация, Пулково.
 Боярчук А. А., 1969, Изв. КрАО 41—42 (в печати).
 Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Годовников Н. В., 1968, Изв. КрАО 38, 208.
 Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Годовников Н. В., Проник В. И., 1968, Изв. КрАО 39, 137.
 Вахман, 1961 — Wachmann A. A., *Astr. Abhand. Hamburger Sternwarte* 4, N 1.
 Вебстер, 1966 — Webster L. B., *PASP* 78, 136.
 Венцель, 1956 — Wenzel W., *M. V. S.* 227.
 Виллстроп, 1965 — Willstrop R. V., *Mem. P. A. S.* 69, 83.
 Вилсон, 1950 — Wilson R. E., *PASP* 62, 14.
 Воронцов-Вельяминов Б. А., 1962, *Сообщ. ГАИШ* 118, 3.
 Дейч, 1956 — Deutsch A., *PASP* 68, 308.
 Дженкинс, 1952 — Jenkins L. F., *General Catalogue of Trigonometric stellar Parallaxes*, New Haven.
 Ерлексова Г. Е., 1964, *Бюлл. Ин-та АН Тадж. ССР* 37, 43.
 Жози, 1955 — Gauzit J., *Ann. d'Aph.* 18, 354.
 Когоутек, 1967 — Kohoutek L., *BAC* 18, 103.
 Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1958, «Общий каталог переменных звезд», «Наука».
 Каннон, 1905 — Cannon N., *Harvard Ann.* 76, 31.
 Линдсей, 1932 — Lindsay E. M., *НОВ*, 888, 22.
 Лундмарк 1921 — Lundmark K., *A. N.* 113, 94.
 Меррилл, 1929 — Merrill P. W., *ApJ* 69, 330.
 Меррилл, 1932 — Merrill P. W., *ApJ* 75, 413.
 Меррилл, 1933 — Merrill P. W., *ApJ* 77, 44.
 Меррилл, 1935 — Merrill P. W., *ApJ* 81, 169.
 Меррилл, 1943 — Merrill P. W., *ApJ* 98, 473.
 Меррилл, 1944 — Merrill P. W., *ApJ* 99, 481.

- Меррилл, 1950а — Merrill P. W., *ApJ* 111, 484.
 Меррилл, 1950b — Merrill P. W., *ApJ* 112, 514.
 Меррилл, 1951 — Merrill P. W., *ApJ* 113, 605.
 Меррилл, 1958 — Merrill P. W., «Etoiles a Raies d'Emission», Liege, 436.
 Меррилл, Барвелл, 1950 — Merrill P. W., Burwell C. C., *Ap. J.* 112, 72.
 Мейалл, 1963 — Meyall M., *Quart. Bull. of AAVSO* 25, 26.
 Минковский, 1964 — Minkowski R., *PASP* 76, 197.
 Мирзоян Л. В., 1956, *Сообщ. Бюраканск. обс.* 19, 43.
 О'Делл, 1966 — O'Dell C. R., *ApJ.* 145, 487.
 Пейн-Гапошкина, 1946 — Payne-Gaposchkin C., *Ap. J.* 104, 364.
 Пейн-Гапошкина, 1957 — Payne-Gaposchkin C., *The Galactic novae*, Amsterdam, стр. 216.
 Перек, 1968 — Perek L., *Symp. «Planetary Nebulae»*, Tatranska Lomniza, 1967.
 Перек и Когоутек, 1967 — Perek L., Kohoutek L., *Catalogue Planetary Nebulae*, Academia, Praha.
 Пикельнер С. Б., 1950, Изв. КрАО 5, 34.
 Пласскетт, 1928 — Plaskett H. H., *Publ. Dom. Aph. Obs.* 4, 119.
 Прагер, 1941 — Prager R., *Pop. Astron.* 45, 445.
 Размадзе Н. А., 1960, *АЖ* 37, 342.
 Романо, 1960 — Romano G., *Publ. Osser. Astr. Padova*, N 119.
 Романо, 1966 — Romano G., *Mem. Soc. Astr. Ital.* 37, N 3.
 Сахаде, 1949 — Sahade G., *ApJ* 109, 541.
 Сахаде, 1960 — Sahade G., *Stellar Atmospheres* Greenstein, J. L. ed., Chicago, стр. 494.
 Сахаде, 1965 — Sahade G., *3rd Colloquium on variable stars*, Bamberg, стр. 140.
 Свингс и Струве, 1940 — Swings P., Struve O., *ApJ* 91, 546.
 Свингс и Струве, 1941а — Swings P., Struve O., *ApJ* 93, 356.
 Свингс и Струве, 1941b — Swings P., Struve O., *ApJ* 94, 291.
 Свингс и Струве, 1945 — Swings P., Struve O., *ApJ* 101, 224.
 Суоп, 1940 — Swope H. H., *N. A.* 109, N 1.
 Соболев В. В., 1947, *Движущиеся оболочки звезд*, ЛГУ.
 Сэндиг, 1950 — Sandig H. U., *A. N.* 278, 187.
 Сэнфорд, 1944 — Sanford R. F., *PASP* 56, 122.
 Тифф, Гринштейн, 1958 — Tift W. E., Greenstein J. L., *ApJ* 127, 160.
 Теккерей, 1954 — Thackeray A. D., *Obs.* 74, 257.
 Хаммер, 1963 — Hummer D. G., *M. N.*, 125, 461.
 Харман, Ситон, 1964 — Harman R. J., Seaton M. J., *ApJ* 140, 824.
 Хенайз, 1952 — Henize K. G., *Ap J* 115, 133.

- Херби́г, 1950 — Herbig G. H., PASP, 62, 211.
 Херби́г, 1960 — Herbig G. H., ApJ 131, 632.
 Херби́г, 1965 — Herbig G. H., 3rd Colloquium on variable stars, Bamberg, p. 140.
 Химпель, 1942 — Himpel K., Beobacht. Zirc. 24, 53.
 Хогг, 1934 — Hogg F. S., PAAS 8, 14.
 Шаров А. С., 1960, ПЗ 13, 54.
 Шаров А. С., 1963, АЖ 40, 900.
 Шайн Г. А., 1945, Изв. АН СССР, сер. физ. 9, 161.
 Шкловский И. С., 1962, Физика солнечной короны, Физматгиз.
 Элли, 1941 — Elvey, ApJ 94, 140.
 Яккиа, 1941 — Jacchia L., Н. О. В. 912.

ЗВЕЗДЫ ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ

М. Е. Боярчук

§ 1. Введение

К звездам типа R CrB относятся переменные, блеск которых временами без всякой периодичности ослабевает на $1^m,0$ — $9^m,0$, а затем постепенно возвращается к своему первоначальному значению. Указанный фотометрический признак пока является единственным для отнесения звезды к типу R CrB.

В «Общем каталоге переменных звезд» и двух его дополнениях (Кукаркин и др., 1958, 1960, 1967) содержатся 43 звезды типа R CrB, причем для 17 из них существуют сомнения относительно определения типа переменности. Пейн-Гапошкина (1963) считает, что таких объектов около 30. Таким образом, звезды типа R CrB в нашей Галактике довольно редки.

Из 26 звезд, уверенно отнесенных к типу R CrB, только для 12 определены спектральные классы. Наиболее горячей является сама R CrB (F7, $T = 6600^\circ \text{K}$), а наиболее холодной — RS Tel (R8, $T = 2500^\circ \text{K}$). Остальные десять звезд распределены более или менее равномерно в этих пределах. Среди 17 звезд, принадлежность которых к типу R CrB еще не установлена окончательно, только для трех известны спектральные классы. VZ Sgr имеет класс B8, что соответствует температуре 15000°K . Спектральный класс ρ Cas F8 Ia⁺, а DZ And — R. Следовательно, группа звезд типа R CrB охватывает довольно большой диапазон спектральных классов от R8 до F7 и, возможно, простирается еще дальше в сторону горячих звезд, до В или О.

Сведения об абсолютных величинах весьма скудны. Только для самой R CrB был измерен тригонометрический

параллакс: $\pi = 0",012 \pm 0,006$ (Дженкинс, 1963). Используя значение $m_v = 5^m,8$ для нормального состояния R CrB, находим $M_v = +1^m,2 \pm 1^m,0$. С другой стороны, имеется ряд косвенных доводов в пользу того, что переменные типа R CrB имеют более высокую светимость. Так, Берман (1935) и Сирл (1961), изучая саму R CrB, и Данцигер (1965),

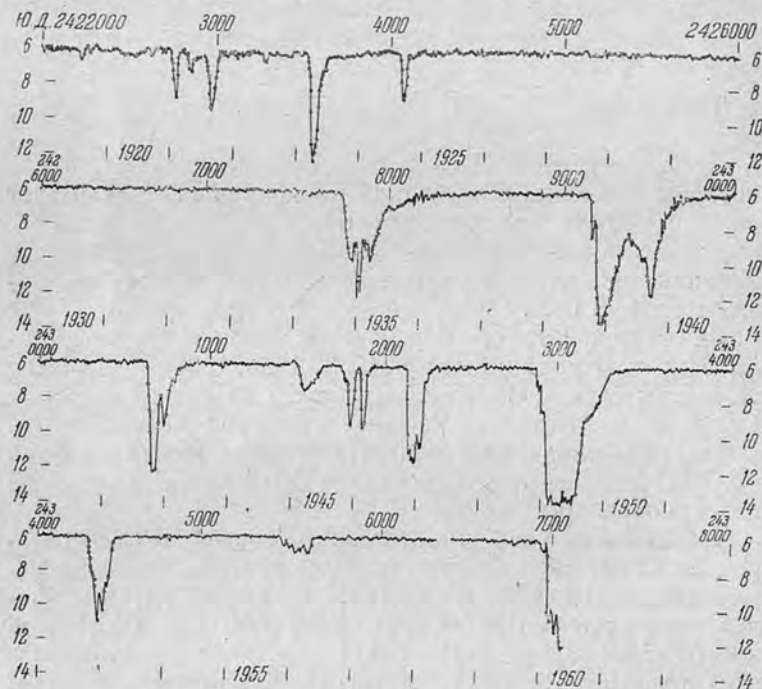


Рис. 58. Кривая блеска R CrB в 1920—1960 гг. (Мейалл, 1960)

изучая RY Sgr, обнаружили, что плотности их атмосфер малы и сравнимы с плотностью атмосфер сверхгигантов соответствующих классов. То же самое обнаружила Боярчук (1965) для ρ Cas. Низкую плотность атмосфер можно рассматривать как некоторое свидетельство в пользу высокой светимости звезд типа R CrB. Фист (1956) обнаружил, что W Men принадлежит большому Магелланову Облаку

и ее абсолютная величина $M = -5^m,0$. Далее, SY Sgr имеет спутник, расположенный на расстоянии $12''$. Судя по положению на двухцветной диаграмме, он является звездой главной последовательности (Фист, 1969). Если рассматриваемая пара является физически двойной системой, то SY Sgr имеет $M = -4^m,0$. Таким образом, по видимому, звезды типа R CrB имеют высокую светимость и принадлежат гигантам Ib, хотя этот вопрос еще нуждается в дальнейших исследованиях.

По пространственно-кинематическим характеристикам звезды типа R CrB, видимо, принадлежат к промежуточной подсистеме (Варнер, 1967).

Наиболее полная кривая блеска для R CrB за 117 лет (с 1843 г. по 1960 г.) была составлена Мейалл (1960). На рис. 58 представлены изменения блеска R CrB в течение 40 лет. Мы видим, что звезда, как правило, находится в одном из двух состояний: в нормальном, при максимальном блеске, когда ее характеристики мало меняются, и в активном, при значительном падении яркости. Оба состояния характеризуются не только фотометрическими изменениями, но и спектральными. Подобная картина наблюдается и у других звезд типа R CrB. Рассмотрим обе стадии подробнее. Следует отметить, что сравнительно детально исследованы лишь немногие звезды.

§ 2. Нормальное состояние

В этой фазе переменные типа R CrB меняют свой блеск неправильным образом в небольших пределах $0^m,1-0^m,3$. У RY Sgr обнаружены изменения в цвете $B-V$ между $0^m,40$ и $0^m,72$ в течение одного месяца (Данцигер, 1965). Спектры звезды типа R CrB похожи на спектры сверхгигантов соответствующих классов. Но имеются и заметные различия:

а) Линии водорода настолько слабы, что они вообще не видны на спектрограммах малой дисперсии. В спектрах отсутствует полоса G молекулы CN.

б) Заметно усилены полосы Свана молекулы C_2 . Наблюдаются линии C I вблизи $\lambda 4770$.

Эти различия дают основание полагать, что атмосферы переменных типа R CrB богаты углеродом и бедны водородом.

дом. Такой вывод был подтвержден количественным анализом высокодисперсионных спектрограмм, который выполнен пока лишь для двух звезд: R CrB (Берман, 1935; Сирл, 1961) и RY Sgr (Данцигер, 1965). В табл. 16 приведены некоторые результаты их анализа. Данные о содержании гелия и лития в атмосфере R CrB взяты из работы Кина и Гринстейна (1963). Химический состав атмосфер этих

Таблица 16

Химический состав атмосфер звезд типа R CrB

	R CrB Сирл (1961)	RY Sgr Данцигер (1965)	Солнце
H	9,0	8,8	12,0
He	12,8		11,2
Li	4,5		0,9
C	10,1	10,2	8,7
N	9,1	8,0	8,0
O		8,4	9,0
Mg	7,6	7,2	7,4
Sc	3,2	3,0	2,8
Ti	4,9	4,9	4,7
Cr	5,5	5,4	5,4
Fe	6,5	6,6	6,6
Ba	2,1	1,6	2,1

переменных звезд и Солнца сильно различается. Наиболее распространенным элементом в атмосферах звезд типа R CrB является гелий, а не водород, как у нормальных звезд.

Следует отметить также, что R CrB и RY Sgr имеют огромный избыток Li, C и N и недостаток водорода по сравнению с Солнцем. Подозревается также дефицит кислорода. Относительное содержание элементов более тяжелых, чем магний, не отличается от солнечного. В спектрах звезд R CrB и RY Sgr не удалось обнаружить полосу $C^{13}C^{12} \lambda 4744,7$ (Шайн, 1942; Сирл, 1961; Данцигер,

1965). На этом основании Данцигер (1965) считает, что нижняя граница отношения $C^{12} : C^{13} = 50$.

Вследствие больших аномалий химического состава коэффициент непрозрачности атмосфер R CrB и RY Sgr определяется фотоионизациями нейтрального углерода, а не водородом, как в атмосферах обычных звезд.

§ 3. Активное состояние

В этой фазе переменные R CrB меняют свой блеск сразу на несколько величин, порядка $6^m,0 - 8^m,0$. Сейчас мы располагаем очень скудной информацией об изменении спектральных характеристик переменных R CrB во время падения и подъема блеска. Изучено только три минимума у самой R CrB: в 1923 г. (Джой и Хьюмассон, 1923), в 1948 г. (Хербиг, 1949) и в 1960 г. (Пейн-Гапошкина, 1963) и лишь один у RY Sgr (Фист, 1969). Поскольку спектральные характеристики во время этих минимумов менялись приблизительно одинаково, ниже мы опишем некий средний минимум.

Наблюдения звезд типа R CrB не позволили обнаружить каких-либо закономерностей в моментах спада блеска к минимуму. Эти минимумы имеют различную глубину, продолжительность и форму. Установлено, что в большинстве случаев падение блеска происходит быстрее, чем последующий подъем. Во время глубоких минимумов блеск звезд испытывает неправильные колебания с амплитудой порядка $1^m,0$ за время в несколько десятков дней.

На рис. 59 показано изменение блеска RY Sgr в системе UVV во время минимума 1967—1968 гг. (Фист, 1969). Видно, что как падение яркости, так и подъем не проходит монотонно — наблюдается большое число вторичных вариаций яркости.

Падение яркости сопровождается сложными изменениями цвета звезды (рис. 59, слева). В конце первого быстрого падения яркости на $\Delta m = 4^m,0$, т. е. до $V = 10^m,5$ звезда была довольно голубой. Затем, при вторичном максимуме и последующем падении яркости происходило непрерывное покраснение звезды как в $B-V$, так и в $U-B$. Примерно в середине падения блеска покраснение RY Sgr прекратилось, а при подходе к главному минимуму звезда

вновь начала становиться более голубой. Во время падения яркости RY Sgr не существует однозначной зависимости между ее блеском и величинами $U - B$ и $B - V$ (Фист, 1969). Кривая возрастания блеска (рис. 59, справа)

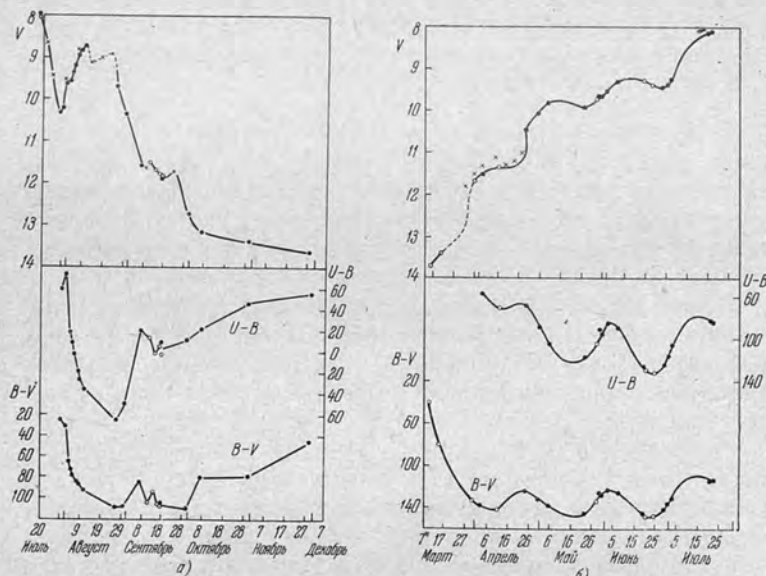


Рис. 59. Изменение блеска RY Sgr во время падения блеска в 1967 г. (слева) и во время подъема блеска в 1968 г. (справа) (Фист, 1969).

имеет несколько волн. Вторичные колебания блеска сопровождаются изменениями цвета. В общем наблюдается закономерность: чем ярче RY Sgr, тем она краснее. Фист (1969) показал, что на двуцветной диаграмме RY Sgr лежит всегда выше положения нормальных звезд на $0^m,2 - 0^m,8$, что свидетельствует о более мощном ультрафиолетовом излучении по сравнению с нормальными звездами.

Пейн-Гапошкина (1963) приводит измерения непрерывного спектра, выполненные Оком для минимума R CgV 1960 г. (рис. 60). Из этого рисунка следует, что звезда в минимуме блеска более холодная, чем в нормальном состоянии.

Таким образом, сейчас еще трудно дать общую картину изменения цвета и непрерывного спектра звезд типа R CgV во время падения яркости. Наблюдаемые цвета, по-видимому, существенно искажаются линейчатой эмиссией, переменной интенсивности.

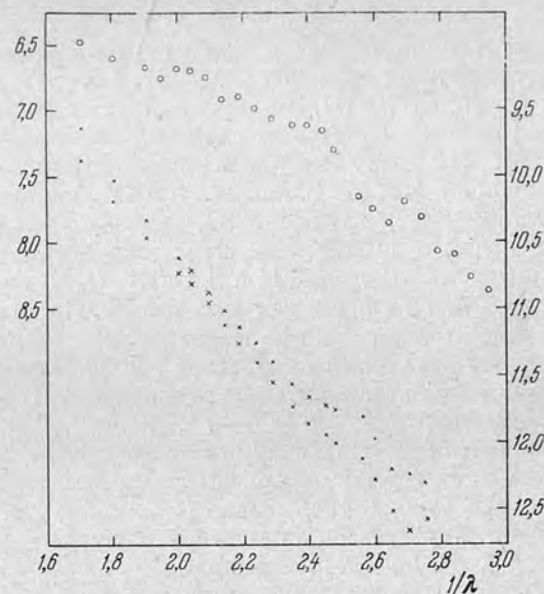


Рис. 60. Фотоэлектрическая запись спектра R CgV, сделанная Оком. Круги соответствуют максимуму блеска (шкала слева), крестики — минимуму блеска 17—18 марта 1960 г. (шкала справа). Ординаты — $2,5 \lg I_\nu + \text{const}$ (Пейн-Гапошкина, 1963).

Во время падения и возрастания яркости переменных типа R CgV происходят существенные изменения их спектральных характеристик, которые несколько отличаются для различных минимумов, но общая тенденция такова. Как уже отмечалось, в нормальном состоянии исследуемые звезды имеют чисто абсорбционные спектры. Эти спектры остаются практически неизменными вплоть до падения яркости до $3^m,0$, когда у них начинают появляться эмис-

сионные линии. Это линии H и K Ca II, He I λ 3889, затем по мере усиления эмиссии появляются и линии других элементов: Sc II, Ti II, Ca I, Sr II и др. В красной области видны эмиссионные линии D₁ и D₂ Na I. Наблюдаются также в эмиссии полосы CN. Наибольшей интенсивности по отношению к континууму эмиссионные линии достигают в минимуме блеска, хотя их абсолютная интенсивность постепенно падает с момента появления. Хербиг (1949) обнаружил эмиссию у λ 3727, которую он отождествил с линией [O II]. Во время других минимумов эта эмиссия не была обнаружена (Пейн-Гапошкина, 1963; Фист, 1969). Ни разу не была зарегистрирована ни одна эмиссионная линия водорода. Поиски других эмиссионных линий He I, кроме λ 3889, также не увенчались успехом. Эмиссионные линии имеют разную ширину. Пять наиболее интенсивных линий H и K Ca II, D₁ и D₂ Na I и He I λ 3889 намного шире остальных линий. Состав спектра поглощения практически не меняется. Во время появления эмиссионных линий начинается ослабление спектра поглощения. Линии становятся мельче и шире. При значительном падении блеска, $\Delta m = 6-7^m$, удается обнаружить лишь следы самых сильных линий поглощения, соотношение которых дает тот же самый спектральный класс, что и в максимуме (Хербиг, 1949). Фист (1969) обнаружил при фазе $\Delta m = 4^m,5$ у RY Sgr сильный континуум, который простирался в сторону коротких длин волн от λ 4000 Å. При дальнейшем падении яркости звезды этот континуум исчез. Следует отметить, что эмиссионные линии Fe II в спектрах звезд типа R CrB слабы по сравнению с линиями Ti II и Sc II или даже не видны совсем, в то время как в спектрах других переменных обычно линии Fe II намного сильнее линий других металлов.

Наблюдения спектров во время подъема блеска были сделаны только для минимума 1968 RY Sgr (Фист, 1969). С возрастанием блеска ослабевали эмиссионные линии и спектр звезды стал нормальным еще при фазе $\Delta m = 5^m,0$, т. е. еще задолго до нормального состояния блеска.

Хербиг (1949) и Пейн-Гапошкина (1963) нашли, что во время минимумов блеска R CrB эмиссионные линии были смещены в коротковолновую сторону по сравнению с линиями поглощения на ~ 10 км/сек.

Таким образом, изменение характеристик звезд типа R CrB во время минимумов коренным образом отличается от тех изменений, которые наблюдаются при вариациях блеска других переменных.

Следует отметить, что не известно, в какой мере можно распространять результаты изучения только двух звезд, RY Sgr и R CrB, на другие переменные типа R CrB. Возможно, при детальном фотометрическом и спектроскопическом изучении часть звезд, считающихся сейчас переменными типа R CrB, будет отнесена к другим типам переменных. Так, Хербиг (1958) показал, что переменная V 348 Sgr не относится к типу звезд R CrB.

Дальнейшие наблюдения большого числа этих переменных звезд, и особенно спектральные исследования, могут дать сведения о других общих свойствах звезд типа R CrB.

§ 4. О природе звезд типа R CrB

Одна из главных особенностей этих звезд — удивительное постоянство спектра поглощения при изменении блеска в десятки раз — естественно приводит к мысли о внешней причине этих вариаций блеска.

Гипотеза О'Кифа (1939) является, по существу, единственной, предложенной для объяснения явлений, происходящих в переменных типа R CrB. Самым существенным в составе атмосфер звезд типа R CrB является огромный избыток углерода по сравнению с солнечной атмосферой. Поэтому естественно предполагать, что наблюдаемые изменения как-то связаны с этим фактом. О'Киф (1939) считает, что сконденсированные частицы углерода, например, в виде графитовых гранул, могут вызвать ослабление и покраснение фотосферного излучения. Подъем блеска является результатом диссипации затмевающего облака. Эту точку зрения поддерживают Хойл и Викрамасингх (1962), которые полагают, что межзвездные графитовые гранулы возникают в атмосферах углеродных звезд. Величина покраснения света при поглощении этими гранулами находится в удовлетворительном согласии с покраснением света, которое было найдено из регистраций непрерывного спектра I (см. рис. 60).

Существуют различные мнения относительно того, где должно располагаться затмевающее облако. Пейн-Гапошкина (1963) считает, что это облако располагается на границе между фотосферой и хромосферой. Вследствие ослабления фотосферного излучения падает общая яркость спектра поглощения и становится возможным наблюдать неослабленное хромосферное излучение, состоящее из континуума и узких эмиссионных линий. Широкие эмиссионные линии образуются вследствие столкновений газов, выбрасываемых из звезды со скоростями ~ 200 км/сек, с околозвездным веществом, образованным предыдущими выбросами.

С другой стороны, Хербиг (1949) считает, что поскольку мы не наблюдаем в спектре признаков поглощающей оболочки (различных молекулярных полос), ее температура должна быть ниже 1400° , а ее размер при сохранении болометрической светимости должен быть $\sim 12 R_{\text{зв}}$.

Ни один вариант рассматриваемой гипотезы до сих пор не подвергался какой-либо количественной разработке. Более того, сложные изменения цветов и линейчатого спектра, появление сильного коротковолнового континуума, обнаруженные Фистом (1969) во время минимума блеска RV Sgr в 1968 г., создает дополнительные трудности в гипотезе О'Киф для объяснения явления R CrB.

Не анализируя природу минимумов блеска, многие авторы пытались тем не менее определить место переменных R CrB среди других звезд. Поскольку здесь еще не найдено окончательного решения, приходится ограничиться изложением мнений отдельных авторов.

Байдельман (1956) предполагал на основании сходства пространственных характеристик, что звезды типа R CrB являются предками планетарных туманностей. Исходя из химического состава, Сирл (1961) считает, что ядра планетарных туманностей могут превращаться в переменные R CrB. Данцигер (1965) сомневается в существовании такой связи на основании соотношения светимостей и масс этих объектов. Варнер (1967) считает, что переменные типа R CrB совместно с гелиевыми и углеродными звездами постоянной светимости образуют единую группу углеродных звезд с дефицитом водорода, HdC-звезды.

Из рассмотрения пространственных характеристик следует, что если все звезды определенной массы эволюционируют через фазу HdC, то время жизни в этой фазе должно быть очень мало, $\sim 10^3$ лет, и она возникает при коллапсе звезд $\sim 1 M_{\odot}$, находящихся в конце эволюции (Варнер, 1967).

Примечания к корректуре.

1. Анализ RCrB методом моделей атмосфер показал, что ее эффективная температура равна $5800 \pm 200^\circ$, а ускорение силы тяжести на поверхности $g = 0,1-1,0$. Намечается дефицит металлов. (Myscough V. P., 1968, ApJ 153, 421.)

2. В течение минимума звезды RYSgr степень поляризации увеличивалась от 0,5% до 1,3%, а позиционный угол изменялся от 10° до 150° . (Serkowski K., Kruszewski A., 1969, ApJ 155, 15.)

ЛИТЕРАТУРА

- Байдельман, 1956 — Bidelman W. P., Vistas in Astronomy, L. and NY, Pergamon Press, 2, 1428.
 Берман, 1935 — Berman L., ApJ 81, 369.
 Боярчук М. Е., 1965, Изв. КрАО, 34, 136.
 Варнер, 1967 — Warner B., M. N. R. A. S. 137, 119.
 Данцигер, 1965 — Danziger I. J., M. N. R. A. S. 130, 199.
 Дженкинс, 1963 — Jenkins L. F., Suppl. o. t. General Catalog o. Stellar Parallaxes, Yale Univers. Observ.
 Джой и Хьюмассон, 1923 — Joy A. and Humason M. L., PASP 35, 325.
 Кинан и Гринстейн, 1963 — Keenan P. C. and Greenstein J. L., Cont. Perkins Obs., Series II, № 13.
 Кукаркин Б. В., Паренато П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1958, Общий каталог переменных звезд, Москва.
 Кукаркин Б. В., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1960, Первое дополнение ко второму изданию Общего каталога переменных звезд, Москва.
 Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Фролов М. С., Ефремов Ю. И., Кукаркина Н. П., Медведева Г. И., Перова Н. Б., Федорович В. П., 1967, Второе дополнение ко второму изданию Общего каталога переменных звезд, Москва.

- Мейалл, 1960 — Mayall M. W., J. R. A. Canada 54, 193.
 О'Киф, 1939 — O'Keefe J. A., ApJ 90, 294.
 Пейн-Гапошкина, 1963 — Payne-Gaposchkin C., ApJ 138, 320.
 Сирл, 1961 — Searle L., Ap J 133, 531.
 Фист, 1956 — Feast M. W., M. N. R. A. S. 116, 583.
 Фист, 1969 — Feast M. W., Nonperiodic phenomena in variable stars, IAU Colloquium, Budapest, 253.
 Хербиг, 1949 — Herbig G. H., ApJ 110, 143.
 Хербиг, 1958 — Herbig G. H., ApJ 127, 312.
 Хойли Викрамасингх, 1962 — Hoyle F., and Wickramasinghe N. C., M. N. R. A. S. 124, 417.
 Шайн Г. А., 1942 — Observ. 64, 807, 255.

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА UV КИТА

Р. Е. Герцшпрунг

§ 1. Введение

Согласно классификации переменных звезд, принятой в 1958 г. на X съезде Международного астрономического союза, к переменным типа UV Cet относятся «карликовые звезды спектральных классов M3e — M6e, иногда испытывающие очень кратковременные вспышки с амплитудой от 1^m до 6^m». До сих пор неизвестны спектральные или фотометрические критерии, которые позволили бы по наблюдениям звезды dMe в спокойном состоянии установить, является ли она вспыхивающей. Сейчас известно около 30 звезд типа UV Cet; они составляют около четверти всех известных звезд dMe и примерно 5% объектов dM; поскольку карлики класса M составляют около 80% звездного населения Галактики, можно думать, что вспышки звезд типа UV Cet — наиболее распространенный тип звездной переменности. Эти широко распространенные нестационарные явления на звездах оказались и наиболее скоротечными процессами, поэтому звезды типа UV Cet были открыты сравнительно недавно при следующих обстоятельствах.

В 1924 г. Герцшпрунг обнаружил, что на одном из снимков, полученных ночью 29 января при фотографировании слабых звезд в созвездии Киля, одна из звезд оказалась на две звездные величины ярче, чем на других пластинках. Скорость возрастания блеска не позволяла отнести эту звезду к новым или к звездам типа RR Lyr, и Герцшпрунг, в духе астрономии двадцатых годов, считал, что падение на звезду астероида могло бы дать наблюдаемый эффект. По-видимому, это была первая зарегистрированная вспышка звезды, близкой по типу к UV Cet. Она известна теперь как DH Car.

В декабре 1938 г. при исследовании спектров слабых звезд в области Ориона Вахман (1939) обнаружил необыч-

ную переменную звезду с аномальным спектром. Снимок был получен с объективной призмой, причем расширение спектров производилось дискретно в одном направлении на 0,02 мм через каждые 6 минут в течение часа. Во время первой трети экспозиции спектр звезды напоминал спектр

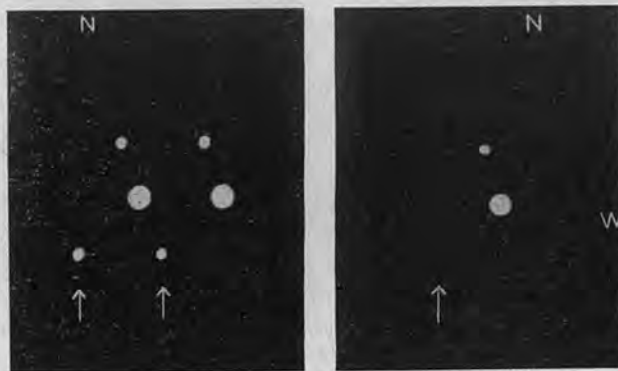


Рис. 61. Снимки WX UMa, полученные ван Мааненом (1940). Слева — две экспозиции на одной пластинке (яркость WX UMa $14^m,2$ и $14^m,5$; справа — WX UMa в нормальном состоянии, $\sim 16^m$).

ядер планетарных туманностей типа WR: на фоне непрерывного излучения звезды класса В или А видны сильные эмиссионные линии H_γ — H_ϵ ; затем яркость объекта резко упала по крайней мере на полторы величины, и на полоске, соответствующей остальной части экспозиции, видны в основном эмиссионные линии. В то же время спектр соседней звезды имел равномерное почернение по всей ширине. По-видимому, Вахман первым зарегистрировал спектр вспышки звезды типа UV Cet.

При исследовании параллаксов слабых звезд с большим собственным движением ван Маанен (1940) обнаружил, что звезда класса M6e WX UMa, более чем на 20 пластинках имевшая блеск около 16^m , на двух снимках, полученных с интервалом около получаса, имела блеск $14^m,2$ и $14^m,5$ (рис. 61). Через несколько лет ван Маанен (1945) столкнулся с аналогичным явлением при измерении па-

раллакса звезды YZ CMi. Он отметил, что обе переменные имеют низкую светимость, поздний спектральный класс и должны быть объектами одного типа.

Ни одному из перечисленных фактов не было уделено в свое время должного внимания, и не исключено, что при тщательном изучении истории звездно-астрономических исследований будут еще обнаружены такие случайные наблюдения вспышек звезд типа UV Cet.

В 1947 г. Люйтен обнаружил у звезды 14^m L-726-8 очень большое собственное движение ($3'',3$ в год), привлечение астрономов нескольких обсерваторий к исследованию этого объекта и затем дал сводку результатов, полученных разными исследователями (Люйтен, 1949). Карпентер нашел, что звезда очень красная, и определил ее параллакс. Пейдж и Струве получили спектрограммы — звезда оказалась класса M6 с эмиссионными линиями водорода и кальция. Джой и Хьюмасон провели наблюдения L-726-8 на 100-дюймовом рефлекторе, обнаружили ее двойственность, оценили разность блеска компонентов $\Delta m \approx 0^m,5$, угловое расстояние между ними ($\sim 1'',5$), а также лучевые скорости каждого компонента. В ходе выполнения этой кооперативной работы 7 декабря 1948 г. Карпентер получил пластинку для определения параллакса, на которой одно из пяти изображений этой звезды оказалось существенно ярче остальных четырех. Тщательно рассмотрев этот снимок, Хьюс и Люйтен пришли к выводу, что в данном случае имела место сильная вспышка слабого компонента системы L-726-8: за три минуты блеск этой звезды возрос более, чем в 12 раз. Собрав предварительные сообщения наблюдателей, Люйтен оценил выход энергии при вспышке ($4 \cdot 10^{31}$ эрг), отметил взрывной характер ее выделения, напомнил об аналогичных наблюдениях ван Маанена, показал, что система L-726-8 является двойной системой с наименьшими известными массами компонентов, и попытался связать вспышку звезды с общей проблемой источников звездной энергии. В то же время Джой и Хьюмасон (1949) получили первую целевую спектрограмму вспышки L-726-8 (рис. 62) и описали спектральные особенности вспышки и спектр звезды в спокойном состоянии. В дальнейшем слабый компонент системы L-726-8 получил обозначение UV Cet.

Кооперативная работа американских наблюдателей дала толчок внимательному изучению звезд dMe, и следующее десятилетие было временем быстрого накопления различных данных, относящихся к этим объектам. Важно подчеркнуть, что в ходе исследований этих лет не только и даже не столько выяснялась природа вспышек звезд



Рис. 62. Спектры UV Cet, полученные Джоем и Хьюмасоном (1949). Вверху — спектр UV Cet в нормальном состоянии, внизу — во время вспышки 25 февраля 1948 г.

типа UV Cet, сколько отбирались и описывались объекты, принадлежащие к этому типу звезд, рассматривались общие характеристики этого класса переменных и место звезд типа UV Cet среди других эруптивных переменных поздних спектральных классов. Здесь важную роль сыграли многочисленные публикации Пти (1955, 1957а, 1957b, 1958, 1961), явившегося инициатором международного сотрудничества наблюдателей переменных звезд с целью изучения вспыхивающих объектов. Одновременно отбирались оптимальные методы изучения этих нестационарных звезд, поскольку не все методы классической астрономии оказались пригодными для изучения скоротечных процессов на слабых звездах. Результаты исследований звезд типа UV Cet за эти годы изложены в обзоре Осканияна (1964).

В последнее десятилетие исследователи звезд типа UV Cet сосредоточили внимание на углубленном изучении конкретных вопросов физики самих вспышек и проблемы вспыхивающих звезд в целом. Именно в эти годы было открыто радиоизлучение вспышек звезд типа UV Cet, получено свыше двухсот фотоэлектрических кривых блеска вспышек, исследованы колориметрические и спектральные характеристики вспышек. По существу, результаты последних 10 лет составляют тот наблюдательный фундамент, на котором можно строить физические гипотезы о вспышках и вспышечной активности звезд типа UV Cet в целом.

§ 2. Наблюдения спокойного состояния и вспышек звезд типа UV Cet

1. Общие характеристики звезд типа UV Cet. Звезды типа UV Cet являются абсолютно самыми слабыми среди эруптивных звезд; более того, среди переменных этого типа находится и самая слабая известная звезда Галактики — объект ван Бисбрука BD +4°4048 В с $M_v = 18^m,6$. Из рис. 63 следует, что на диаграмме цвет — светимость звезды типа UV Cet занимают довольно широкую полосу около нижней части главной последовательности; можно даже сказать, что именно эти звезды и определяют главную последовательность *) в области $M_v > 13^m$. Массы и размеры вспыхивающих звезд малы: масса самой UV Cet $0,04 M_\odot$, масса DO Сер 0, $16 M_\odot$, масса EQ Peg 0, $13 M_\odot$ (Пти, 1961); линейные размеры звезд типа UV Cet примерно в три раза меньше размеров Солнца (Лишпинкott, 1953; Гершберг, 1970). Однако не известно, отличаются ли систематически звезды типа UV Cet по массам и размерам от звезд того же класса dM и dMe.

Среди 25 звезд типа UV Cet 19 — известные двойные системы, причем три из них — спектральные двойные и две — с разделением компонентов менее $1''$; в остальных 14 визуальных парах удалось определить, что вспыхивающим всегда является слабый компонент системы.

*) При этом, естественно, главная последовательность определяется как область максимальной плотности звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рассела, а не как область объектов, светимость которых поддерживается за счет термоядерного выгорания водорода.

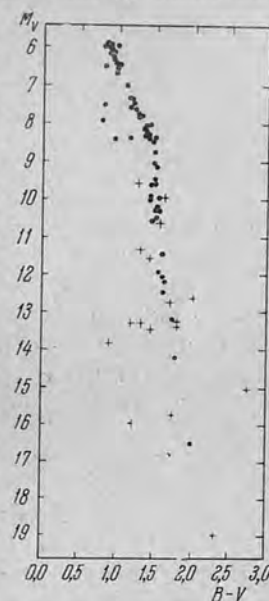


Рис. 63. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела для звезд низкой светимости. Точками нанесены нормальные звезды скопления Ясли, крестиками — вспыхивающие звезды (Соломон, 1966).

На щелевых спектрограммах звезд типа UV Cet, полученных вне вспышек, обнаруживаются эмиссионные линии водорода и кальция; бесщелевых же спектрограмм для выявления этих эмиссий иногда недостаточно. Единственное подробное исследование спектра вспыхивающей звезды вне вспышки выполнено Вилсоном (1961): на 200-дюймовом рефлекторе он получил спектрограмму EV Lac в фотографической области спектра с дисперсией 9 Å/мм. В течение шестичасовой экспозиции он не заметил каких-либо изменений блеска звезды, так что есть уверенность, что полученный спектр действительно соответствует звезде в спокойном состоянии. Абсорбционный спектр EV Lac оказался практически идентичным с абсорбционным спектром нормальной звезды dM4, а эмиссионный спектр представлен линиями H, He I, Ca II, Ca I, Fe I и Si I; никаких следов линии He II λ 4686 Å обнаружить не удалось. Ширины эмиссионных металлических линий на полученной спектрограмме обусловлены шириной инструментального профиля, линии нейтрального гелия несколько шире и водородные линии определенно шире инструментального профиля.

Водородные линии не обнаруживают характерных для штарковского уширения широких крыльев; узость металлических линий и отсутствие дифференциальных скоростей в атмосфере позволяет заключить, что основным механизмом уширения водородных линий являются тепловые движения и, если профили этих линий представить гауссовыми кривыми, то наблюдаемые ширины соответствуют электронной температуре около 14000° K. Что касается изотопного состава атмосферы EV Lac, то полученная Вилсоном спектрограмма позволяет лишь утверждать, что в хромосфере этой звезды нет аномально высокого содержания He³ и дейтерия.

2. Проблема обнаружения вспышек. Фотометрические исследования и энергетика вспышек. Временное распределение вспышек. После открытия вспышек звезд типа UV Cet на астрометрических снимках Шепли, ван де Камп, Липпинкотт и Дамкёлер, Хоффлейт, Гапошкин, Пти и Вебер просмотрели свыше 25 000 фотографий звезд dM и dMe в старых коллекциях снимков

неба и у некоторых объектов уверенно обнаружили вспышки, у других — заподозрили колебания блеска. Одновременно Пти и Осканян получили многочисленные визуальные оценки блеска самой UV Cet и на основании всех этих данных оценили некоторые статистические характеристики вспыхивающих звезд (Пти, 1955; Осканян, 1953, 1957). В дальнейшем, однако, стало ясно, что визуальный и фотографический методы исследования переменных звезд весьма в малой степени пригодны для изучения быстрых и больших по амплитуде колебаний блеска звезд типа UV Cet. При глазомерных оценках блеска даже опытные наблюдатели систематически завышают амплитуды зарегистрированных вспышек и пропускают слабые всплески яркости (Гершберг и Чугайнов, 1969). При фотографических наблюдениях даже с использованием весьма совершенной системы фоторегистрации кривые блеска удается построить лишь для довольно продолжительных вспышек, а примерно половина вспышек с амплитудой в несколько десятых звездной величины оказывается незарегистрированной (Соломон, 1966). Поэтому сейчас визуальные и фотографические наблюдения вспышек используются практически лишь как патрульные при параллельных радио- и оптических исследованиях и при недостатке одновременных фотоэлектрических наблюдений.

Первая фотоэлектрическая регистрация вспышки звезды типа UV Cet — AD Leo — была получена случайно Гордон и Кроном (1949), а первую полную «фотоэлектрическую» кривую блеска вспышки той же звезды в 1952 г. получил Лиллер. В том же 1952 г. Рок впервые провел специальные длительные наблюдения вспыхивающих звезд с непрерывной записью блеска на фотоэлектрическом фотометре.

К настоящему времени именно таким способом получено около 250 «фотоэлектрических» кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet, причем большая часть этих результатов принадлежит Чугайнову, Эндрюсу, Кункелю и группам японских и итальянских наблюдателей. Как показал Кункель (1967), из-за существенного различия цветов вспыхивающих звезд в спокойном состоянии и собственных цветов вспышек (см. ниже) при фотоэлектрических наблюдениях в ультрафиолете порог обнаружения

вспышки почти в три раза ниже, чем при наблюдениях в синей области, и в девять раз ниже, чем при фотоэлектрических наблюдениях в визуальной области спектра. Это обстоятельство следует иметь в виду при обсуждении приводимых ниже оценок средних характеристик вспышек — в некоторых отношениях эффекты наблюдательной селекции могут быть существенны.

Рассмотрение многих десятков фотоэлектрических записей вспышек показывает, что кривые блеска вспышек, как правило, резко асимметричны: после чрезвычайно быстрого подъема яркости имеет место острый, практически мгновенный максимум, за которым следует более плавное угасание вспышки (см. рис. 68, 69, 71—73, 77). Согласно статистике, основанной на рассмотрении около 90 «фотоэлектрических» кривых блеска (Гершберг и Чугайнов, 1969) для половины вспышек время возгорания составляет от 10 до 30 сек и для 90% вспышек — от 3 до 100 сек. Известны вспышки, возгорание которых произошло за доли секунды. Время фотометрического затухания вспышек в 10—100 раз превышает время возгорания; однако скорость угасания непосредственно после максимума, как правило, лишь в 2—3 раза меньше скорости возрастания блеска непосредственно перед максимумом. В дальнейшем затухание вспышки замедляется, и на кривой блеска иногда обнаруживаются такие детали, как вторичные максимумы или «ступеньки» постоянного блеска. Сильные вторичные максимумы имеют место обычно через 5—10 минут после главного максимума и кривая блеска этих вторичных всплесков более симметрична; эта фотометрическая особенность может служить критерием для отличия двух близких по времени вспышек от одной вспышки со вторичным максимумом. На восходящей ветви кривой блеска, в отличие от нисходящей, никаких отклонений от монотонного роста яркости, как правило, не заметно. Известны вспышки звезд типа UV Cet с фотоэлектрически зарегистрированной амплитудой до 3^m-4^m ; нижний предел наблюдаемых амплитуд вспышек определяется, естественно, точностью фотометрических наблюдений. Довольно часто, но не всегда, за несколько минут до резкого всплеска яркости происходит медленное увеличение яркости, которое достигает одной-двух десятых звездной величины к началу резкого

всплеска; также отмечены случаи небольшого падения яркости звезды непосредственно перед вспышкой в пределах одной-двух сотых звездной величины (Кристалди и др., 1969). До сих пор не ясен вопрос о поведении звезд типа UV Cet вне вспышек: наблюдатели, проводившие визуальное и фотографическое патрулирование блеска, неоднократно отмечали малые и плавные колебания блеска с амплитудой до $0^m,3-0^m,5$ и с характерным временем около получаса; однако фотоэлектрические наблюдения дают в этом отношении противоречивые результаты (Рок, 1958; Чугайнов, 1966; Кристалди и др., 1969). По-видимому, такой тонкий эффект может быть уверенно обнаружен (или закрыт) лишь при наблюдениях на специальном фотометре, который непрерывно регистрировал бы отношение яркости звезды к яркости какого-либо постоянного источника.

Суммарное излучение вспышек наиболее активных звезд типа UV Cet составляет 0,1—1% энергии излучения звезд в спокойном состоянии (Гершберг и Чугайнов, 1969; Кункель, 1967).

На рис. 64 слева приведены гистограммы распределения по энергиям излучения вспышек четырех наиболее изученных вспыхивающих звезд. Как следует из рисунка, общая энергия излучения в синей области спектра за время одной вспышки составляет $3 \cdot 10^{31 \pm 2}$ эрг, причем больше половины вспышек излучает $10^{31 \pm 1}$ эрг. Рис. 64 позволяет утверждать, что абсолютные более яркие звезды типа UV Cet обнаруживают в среднем и более мощные вспышки, причем этот вывод определенно нельзя объяснить эффектом наблюдательной селекции.

На рис. 64 справа приведены гистограммы распределения вспышек тех же звезд по абсолютным скоростям возгорания вспышек. Во всех изученных случаях скорость нарастания мощности излучения оказалась заключенной в пределах от 10^{27} до $3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек². Обращает на себя внимание узость этих гистограмм: они в 2—3 раза уже соответствующих гистограмм распределения вспышек по энергиям. Можно подозревать, что у более ярких звезд вспышки разгораются медленнее, но найти корреляцию между общим излучением вспышки и скоростью ее возгорания не удается.

Более 10 лет назад Осканиян (1957) обнаружил изменения уровня вспышечной активности UV Cet от сезона к сезону. В табл. 17 приведена сводка фотоэлектрических

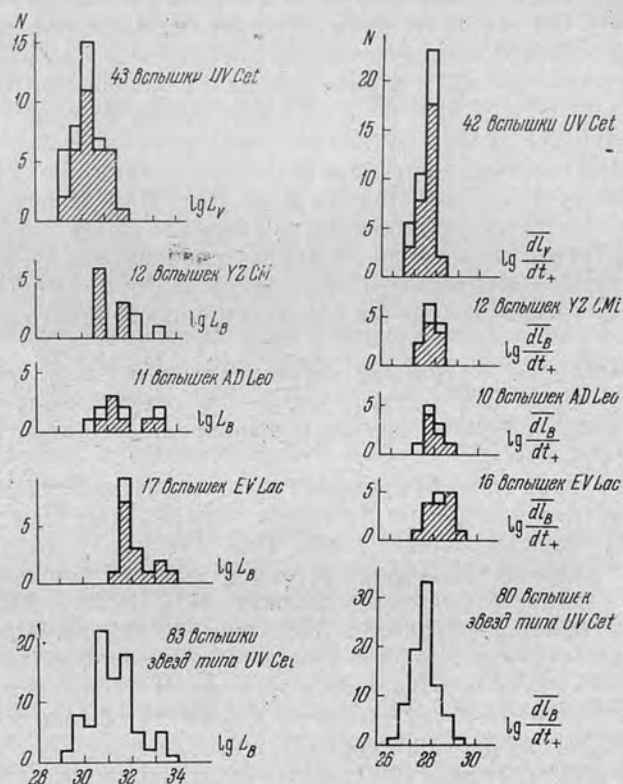


Рис. 64. Распределение вспышек четырех звезд по энергиям излучения (L) слева и абсолютным скоростям нарастания мощности излучения ($\frac{dL}{dt}$) справа. Незаштрихованные части — менее уверенные данные (Гершберг и Чугайнов, 1969).

наблюдений этой звезды до конца 1967 г. (Гершберг и Чугайнов, 1969). Легко видеть, что среднее время патрулирования на одну вспышку, затраченное разными исследователями, меняется от 4,1 до 47 часов. Но эта таблица не

Таблица 17

Сводка фотоэлектрических наблюдений UV Cet

Наблюдатель	Сезон	Телескоп	Спектральная область	Общее время патрулирования (часы)	Число зарегистрированных вспышек	Время патрулирования на одну вспышку (часы)
Рок	1952	12-дюймовый рефрактор	Без фильтра	94	2	47
Чугайнов	1963	64-см менисковый телескоп	V	25	3	8,4
Чугайнов	1964	«	V	47	4	12
Чугайнов	1965	«	V	70	17	4,1
Чугайнов	1966	70-см рефлектор	H _β	49	12	4,1
Экстин	1966	16-дюймовый рефлектор	V	24	3	8,0
Чугайнов	1967	64-см менисковый телескоп	V	35	8	4,4

позволяет сделать окончательных выводов: во-первых, использование разных телескопов и различных фотометрических систем приводит к разным порогам обнаружения вспышек; во-вторых, неясно, в какой мере среднее время фотоэлектрического патрулирования на одну вспышку может характеризовать уровень вспышечной активности звезды. Для выяснения этих вопросов следует обратиться к наблюдениям вспышек UV Cet, выполненным Чугайновым в течение четырех лет в одной и той же инструментальной и фотометрической системе. В табл. 18 даны три различные оценки уровня вспышечной активности звезды: среднее время патрулирования на одну вспышку, средняя энергия излучения одной вспышки и отношение общей энергии излучения вспышек к излучению звезды вне вспышек за все время патрулирования ее блеска. Эти данные доказывают реальность изменений уровня вспышечной активности и обнаруживают некоторую корреляцию различных оценок этого уровня.

Таблица 18

Различные оценки уровня вспышечной активности UV Cet.

Сезон	1963	1964	1965	1967
Число зарегистрированных вспышек	3	4	17	8
Среднее время патрулирования на одну вспышку (часы)	8,4	12	4,1	4,4
Средняя энергия излучения вспышки в области V (эрг)	$9,3 \cdot 10^{30}$	$3,2 \cdot 10^{30}$	$9,0 \cdot 10^{30}$	$8,3 \cdot 10^{30}$
Отношение энергии излучения вспышек в области V к излучению звезды в той же области за весь период наблюдений	0,0060	0,0044	0,012	0,012

В течение почти 20 лет существовало убеждение, что вспышки звезд типа UV Cet происходят иррегулярно. Но в 1966 г. Эндрюс обнаружил некоторую рекуррентность во временном распределении девяти вспышек YZ CMi: два интервала между вспышками оказались близки к 122 часам, три — к 73 часам и три — к 47 часам; аналогичный эффект с характерным временем около 48 часов Эндрюс нашел позднее и во вспышках V 1216 Sgr. Близость всех этих квазипериодов к величинам, кратным земным суткам, наводила, однако, на мысль о возможном эффекте селекции наблюдений. Наиболее детальное рассмотрение возможной периодичности вспышек было проведено Чугайновым. Вначале он исследовал временное распределение 28 вспышек UV Cet, зарегистрированных в 1963 г. в ходе организованных Ловеллом одновременных оптических и радионаблюдений (см. ниже). Оказалось, что наилучшее представление моментов максимумов вспышек имеет вид

$$T_{\max} = \text{const} + 0^d,1821E \quad (5.1)$$

и 11 периодов найденного цикла составляют $48^h,1$. Правда, отклонения $O-C$ значительны: $O-C=43^m$ и $(O-C)_{\max} = 99^m$; зарегистрированные вспышки имели место не во все «критические моменты», а лишь в 70 % моментов, предсказываемых (5.1), но это не противоречит гипотезе о периодичности: остальные 30 % вспышек могли иметь малые амплитуды; аргументом против гипотезы о периодичности

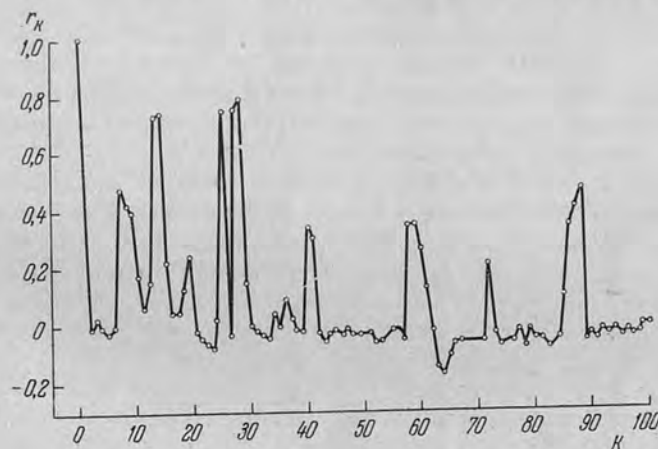


Рис. 65. Автокорреляционная функция яркости YZ CMi (Чугайнов, 1969b).

можно считать как большую величину $\overline{O-C}$, составляющую почти $1/6$ предполагаемого периода, так и то обстоятельство, что наблюдаемое распределение вспышек удовлетворяет также распределению Пуассона.

В 1967 г. на 13 съезде МАС была организована Рабочая группа по вспыхивающим звездам, и за минувший год наблюдателями в Австралии, Италии, Японии, Новой Зеландии, Южной Африке, США и СССР было проведено несколько серий патрулирования блеска звезд типа UV Cet с попыткой осуществить круглосуточный контроль яркости исследуемых объектов. Чугайнов (1969b), координатор этих наблюдений, провел автокорреляционный анализ полученных данных. На рис. 65 приведена автокорреляционная функция яркости YZ CMi, построенная по

наблюдениям этой звезды в течение 15 суток с непрерывным фотоэлектрическим патрулированием в течение 30% этого периода и с интервалами усреднения блеска 30 минут. На полученной кривой четко видны повторяющиеся максимумы, которые свидетельствуют о существовании некоторой периодичности в наблюдаемом временном распределении вспышек. Наилучшее представление моментов максимумов блеска имеет вид

$$T_{\max} = \text{const} + 6^h 50^m 24^s E. \quad (5.2)$$

Все три характерных интервала между вспышками YZ CMi, обнаруженные ранее Эндрюсом (1966), оказались кратны приведенному квазипериоду.

Однако, как и в предварительном анализе временного распределения вспышек UV Cet, вычисленные с помощью (5.2) величины $O - C$ для YZ CMi велики: $\overline{O - C} = 66 \text{ мин.}$ Создается впечатление, что наблюдаемая периодичность вспышек, следующая из элементарного и автокорреляционного анализа их временного распределения, связана не с собственно периодическими процессами на звездах, а с некоторой модуляцией условий видимости; например, такого рода квазипериодичность можно ожидать при существовании на быстро вращающейся звезде активной области, ответственной за вспышки. То обстоятельство, что вблизи «критических моментов» иногда имеют место две-три вспышки, естественно объяснить такой модуляцией условий видимости. К сожалению, в настоящее время нет сведений о скоростях вращения вспыхивающих звезд — эти данные могли бы подтвердить или отвергнуть такую простую схему. (Наблюдения Вилсона (1961) позволяют оценить верхний предел скорости вращения EV Lac, точнее, $V_r \sin i$, но для этой звезды нет данных о периодичности вспышек. Оценки V_r получены также Гершбергом (1970)).

3. Цвета и спектры вспышек звезд типа UV Cet. Во время вспышек звезды типа UV Cet становятся более голубыми — этот факт известен давно, еще по визуальным и фотографическим наблюдениям вспышек. Многоцветные фотоэлектрические исследования позволили получить количественные оценки собственных

цветов излучения вспышек (Джонсон и Митчелл, 1958; Эйбелл, 1959; Энгелькемер, 1959; Чугайнов, 1961, 1965). Наиболее детальные колориметрические исследования вспышек звезд типа UV Cet выполнил Кункель (1967): он зарегистрировал в трех цветах UBV около 40 вспышек. На основании этих наблюдений можно уверенно утверждать, что в моменты максимума блеска собственные цвета вспышек $U - B \approx -1^m, 4 \pm 0^m, 2$ и $B - V \approx 0^m, 0 \pm 0^m, 3$. Далее, как показало рассмотрение кривых блеска вспышек в разных цветах, во время сильных вспышек вначале все три кривые подобны друг другу, затем спад в визуальной области замедляется. Этот эффект четко заметен примерно у половины вспышек, для которых получены трехцветные наблюдения, и не может быть объяснен ошибками наблюдений и редуций. В одном случае через некоторое время после замедления скорости угасания вспышки в области V аналогичное явление обнаружилось в области B . В результате собственные цвета вспышек по мере их угасания смещаются по двухцветной диаграмме вправо и немного вниз — см. рис. 66. Кункель отмечает, что хотя реальность этого эффекта во многих вспышках не вызывает сомнений, в ряде случаев он практически отсутствует. У всех звезд, у которых было зарегистрировано по несколько вспышек, по крайней мере один раз обнаруживается изменение собственного цвета вспышки по мере ее угасания. Для каждой звезды этот эффект был наиболее заметен во вспышках с самым медленным угасанием; но в быстрых вспышках он мог остаться незамеченным из-за потери точности определения собственных цветов вспышки. Аналогичный эффект изменения цветов вспышек был обнаружен Чугайновым (1969а) при наблюдениях EV Lac в трех областях спектра.

Первая щелевая спектрограмма вспышки UV Cet, полученная Джоем и Хьюмасоном (1949) с экспозицией 144 мин., показала, что во время вспышки резко усилились эмиссионные линии водорода, в меньшей степени увеличилась яркость линии Ca II и появились эмиссионные линии He I $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ и He II $\lambda 4686$, которые в спокойном состоянии звезды в ее спектре не видны. Абсорбционные линии почти исчезли, замкнутые непрерывным излучением, особенно сильным в коротковолновой области спектра;

спектрофотометрическая температура этого добавочного континуума превышала 10000°K , ширины водородных эмиссионных линий составляли $2 \text{ \AA}$, а декремент оказался пологим (Джой, 1957). Спектрограмма вспышки объекта

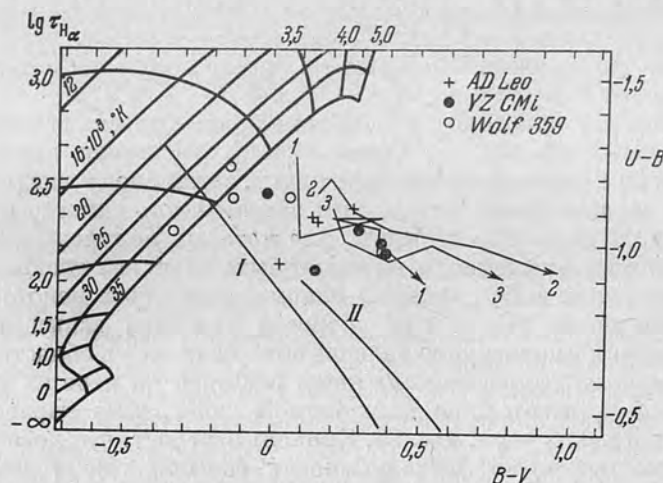


Рис. 66. Колориметрические характеристики вспышек звезд типа UV Ceti по наблюдениям и теоретическим расчетам Кункеля (1967). Тремя ломаными линиями и отдельными значками обозначены локализации собственных цветов вспышек на двцветной диаграмме. Два семейства кривых определяют локализации теоретических моделей вспышек при разных температурах и различных оптических толщинах газа. Кривые I и II соответствуют равновесному излучению с температурой свыше 7000°K и синхротронному излучению $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ при $0 \leq \alpha \leq 2$. 1 и 2 — вспышки YZ CMi 27 и 28 января 1965 г. соответственно (1—35 минут и 3—45 минут), 3 — вспышка AD Leo 10 февраля 1965 г. (1—21 минута).

ван Бисбрука, полученная Хербигом (1956), и спектрограмма UV Ceti, полученная Олмстедом во время вспышки 7 октября 1957 г. (Джой, 1958), подтвердили общие спектральные характеристики вспышек, описанные ранее Джоем и Хьюмасоном.

В 1965 г. в Крыму были проведены спектральные наблюдения вспышек с использованием высокочувствительной аппаратуры (ЭОП), что позволило получить около 30

спектров 10 вспышек AD Leo и UV Ceti с временным разрешением от нескольких секунд до одной-двух минут (Гершберг и Чугайнов, 1966, 1967). Параллельно велось

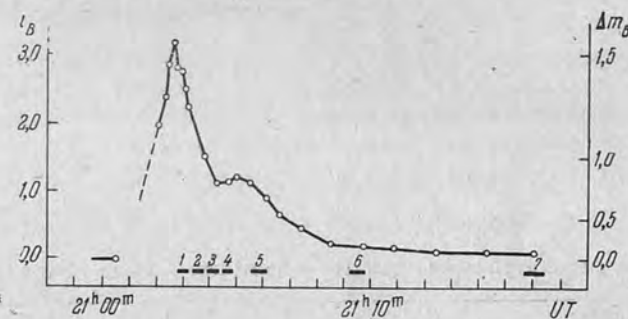


Рис. 67. Фотоэлектрическая кривая блеска вспышки AD Leo 13 мая 1965 г. (Гершберг и Чугайнов, 1966).

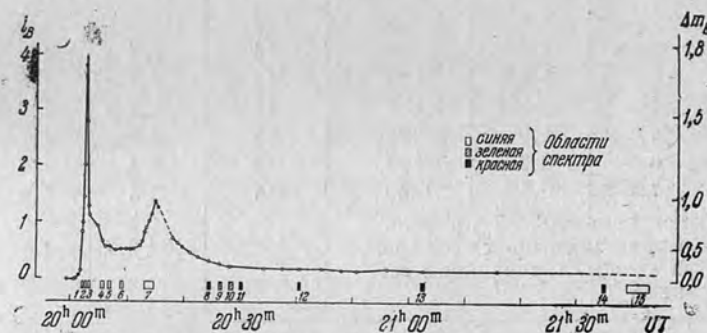


Рис. 68. Фотоэлектрическая кривая блеска вспышки AD Leo 18 мая 1965 г. (Гершберг и Чугайнов, 1966).

фотоэлектрическое патрулирование блеска, так что для каждой спектрограммы известна соответствующая яркость вспышки. 13 и 18 мая были получены спектры двух сильных и продолжительных вспышек AD Leo; на рис. 67 и 68 приведены кривые блеска этих вспышек; занумерованные прямоугольники под кривыми отмечают интервалы времени, когда были получены соответствующие спектрограммы.

Вспышка 13 мая 1965 г. спектрографировалась только в области H_α , и проникающая сила аппаратуры позволяла получать спектр AD Leo высотой 1,5 мм на пленке за 25—30 сек — время одного прогона звезды по высоте щели спектрографа.

Результаты обработки полученных спектрограмм приведены в табл. 19. Из этих данных следует, что во время вспышки эквивалентная ширина линии H_α возросла до 12—15 Å, в полтора-два раза превысив величину W_{H_α} в спокойном состоянии звезды, а ширина линии на уровне

Таблица 19

Спектрофотометрические данные о вспышке AD Leo 13 мая 1965 г.

№№ спектрограмм	i_B	Экспозиция, сек	W_{H_α} Å	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	D_{6159}
1	2,6	25	12	6,6	1,6
2	1,8	30	14	7,4	1,7
3	1,25	25	14	7,7	1,8
4	1,15	25	12	6,6	1,7
5	1,0	25	15	6,2	1,7
6	0,2	25	12	6,4	1,8
7	0,1	40	15	5,4	1,9
Инструментальный профиль				4,6	
Средние характеристики спектра звезды в спокойном состоянии			$7,9 \pm 0,6$	$5,6 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,1$

половиной интенсивности возросла на 1,5—2,0 Å. Непрерывная эмиссия вспышки в красной области спектра оказалась сравнительно слабой, она не меняла общий вид спектра, а лишь несколько уменьшила глубины абсорбционных линий; наиболее надежно этот эффект можно измерить по замытию скачка у предела молекулярной полосы λ 6159, т. е. по уменьшению величины

$$D_{6159} = \frac{I_{\lambda-6159}}{I_{\lambda+6159}}$$

(см. табл. 19). Из таблицы, далее, следует, что экви-

валентная ширина линии H_α отнюдь не убывает вместе с общим блеском звезды после максимума, по крайней мере в интервале времени, охваченном этими спектральными наблюдениями; иными словами, по мере угасания вспышки доля излучения в линии H_α в общем излучении вспышки в красной области спектра возрастает.

Самые подробные данные о развитии спектра вспышки AD Leo получены 18 мая 1965 г. Эта сильная вспышка имела более сложную кривую блеска, чем вспышка

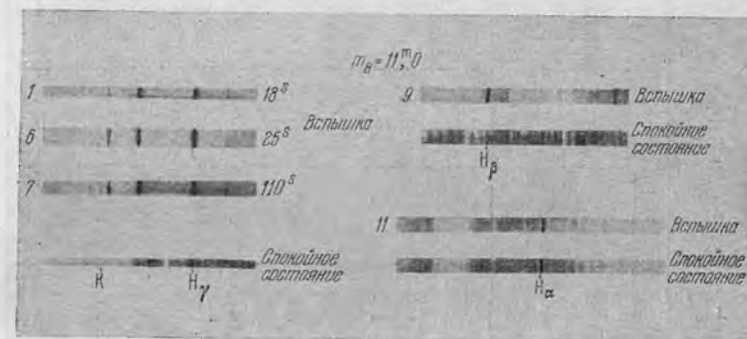


Рис. 69. Спектры сильной вспышки AD Leo 18 мая 1965 г. (Гершберг и Чугайнов, 1966).

13 мая, была более продолжительной, и, главное, подвергалась спектрографированию в трех областях спектра. Наглядное представление об изменениях спектра AD Leo во время этой вспышки дает рис. 69 (цифры слева от спектрограмм соответствуют нумерации снимков на рис. 68, спектрограммы звезды в спокойном состоянии получены 4 июня 1965 г.).

Первый снимок спектра вспышки 18 мая 1965 г. был получен в фотографической области за 18 сек при однократном прогоне звезды по щели спектрографа, но начальный участок спектрограммы (1н — см. табл. 20), охватывающий примерно первые 10 сек экспозиции, и конечный участок спектрограммы (1к), охватывающий последние 4 сек, включая момент максимума блеска вспышки, были подвергнуты отдельной фотометрической обработке. На репродукции (см. рис. 69) хорошо заметен момент максимума

до H_β , но из-за слабого континуума не удастся измерить даже W_K .

Если исключить продолжающееся сужение водородных линий, то спектр № 6 повторяет спектр № 3 — и по силе водородных и кальциевых линий, и по величине абсорбции $\lambda 4226$, и по трудно измеримым следам гелиевой эмиссии $\lambda 4471$. Хорошо видны эмиссионные линии до H_{10} .

Седьмой снимок приходится на подъем яркости ко вторичному максимуму вспышки. H_γ оказалась передержанной, зато вполне измеримы линии до H_{11} . Несколько уменьшилась глубина абсорбции $\lambda 4226$, а величина $W_{\lambda 4471}$ определяется достаточно уверенно.

Эквивалентная ширина линии H_α , измеренная на снимках №№ 8 и 11—14, оказалась в 2—3 раза больше, чем W_{H_α} в спокойном состоянии звезды, причем по мере угасания вспышки эта величина очень медленно приближалась к своему нормальному значению, хотя ширина линии на уровне половинной интенсивности к этому времени уже не превосходила нормального значения $\Delta\lambda_{1/2}$.

Спектры № 9 и 10 получены в области H_β и разделены небольшим промежутком времени. Полученные по этим снимкам данные заметно отличаются от соответствующих характеристик спектра AD Leo в спокойном состоянии. Эмиссия $He II \lambda 4686$ на спектрах вспышки не видна. Эмиссия $\lambda 4921$ находится в области с резкими изменениями невозмущенного спектра звезды, так что граница этой эмиссии, а следовательно, и ее эквивалентная ширина определяются неуверенно. Одновременно с линией $\lambda 4921$ в эмиссии должна быть гелиевая линия $\lambda 6678$ той же синглетной серии $^1D - ^1P$, причем эта красная линия должна быть примерно в три раза сильнее зеленой линии $\lambda 4921$. Такая линия, действительно, была обнаружена на «красных» регистраграммах и эквивалентная ширина ее по снимкам №№ 8, 11—13 оказалась равной $0,2 \div 0,6 \text{ \AA}$.

Последний, пятнадцатый, снимок вспышки AD Leo 18 мая 1965 г. был сделан в синей области спектра уже после прекращения фотоэлектрического контроля, когда звезда была низко над горизонтом. Этот снимок позволяет лишь очень грубо оценить эквивалентную ширину линии H_γ : даже по истечении полутора часов после максимума блеска величина W_{H_γ} оказалась заметно завышенной по

сравнению со своим значением в нормальном состоянии звезды.

Из шести вспышек UV Cet, для которых в Крыму были получены спектральные наблюдения, наибольший интерес представляют две вспышки, зарегистрированные в ночь с 23 на 24 сентября, и вспышка 26 сентября 1965 г. (рис. 70 и 71).

Наблюдения 23—24 сентября 1965 г. велись в зеленой области спектра. Вспышка, начавшаяся незадолго до полуночи, длилась около 10 минут. Помимо резкого усиления H_β , в спектре этой вспышки, сфотографированном вблизи момента максимума, уверенно обнаруживается эмиссия нейтрального гелия $\lambda 5015$ и $\lambda 4921$. Как следует из табл. 21, эквивалентная ширина линии H_β достигла максимального значения существенно позже максимума

Таблица 21

Спектрофотометрические данные о вспышках UV Cet 23—24 сентября 1965 г.

№№ спектрограмм	i_V	Экспозиция, мин.	H_β		D_{6167}	D_{4954}	D_{761}	$W_{\lambda 5015}, \text{ \AA}$	$W_{\lambda 4921}, \text{ \AA}$	$W_{\lambda 4686}, \text{ \AA}$
			$W, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_{1/2}, \text{ \AA}$						
5	0,28	2	84	4,4	4,6	4,3	4,0	4,7	3,0	
6	0,08	2	120	4,0						
7	0,2	2	72	3,4						
8	0,015	2	44	3,4						
9	0	~1	16	4,1						
10	3,3	1	12	7,0	1,4	1,5				2,7
11	1,2	2	44	8,4	1,5	1,5	1,5	3,5	1,9	3,2
12	0,33	4	76	5,8	3,5	3,8	3,0	4,8	3,0	3
13	0,25	2	90	5,0	3,6	4,0	3,0	5,3	3,4	
14	0,22	2	90	4,5	3,9	3,0	1,9	3,2	4,0	7
Средние характеристики спектра звезды за 40 минут до вспышки			18	3,4						
Инструментальный профиль				3,9						

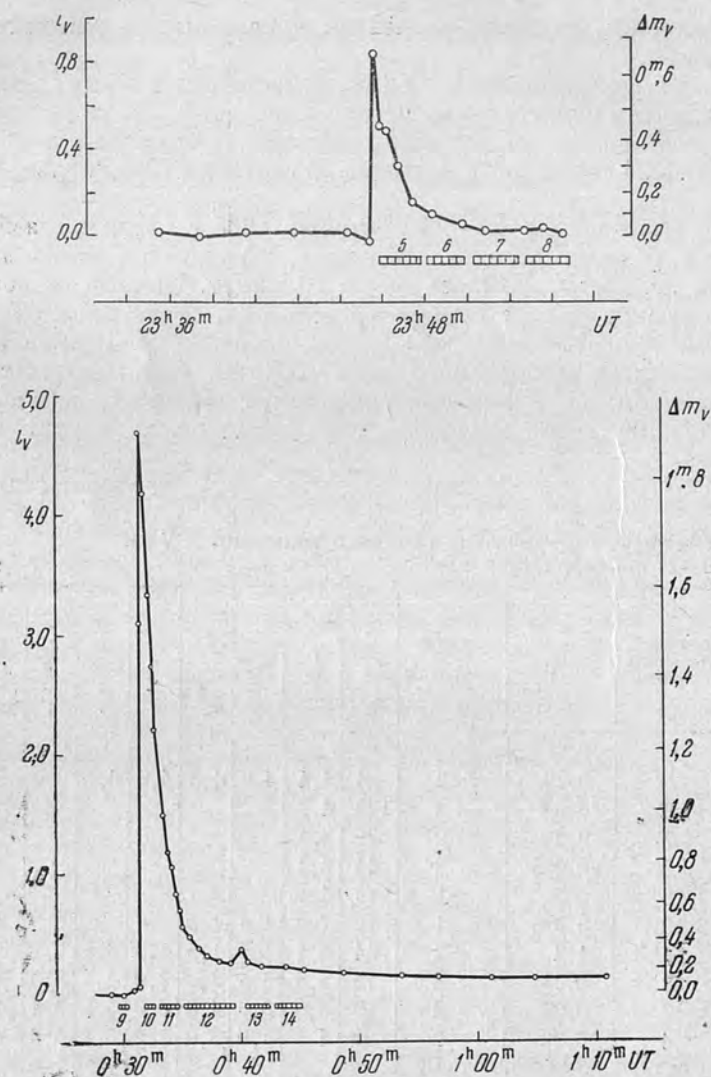


Рис. 70. Кривые блеска вспышек UV Ceti, зарегистрированные в ночь с 23 на 24 сентября 1965 г. Нумерованные прямоугольники отмечают интервалы времени, когда были получены спектры вспышек (Гершберг и Чугайнов, 1967).

блеска вспышки. Примерно через полчаса после угасания этой вспышки произошел следующий, более мощный всплеск яркости UV Ceti. На спектрограммах этой вспышки уверенно обнаруживаются линии He I и линия $\lambda 4686$ He II. Эквивалентные ширины этих эмиссий, как и H_β , по мере угасания вспышки возрастают (табл. 21).

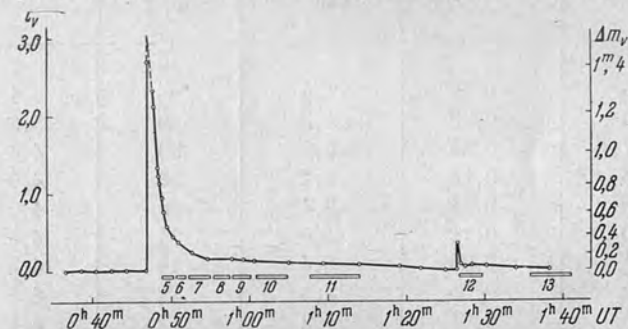


Рис. 71. Кривая блеска вспышки UV Ceti 26 сентября 1965 г. Нумерованные прямоугольники отмечают интервалы времени, когда были получены спектры вспышек (Гершберг и Чугайнов, 1967).

Сильная вспышка UV Ceti 26 сентября 1965 г. спектрографировалась в области H_α . Интересно отметить, что сравнительно небольшой по амплитуде и очень кратковременный вторичный всплеск яркости (или следующая малая вспышка?) дал заметный эффект в эквивалентной ширине и в ширине эмиссии H_α (см. табл. 22).

Количественный анализ этих совместных спектрографических и фотометрических наблюдений будет дан ниже, а пока отметим лишь те качественные новые данные, которые следуют из этих наблюдений. Во-первых, на всех спектрах вспышек AD Leo и UV Ceti, где обнаруживаются какие-либо изменения по сравнению со спектром спокойной звезды, прежде всего заметно усиление эмиссионных линий водорода. Во-вторых, непрерывное излучение вспышки радикальным образом меняет вид синей области спектра, но сравнительно слабо в зеленой и красной областях спектра даже во время сильных вспышек. В-третьих, зависимость между общим блеском вспышки и

Таблица 22

Спектрофотометрические данные о вспышке UV Cet
26 сентября 1965 г.

№№ спектро- грамм	i_V	Экспозиция, мин.	H_α	
			$W, \text{\AA}$	$\Delta\lambda_{1/2}, \text{\AA}$
5	0,55	1,4		5,4
6	0,33	1,2	50	5,2
7	0,20	3,0	33	4,6
8	0,15	2,2	36	4,5
9	0,14	2,4	36	4,9
10	0,11	4,0	34	4,5
11	0,08	6,4	18	4,2
12	0,05	2,9	22	4,9
13	0,01	5,2	12	4,1
Средние характеристики спектра звезд перед вспышкой			15	4,5
Инструментальный профиль				3,7

наблюдаемыми эквивалентными ширинами водородных эмиссионных линий довольно сложна и, по-видимому, неоднозначна: у сильных вспышек максимальное значение W_{Ba} достигается определенно после максимума блеска вспышки, и уменьшение величины W_{Ba} происходит затем, как правило, гораздо медленнее, чем уменьшение амплитуды вспышки. В-четвертых, подтверждается обнаруженное ранее различие эффекта вспышки в водородных и кальциевых эмиссионных линиях и найден различный временной ход интенсивностей этих эмиссий по мере угасания вспышки. В-пятых, ширины эмиссионных линий лучше коррелируют с блеском вспышки, чем эквивалентные ширины, но иногда максимальное уширение линий имеет место, как и максимум W_{Ba} , заметно позже момента максимального блеска вспышки.

К описанным спектральным наблюдениям непосредственно примыкают фотоэлектрические наблюдения вспышек UV Cet и EV Lac, выполненные Чугайновым (1967,

1969a) с применением узкополосного фильтра на H_β и позволившие получить уверенные оценки эквивалентных ширин W_{H_β} непосредственно в единицах интенсивности прилегающего непрерывного излучения вспышки.

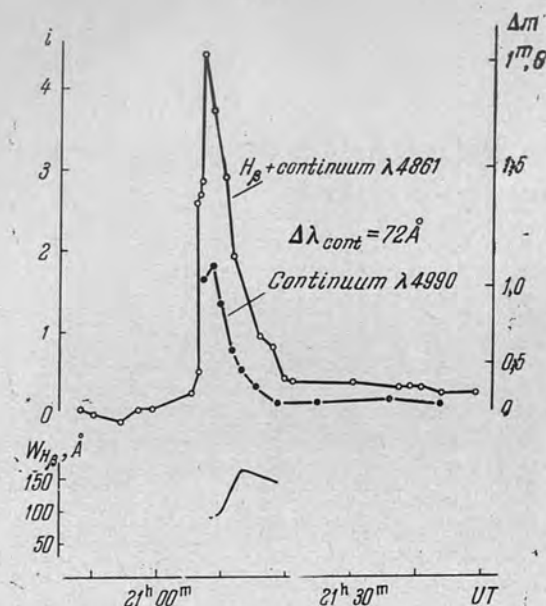


Рис. 72. Фотоэлектрические кривые блеска вспышки UV Cet 10 сентября 1966 г., записанной в двух узких спектральных областях. Внизу — временной ход интенсивности эмиссии H_β в единицах непрерывного излучения вспышки в прилежащем континууме (Чугайнов, 1968).

На рис. 72 приведены результаты наблюдения вспышки UV Cet 10 октября 1966 г.; как временной ход W_{H_β} , так и ее абсолютные значения находятся в согласии со спектрографическими данными. Результаты аналогичных наблюдений вспышек EV Lac сходны: по мере угасания вспышки замечен рост W_{H_β} от $25 \div 50 \text{ \AA}$ до $100 \div 180 \text{ \AA}$.

Почти одновременно с крымскими наблюдениями, в декабре 1965 г. в США спектроскопические исследования вспышек AD Leo, EV Lac и YZ CMi выполнил Кункель

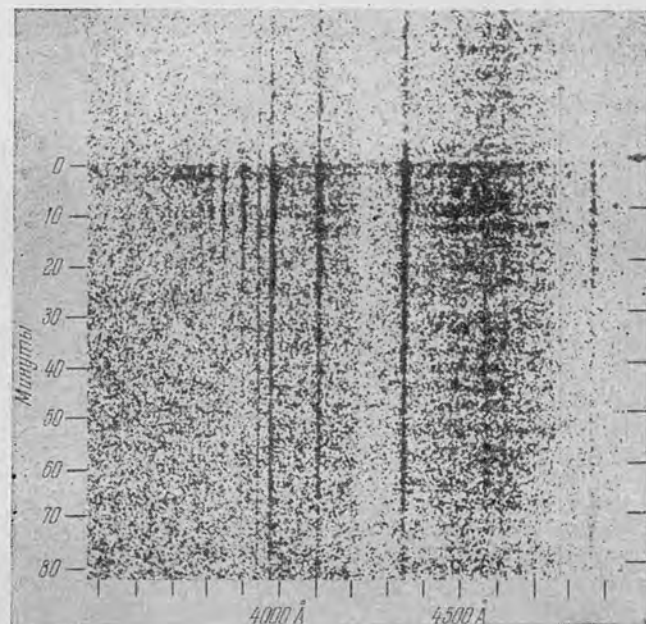


Рис. 73. Спектрограмма вспышки EV Lac 11 декабря 1965 г. (Кункель, 1967). Слева — метки времени от начала вспышки.

(1967). Наблюдения проводились им на 82- и 36-дюймовом рефлекторах обсерватории Мак-Дональд с помощью спектрографа специальной конструкции; реальное временное разрешение полученных спектрограмм составляло около трех минут. Как правило, для спектрофотометрического исследования был доступен диапазон $\lambda\lambda$ 3750—4900; лишь во время сильных вспышек континуум прослеживался до λ 3550.

Лучшая спектрограмма вспышки была получена Кункелем 11 декабря 1965 г. при наблюдениях EV Lac

(рис. 73). С самого начала вспышки бальмеровские линии были резко усилены, а непрерывная эмиссия, хорошо видимая лишь в течение первых трех минут после максимума блеска, практически полностью заливала абсорбционную линию CaI λ 4226 и заметно ослабляла абсорбционные детали нормального спектра в области $\lambda > 4550$. Бальмеровские линии прослеживаются до H₁₁, а от

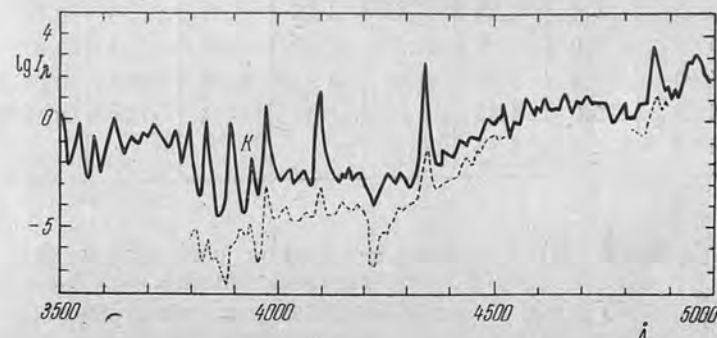


Рис. 74. Распределение энергии в спектре EV Lac в момент максимума блеска вспышки 11 декабря 1965 г. (сплошная линия) и в спокойном состоянии (пунктир) (Кункель, 1967).

λ 3750, где эмиссионные линии сливаются из-за низкого разрешения, до λ 3500 — предела чувствительности аппаратуры, уровень непрерывного излучения оказался практически постоянным. Повышенное излучение в линиях наблюдалось даже через час после максимума блеска, причем в линии K Ca II угасание вспышки было наиболее медленным. Тщательная фотометрическая обработка этой спектрограммы позволила найти распределение энергии в спектре EV Lac в спокойном состоянии (перед вспышкой) и в момент максимума блеска. Сравнение этих распределений приведено на рис. 74. По спектру этой вспышки удалось получить надежную оценку эмиссионного бальмеровского скачка в собственном излучении вспышки ($I_{\lambda 3650}/I_{\lambda 4100} = 4,65 \pm 0,5$) и бальмеровский декремент на разных стадиях развития вспышки (см. табл. 23а).

В ту же ночь 11 декабря 1965 г. Кункелем была получена спектрограмма вспышки AD Leo. Отличительная

Таблица 23а

Сопоставления наблюдаемого и теоретического бальмеровского декремента по Кункелю (1967). Наблюдения вспышки EV Lac 11 декабря 1965 г.

U. T.	H _β	H _γ	H _δ	H _ε	H _η	H ₁₀	H ₁₁
h m							
3 55	1,0	1,24	1,48	1,22	1,17	0,94	0,80
4 00	1,0	1,04	1,16	0,92	0,63	0,64	0,47
4 03		1,10	1,28	1,10	0,90	0,67	0,57
4 08	1,0	1,13	1,06	0,76	0,54	0,52	0,38
4 56	1,0	1,15	0,90				

особенность этого снимка — сильное расширение эмиссионных линий в течение

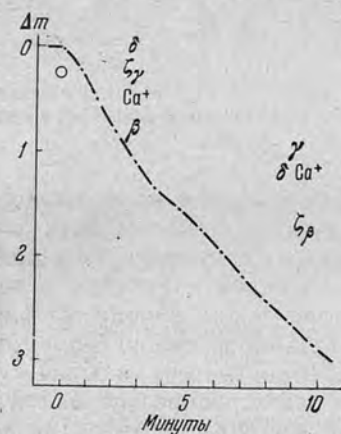


Рис. 75. Угасание вспышки YZ CMi 5 декабря 1965 г. в континууме (штрих-пунктир) и в эмиссионных линиях (Кункель, 1967). Нуль-пункт линейчатой эмиссии отмечен черным кружком.

умеренной амплитуды. На рис. 75 приведен ход угасания этой вспышки в непрерывном спектре — в ультра-

фиолете, где велось фотоэлектрическое патрулирование, и в эмиссионных линиях; как следует из рисунка, угасание этой вспышки в континууме происходило примерно с вдвое большей относительной скоростью, чем в линиях. Оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий на разных фазах развития вспышки таковы:

5 декабря 1965 г. Кункель и Вильямс проводили одновременные спектрографические и фотоэлектрические наблюдения звезды YZ CMi и зарегистрировали непродолжительную вспышку

Таблица 23б

Теоретический бальмеровский декремент для условий локального термодинамического равновесия, когерентного рассеяния в линиях, $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $V_{\text{турб}} = 20 \text{ км/сек}$

lg τH _α	H _α	H _β	H _γ	H _δ	H _ε	H _η	H ₁₀	H ₁₁
$T_e = 20\,000^\circ \text{ K}$								
2,0	0,55	1,00	1,06	0,74	0,32	0,22	0,16	0,12
2,5	0,63	1,00	1,32	1,27	0,68	0,49	0,36	0,27
3,0	0,76	1,00	1,31	1,55	1,26	0,97	0,73	0,56
3,5	0,81	1,00	1,21	1,45	1,65	1,49	1,26	1,02
4,0	0,84	1,00	1,13	1,29	1,57	1,64	1,60	1,46
$T_e = 25\,000^\circ \text{ K}$								
2,0	0,51	1,00	1,09	0,78	0,35	0,24	0,17	0,13
2,5	0,58	1,00	1,37	1,35	0,74	0,53	0,39	0,29
3,0	0,68	1,00	1,36	1,65	1,37	1,06	0,81	0,62
3,5	0,75	1,00	1,25	1,54	1,79	1,64	1,39	1,12
4,0	0,78	1,00	1,17	1,36	1,70	1,80	1,76	1,61

фиолете, где велось фотоэлектрическое патрулирование, и в эмиссионных линиях; как следует из рисунка, угасание этой вспышки в континууме происходило примерно с вдвое большей относительной скоростью, чем в линиях. Оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий на разных фазах развития вспышки таковы:

U. T.	H _γ	H _δ	H _ε	K Ca II
10 ^h 04 ^m ,5	1,00	1,14	0,80	0,88
07,5	1,00	1,32	0,88	0,79
14,5	1,00	1,06	0,64	0,81

Из этих данных следует, что за время фотометрической продолжительности этой вспышки не обнаруживается заметного изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий.

4. Радиоизлучение вспышек звезд типа UV Cet. Кроме Солнца, единственными известными в настоящее время объектами звездной природы, от которых уверенно регистрируется радиоизлучение, являются звезды типа UV Cet во время вспышек. Радиоизлучение вспышек было обнаружено Ловеллом (1964) с помощью радиотелескопа в Джодрелл Бэнк в 1958 г. Вначале радиоизлучение было найдено статистически — методом наложения записей во время 23 слабых оптических всплесков (Ловелл, Уиппл, Соломон, 1963), но к настоящему времени зарегистрировано более двух десятков уверенных радиовспышек в диапазоне длин волн от 20 см до 15 м. Как правило, радионаблюдения звезд типа UV Cet проводятся одновременно с оптическим патрулем блеска, причем наиболее часто этот патруль осуществлялся фотографически сетью спутниковых станций Смитсоновской астрофизической обсерватории (Соломон, 1966) и на Абастуманской обсерватории, фотоэлектрически — в Крыму и в Бюракане и визуально — в Одессе и группой австралийских астрономов-любителей. На рис. 76 приведены результаты такого одновременного оптического и радиопатрулирования UV Cet 3 октября 1967 г. в Австралии (Хиггинс и др., 1968).

Типичная радиовспышка UV Cet из числа зарегистрированных в Джодрелл Бэнк на частоте 240 Мгц приведена на рис. 77. Радиоизлучение возникает за несколько минут до максимума оптического излучения вспышки, достигает наибольшей интенсивности через несколько минут после оптического максимума и длится примерно столько же, сколько фотометрическая фаза вспышки. Спектральный индекс такого радиоизлучения вблизи $\lambda = 1$ м составляет $-1,5$ и в целом это радиоизлучение сходно с сильными шумовыми бурями или радиоизлучением I типа на Солнце. При амплитуде оптической вспышки $\Delta m \sim 1^m$ плотность потока радиоизлучения достигает нескольких единиц 10^{-26} Вт/м² Гц, и при пересчете на весь диск UV Cet умеренная радиовспышка такого типа соответствует яркостной температуре $T_b \approx 10^{15}$ К.

Радиовспышка UV Cet другого типа была зарегистрирована 25 октября 1963 г. (Ловелл, Уиппл, Соломон, 1964). На рис. 78 дан временной ход радиоизлучения этой

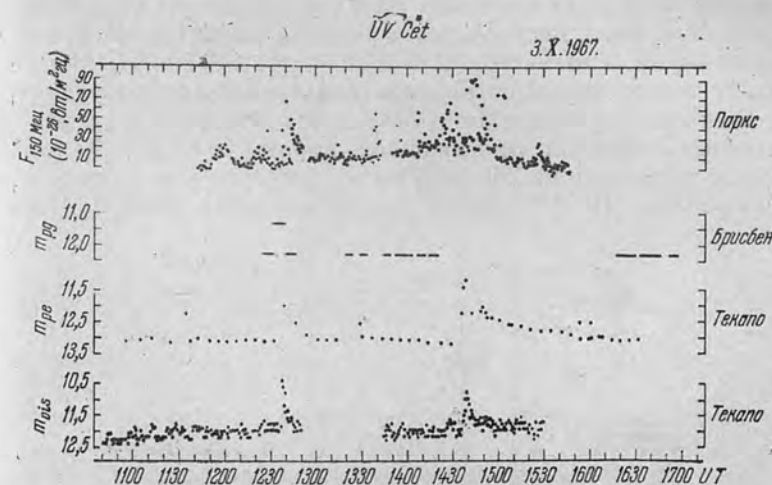


Рис. 76. Результаты одновременного оптического и радиопатрулирования UV Cet (Хиггинс и др., 1968).

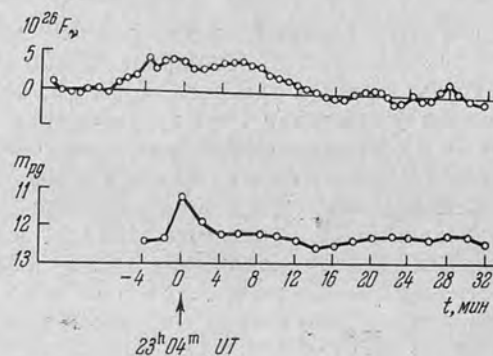


Рис. 77. Оптическая и радиовспышка UV Cet 19 октября 1963 г. (Ловелл, Уиппл и Соломон, 1964).

вспышки на двух частотах: максимум радиоизлучения на 408 Мгц имел место через 2 минуты после оптического максимума, а на частоте 240 Мгц — через 3 минуты. Этот факт можно интерпретировать как дрейф частоты радиоизлучения (со скоростью 3 Мгц/сек), генерируемого в различных областях протяженной короны UV Cet. Далее, радиоизлучение на 240 Мгц было примерно вдвое продолжительнее (10—20 минут) радиоизлучения на 408 Мгц

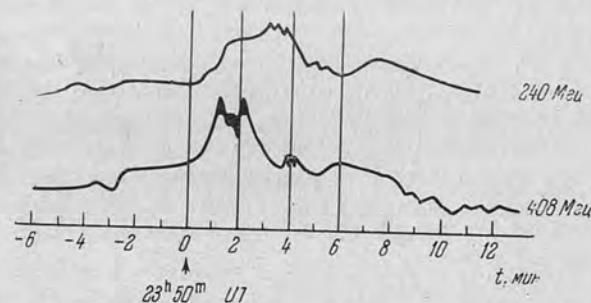


Рис. 78. Кривые радиоизлучения вспышки UV Cet 25 октября 1963 г. на двух частотах (Ловелл, Уинпл и Соломон, 1964).

(5—10 мин.), а спектральный индекс около 1 м оказался равен $-0,6$. Кроме того, отношение $F_{240 \text{ Мгц}}/\Delta m$ для этой вспышки оказалось в три раза большим, чем для типичной вспышки 19 октября 1963 г. По целому ряду характеристик — по запаздыванию радиоизлучения относительно оптической вспышки, скорости дрейфа по частоте, длительности радиоизлучения и по его спектральному индексу — радиовспышка 25 октября 1965 г. на UV Cet занимает промежуточное положение между солнечными радиовсплесками II и III типов.

Наиболее полные результаты по радиоизлучению отдельных вспышек звезд типа UV Cet были получены в Австралии при наблюдениях вспышки V 371 Ori 30 ноября 1962 г. (Сли, Соломон, Патстон, 1963). Оптические наблюдения V 371 Ori вели в эту ночь две группы астрономов-любителей; кроме того, она наблюдалась на камере Бейкер-Нанна в Южной Австралии; радионаблюдения

велись на волнах 20 и 75 см на большом рефлекторе в Парксе и на 15 м на кресте Миллса около Сиднея. К сожалению, визуальные оценки блеска производились лишь

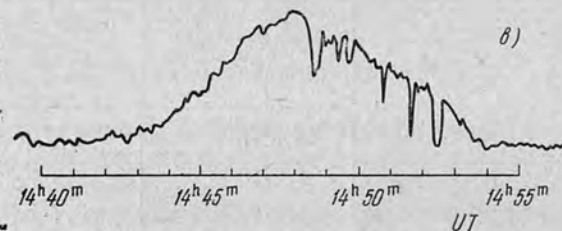
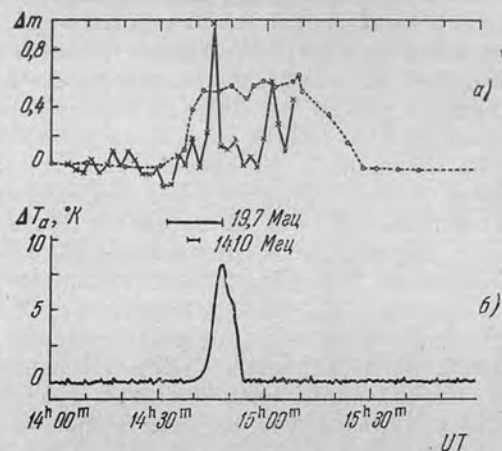


Рис. 79. Вспышка V 371 Ori 30 ноября 1962 г. (Сли, Соломон и Патстон, 1963). а) оптические наблюдения: сплошная линия — фотографические, пунктир — визуальные оценки блеска; б) радиоастрономические наблюдения: сплошная линия — сглаженная запись вспышки на 410 Мгц , отрезки прямых отмечают интервалы времени, когда наблюдались всплески на 1410 и $19,7 \text{ Мгц}$; в) запись вспышки на 410 Мгц .

через 3—4 минуты, а фотографические наблюдения, производившиеся каждые 2 минуты, были прерваны облаками, так что хорошей фотометрической кривой этой

вспышки нет; но в целом оптические наблюдения на трех станциях дают согласующиеся моменты начала вспышки, близкие оценки амплитуды и сходные величины характерного времени вспышки. Во время этого события была получена уверенная и полная запись радиоизлучения вспышки на частоте 410 Мгц (рис. 79): кривая радиоизлучения имеет сравнительно плавный подъем, достигает в максимуме интенсивности $12 \cdot 10^{-26}$ вт/м²гц, а нисходящая ветвь изрезана полудюжиной резких провалов длительностью от 6 до 20 сек. Сведения о радиоизлучении вспышки на других частотах менее уверенные. За несколько минут до радиовспышки на 410 Мгц на частоте 1410 Мгц в течение 3 минут была зарегистрирована группа слабых всплесков; запись на 19,7 Мгц позволяет только констатировать повышенный уровень радиоизлучения звезды. На рис. 79 показано относительное расположение временных интервалов, когда вспышка V 371 Ori наблюдалась в четырех различных диапазонах частот; в табл. 24 даны энергетические оценки излучения этой вспышки. Между

Таблица 24

Излучение вспышки V 371 Ori 30 ноября 1962 г. в различных областях спектра

Область спектра	Максимальный поток от вспышки у Земли, вт/м ² гц	Общее избыточное излучение звезды за все время вспышки, эрг/гц
19,7 Мгц (15 м)	$2,3 \cdot 10^{-22}$	$5,5 \cdot 10^{23}$
410 Мгц (75 см)	$1,2 \cdot 10^{-25}$ ^{2,5}	$2,9 \cdot 10^{20}$ ^{2,5}
1410 Мгц (20 см)	$8,6 \cdot 10^{-27}$ ^{2,1}	$3,7 \cdot 10^{18}$ ^{3,5}
5400 Å (5,55 · 10 ¹⁴ гц)	$6,2 \cdot 10^{-28}$	$1,1 \cdot 10^{19}$

строк в табл. 24 даны формально вычисленные спектральные индексы — величины

$$\Delta \lg F_v^{\max} / \Delta \lg v \text{ и } \Delta \lg \int F_v dt / \Delta \lg v.$$

Если считать, что все компоненты динамического спектра вспышки укладываются в соотношение $d \lg \int F_v dt / d \lg v =$

$= 2,5$, то общее излучение вспышки V 371 Ori 30 ноября 1962 г. на частотах $\nu > 10^7$ гц составило 10^{31} эрг, что в 100 раз меньше оптического излучения той же вспышки. Оптическое же излучение этой вспышки в 1000 раз превосходит оптическое излучение сильной солнечной вспышки, а полное излучение вспышки V 371 Ori в радиодиапазоне в 10^6 раз превосходит полное радиоизлучение сильных вспышек на Солнце; таким образом, отношение энергии радиоизлучения к оптической энергии вспышки V 371 Ori на три порядка величины больше, чем это соотношение в сильных солнечных вспышках. Позднее Ловелл и Чугайнов (1964) получили аналогичный результат для вспышек UV Cet, EV Lac и YZ CMi.

§ 3. Интерпретация вспышек звезд типа UV Cet

После 1948 г., с началом интенсивного изучения вспыхивающих звезд, появилось около десятка различных гипотез, связанных с этими звездными вспышками. Часть из них, например, астероидная гипотеза Герцшпрунга, с накоплением наблюдательных данных отпала, другие требуют дальнейшей теоретической разработки и экспериментальной проверки. Нет необходимости излагать все эти теоретические соображения в исторической последовательности и нет смысла обсуждать их на уровне наблюдательных данных, соответствующих моменту появления каждой гипотезы.

К настоящему времени наибольшее соприкосновение с наблюдениями имеет так называемая небулярная, или хромосферная, модель вспышки. Поэтому сначала будет достаточно подробно изложена эта схема, а затем другие модели и гипотезы.

1. Хромосферная модель и другие феноменологические модели вспышек. Основное предположение небулярной, или хромосферной, модели вспышки состоит в том, что наблюдаемая в оптическом диапазоне вспышка связана с быстрым возникновением над фотосферой холодной звезды горячего ионизованного газового облака, которое, будучи лишено внешних источников ионизации, высвечивается благодаря необратимым рекомбинациям. Сопоставим эту

схему с фотометрическими, колориметрическими и спектральными наблюдениями.

Допустим, что после достижения максимума блеска вспышки масса высвечивающегося газа остается постоянной и физические условия в нем однородны. Как известно, интенсивность излучения такого горячего, оптически тонкого газа пропорциональна квадрату плотности ионизованных частиц и объему светящегося вещества:

$$I_v = S_v(T_e) n_e^2 V, \quad (5.3)$$

а коэффициент пропорциональности — функция $S_v(T_e)$ — зависит от электронной температуры и спектральной области, выбранной для наблюдений. Представляется правдоподобным предположение, что в ходе высвечивания температура газа меняется меньше, чем два других параметра — плотность и объем — так что в качестве первого шага можно рассмотреть изотермическое высвечивание ионизованного вещества.

При изотермическом и однородном k -мерном расширении газового облака изменение плотности ионизованных частиц за счет общего уменьшения плотности газа и вследствие рекомбинаций описывается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = -kn_e \frac{\frac{v}{R_0}}{1 + \frac{v}{R_0} t} - C(T_e) n_e^2, \quad (5.4)$$

где v — характерная скорость расширения газа, R_0 — его начальный характерный размер и $C(T_e)$ — коэффициент рекомбинации. Решение (5.4) в сочетании с (5.3) дает следующее выражение для нисходящей ветви теоретической кривой блеска, измеряемого в единицах максимального блеска:

$$\frac{I(t)}{I_{\max}} = \frac{\left(1 + \frac{t}{A}\right)^k}{\left\{ \left(1 + \frac{t}{A}\right)^k + \frac{1}{k-1} \frac{A}{B} \left[\left(1 + \frac{t}{A}\right)^k - \left(1 + \frac{t}{A}\right) \right] \right\}^2}, \quad (5.5)$$

где $A \equiv R_0/v$ — время удвоения начального размера, т. е. характерное время расширения газа, и $B \equiv \frac{1}{n_e C(T_e)}$ —

характерное время рекомбинации при начальной плотности. Кривые (5.5) были рассчитаны (Гершберг, 1964) для различных отношений A/B и для разной геометрии

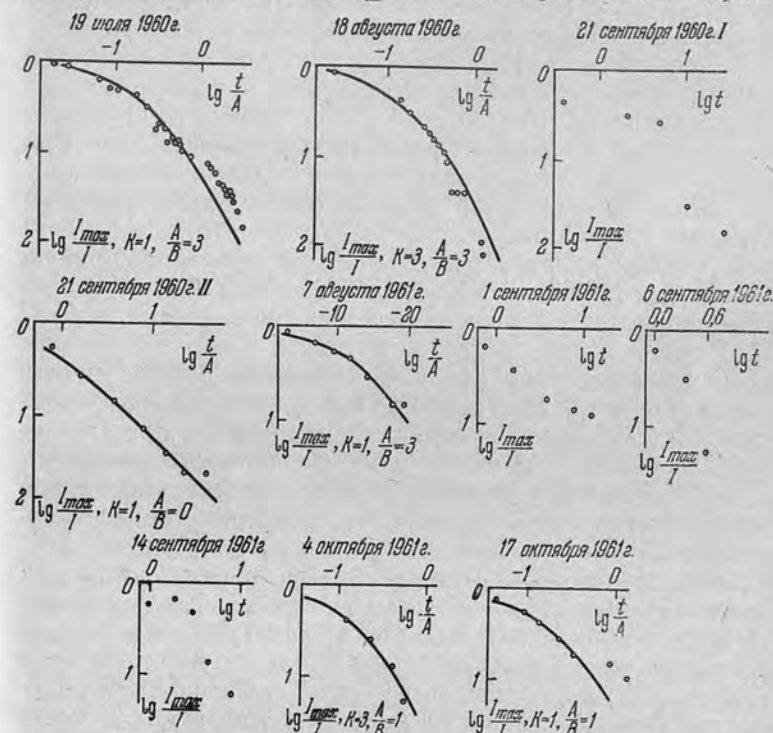


Рис. 80. Небулярное представление кривых блеска вспышек EV Lac (Гершберг, 1964).

расширения ($k = 1, 2$ и 3), и на рис. 80 даны сопоставления фотоэлектрических кривых блеска 10 вспышек EV Lac с такими теоретическими кривыми; из рисунка следует, что 6 из 10 вспышек удается представить расчетными кривыми (5.5). Позднее были проведены расчеты, учитывающие эффекты охлаждения высвечивающегося газа (Гершберг, 1967а); сейчас теоретические кривые блеска вспышек рассчитываются с учетом самопоглощения в бальмеровских линиях; в результате, семейство

теоретических кривых обогащается и возможности подгонки теории под наблюдения повышаются. Не следует, однако, обольщаться этим обстоятельством: с одной стороны, богатое семейство теоретических кривых делает некритичным сопоставление наблюдений с соответствующей теорией; с другой стороны, все эти теоретические кривые, рассчитанные для однородного и однородно расширяющегося облака, не могут, по-видимому, дать таких деталей, как вторичные максимумы, и неэффективны при интерпретации восходящих ветвей кривых блеска.

Следует заметить, что впервые кривая блеска вспышки в рамках небулярной модели была рассмотрена Аракеляном (1959); однако, сопоставив наблюдаемую кривую блеска с теоретической кривой весьма частного случая — изотермического высвечивания без расширения, — Аракелян сделал преждевременный вывод о неприменимости небулярной модели к звездным вспышкам. Далее, многие наблюдатели представляли кривые блеска вспышек звезд типа UV Cet экспонентами, и формально это представление (особенно с помощью двух экспонент) оказывается в ряде случаев не хуже небулярного. Но физически такое представление не обосновано, оно возникло как ошибочный вывод из неверной гипотезы «горячего пятна» (см. ниже) и, как показал Кункель (1967), оно не годится для представления сильных и продолжительных вспышек. В рамках небулярной модели Эндрюс (1965) предложил составную теоретическую кривую блеска: быстрый спад сразу после максимума соответствует свободно-свободному излучению газа при очень высокой температуре, а более плавная часть кривой — рекомбинационному высвечиванию; однако значительный эмиссионный бальмеровский скачок, обнаруженный Кункелем (1967), исключает эффективное излучение во вспышке газа с корональной температурой, при которой только и могут преобладать свободно-свободные переходы. Согласно Кункелю при угасании вспышки к чисто небулярному излучению добавляется свечение горячего пятна — фотосферного «ожога» от вспышки, но количественно эта модель с наблюдениями не сравнивалась.

Таким образом, наблюдаемые кривые блеска вспышек звезд типа UV Cet не противоречат небулярной модели

вспышек, но существующие расчеты этой модели слишком примитивны, чтобы дать полную теорию наблюдаемых кривых.

Применимость небулярной модели вспышек звезд типа UV Cet с точки зрения колориметрических характеристик вспышек была показана Гершбергом (1964, 1965). Более ранняя попытка Аро и Хербига (1955) интерпретировать вспышки звезд типа Т Тау на основании их цветов в рамках небулярной модели оказалась неудачной, но их отрицательный результат без должных на то оснований переносился и на вспышки звезд типа UV Cet. Наиболее полное обсуждение цветовых особенностей вспышек в рамках небулярной модели проведено Кункелем (1967): на рис. 66, помимо наблюдаемых положений и треков вспышек, даны результаты расчетов теоретических цветов небулярных моделей. В этих расчетах Кункель принимал во внимание непрерывное свободно-свободное и рекомбинационное излучение, в частотах которого газ оптически тонок, а излучение в бальмеровских линиях рассчитал для $0 \leq \tau_{H\alpha} \leq 10^5$, $10000^\circ \text{K} \leq T_e \leq 35000^\circ \text{K}$, доплеровских скоростей 5, 20, 80 и 320 км/сек и $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$. (При малых и очень больших $\tau_{H\alpha}$ цвета моделей мало чувствительны к профилям эмиссионных линий, т. е. не критичны в этих случаях к значениям параметров v_i и n_e). На рис. 66 для $v_i = 20 \text{ км/сек}$ даны два семейства кривых: теоретические цвета моделей при $\tau_{H\alpha} = \text{const}$ и при $T_e = \text{const}$. Рассмотрение этого рисунка позволяет утверждать, что вблизи максимума блеска цвета вспышек близки или даже совпадают с цветами небулярной модели с заметной оптической толщей в бальмеровских линиях; но по мере угасания вспышек их цвета определенно уходят из области двухцветной диаграммы, где локализуется эта небулярная модель. Этот дрейф цветов вспышки Кункель отнес за счет излучения горячего фотосферного пятна, возникающего при вспышке: именно таково должно быть направление дрейфа, направо и слегка вниз, если к излучению горячего газа добавлять равновесное излучение в несколько тысяч градусов. Из рассмотрения рис. 66 можно сделать еще один важный вывод. Наблюдаемое смещение по двухцветной диаграмме собственных цветов

вспышки по мере ее угасания противоположно тому, которое следовало бы ожидать в результате охлаждения высвечивающегося газа. Следовательно, либо охлаждение газа несущественно, либо фотосферное пятно дает столь сильный и противоположный эффект, что при колориметрических исследованиях эффект охлаждения не обнаруживается. Не исключено, что часть «блуждающих» вспышек по двухцветной диаграмме, зарегистрированных Кункелем, и колебания цвета $B - V$, отмеченные ранее Чугайновым (1961, 1965), являются результатом одновременного действия этих конкурирующих эффектов.

Качественные особенности спектров вспышек звезд типа UV Ceti — появление сильного эмиссионного континуума и заметное усиление линейчатой эмиссии — особенности, которые стали известны уже после получения первых спектров вспышек, естественным образом укладываются в рамки небулярной модели вспышек. Описанные выше спектрофотометрические данные, полученные в 1965 г., позволяют провести количественное сопоставление этой модели с наблюдениями.

Крымские наблюдения (Гершберг и Чугайнов, 1966, 1967) дают возможность проанализировать в деталях относительную интенсивность линейчатой и непрерывной эмиссии вспышек. Как известно, в газовых образованиях, прозрачных во всех частотах оптического спектра, указанные отношения интенсивностей в достаточно широком диапазоне плотностей являются известными функциями температуры. Поэтому, располагая для каждой спектрограммы фотоэлектрическими оценками интегральной яркости вспышки, нетрудно это излучение для каждой выбранной температуры газа распределить по длинам волн и, используя известное распределение энергии в спектре спокойной звезды, подсчитать ожидаемые эквивалентные ширины эмиссионных линий, глубины абсорбционной линии Ca I λ 4226 и скачки интенсивности у пределов полос TiO в суммарном спектре системы «звезда + вспышка» (Гершберг, 1967b). На рис. 81 приведено сравнение вычисленных и наблюдаемых эквивалентных ширин различных бальмеровских линий в спектрах сильной вспышки AD Leo 18 мая 1965 г. Из рисунка следует, что наблюдаемые эквивалентные ширины эмиссионных бальмеровских

линий вблизи максимума вспышки в 10–30 раз меньше, чем должны быть при свечении во вспышке оптически тонкого газа с $T_e = 5000 \div 80000^\circ \text{K}$. Этот результат был подтвержден позднее фотоэлектрическими измерениями

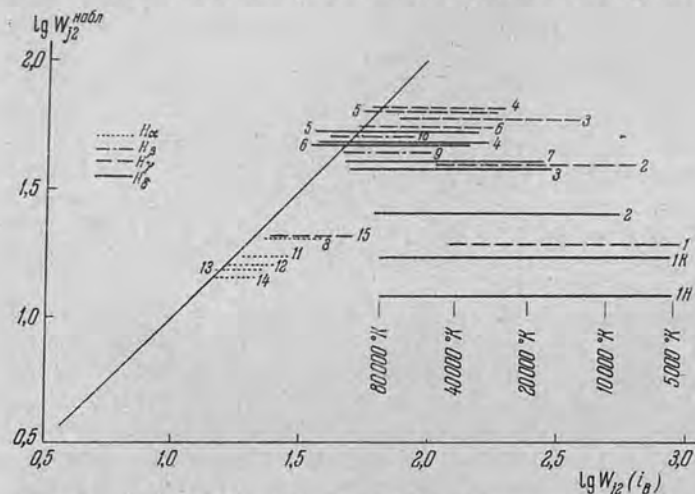


Рис. 81. Сопоставление наблюдаемых эквивалентных ширин бальмеровских линий в спектре сильной вспышки AD Leo 18 мая 1965 г. с соответствующими величинами, вычисленными по интегральному блеску для оптически тонкой модели вспышки (Гершберг, 1967b).

эквивалентной ширины линии H_β во вспышках UV Ceti и EV Lac (Чугайнов, 1968, 1969a). Аналогичный вывод следует и из рассмотрения абсорбционных деталей спектров вспышек: скачки интенсивности у пределов полос TiO и линия Ca I λ 4226 замыты вблизи максимума блеска в гораздо большей степени, чем это должно быть при излучении оптически тонкого слоя с измеренной интенсивностью интегрального блеска. Очевидно, наблюдаемое относительно заниженное излучение в линиях в рамках небулярной модели могло быть объяснено либо высокой (корональной) температурой газа, либо заметной оптической толщей в линиях. Аналогичная неопределенность возникла и при интерпретации наблюдаемых ширин эмиссионных линий: они могли быть интерпретированы либо

как результат теплового уширения в газе с температурой в миллионы градусов, либо как результат самопоглощения.

Наблюдения Кункеля (1967) позволили сделать однозначный выбор из двух указанных вариантов небулярной модели вспышки. Значительный эмиссионный бальмеровский скачок исключает возможность свечения во вспышке газа с $T_e > 25000^\circ \text{K}$. С другой стороны, плотность вещества во вспышке, по-видимому, достаточно велика, чтобы не допустить большого различия ионизационной и электронной температур, так что эмиссия He II и He I вблизи максимума блеска не допускает существенно более низкой температуры, чем, скажем, 10000°K . Следовательно, наблюдаемый бальмеровский скачок близок к истинному скачку в излучении горячего газа, что исключает возможность какого-либо заметного дополнительного излучения в момент максимума блеска вспышки — синхротронного, комптоновского или равновесного. Колориметрические данные вполне согласуются с этим представлением о природе излучения вспышки в момент ее максимума. Далее, бальмеровский декремент вспышки EV Лас 11 декабря 1965 г. удовлетворительным образом удается представить моделью с $\tau \gg 1$. Действительно, в табл. 23а приведены результаты наблюдений, а в табл. 23б — рассчитанный декремент для условий локального термодинамического равновесия и когерентного рассеяния в линиях *) при температуре 20000 и 25000°K , электронной концентрации $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\lg \tau_{H\alpha} = 2 \div 4$; в начале вспышки наблюдаемый декремент близок к теоретическому при $\tau_{H\alpha} \approx 10^3$, через час, когда фотометрически вспышка уже не обнаружима, — к теоретическому декременту при $\tau_{H\alpha} \approx 10^2$. То обстоятельство, что относительные скорости затухания вспышки в континууме и в линиях отличаются примерно в два раза (см. рис. 77), также является аргументом в пользу рассматриваемой схемы: излучение в континууме соответствует начальной,

*) Для представления декремента вспышек, строго говоря, необходимо рассмотрение нестационарной задачи с учетом некогерентности рассеяния, которое при больших τ весьма существенно; но эта задача до сих пор не решена.

линейной части кривой роста, а излучение в линиях — верхней части кривой роста, обусловленной затуханием *).

Таким образом, совокупность всех оптических наблюдений вспышек звезд типа UV Cet укладывается в схему, согласно которой во время вспышек над поверхностью этих холодных звезд внезапно появляется горячий, ионизованный и быстро высвечивающийся газ. В момент максимума блеска газ прозрачен в континууме, но оптически толст в бальмеровских линиях; электронная температура и концентрация горячего газа близки к соответствующим величинам в хромосферных вспышках на Солнце, а скорости внутренних движений не превышают нескольких сотен или даже 100 км/сек . Радиовсплески, сопровождающие вспышки звезд типа UV Cet, также имеют некоторые общие свойства с радиоизлучением солнечных хромосферных вспышек. Ясно, что нетепловое радиоизлучение вспышек звезд типа UV Cet генерируется в самых верхних, корональных областях и не связано непосредственно с горячим газом, ответственным за наблюдаемые оптические эффекты. Железняков (1967) показал, что радиовспышку V 371 Ori 30 ноября 1962 г. можно объяснить механизмом когерентного синхротронного излучения: для этого нужно предположить, что в магнитном поле порядка нескольких гауссов, связанном с плазмой (концентрацией $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$), появляется облако релятивистских электронов умеренной энергии ($3 \cdot 10^6 \text{ эв}$) и концентрации $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ с характерным размером 10^{11} см . Важное свойство механизма когерентного синхротронного излучения — это его малая инерционность, которая и позволяет объяснить «замирания» на нисходящей ветви кривой радиояркости вспышки V 371 Ori (см. рис. 79). Для объяснения дрейфа радиоизлучения по частоте

*) Заметим, что рост линейчатой эмиссии вспышки относительно ее непрерывного излучения происходит, как правило, не в течение всей фазы затухания вспышки, а лишь в течение начального быстрого спада (Чугайнов, 1968, 1969а); это обстоятельство можно связать с появлением в конце вспышки «ожога» фотосферы — с этого момента высвечивание горячего газа вспышки в линиях и горячего пятна в континууме должно происходить примерно в одном темпе, поскольку обе высвечивающиеся среды непрозрачны, что даст приближенное постоянство эквивалентных ширины эмиссионных линий.

необходимо привлечение механизма плазменных колебаний, но для этого механизма оценка физических условий в радиоизлучающей среде пока не проводилась. Имея в виду разнообразие физических механизмов, связанных с радиоизлучением активного Солнца, не приходится удивляться, если и звездные радиовспышки с различными динамическими спектрами окажутся обусловленными разными физическими процессами.

Рассмотрим теперь вкратце альтернативные феноменологические модели вспышек.

Гордон и Крон (1949), получившие первую фотоэлектрическую запись вспышки, высказали предположение, что вспышки звезд типа UV Cet можно объяснить появлением на поверхности звезды отдельных участков с повышенной температурой. Но эта схема не в состоянии была объяснить скоротечность вспышек (Амбарцумян, 1954), и обнаруженный наблюдениями эмиссионный балмеровский скачок и мощная линейчатая эмиссия вспышек заставляют отказаться от модели квазиравновесного горячего пятна. Эти же спектральные свойства вспышек заставляют отбросить и гипотезы о чисто синхротронной и чисто комптоновской природе излучения вспышек.

Обнаружив несостоятельность гипотезы горячего пятна, Амбарцумян (1954) предположил, что вспышки звезд типа UV Cet связаны с выбросом из звездных недр особого дозвездного вещества, управляемого еще не известными законами природы. Но все сообщения об экспериментальном обнаружении во вспышках звезд типа UV Cet излучения неизвестной природы при детальном рассмотрении оказывались лишь свидетельствами неравномерности излучения вспышек. Таким образом, наблюдения не подтверждают этой гипотезы, но и не доказывают ее ошибочности. Следует, впрочем, заметить, что единственный способ доказать несостоятельность гипотезы дозвездного вещества — это дать полное объяснение вспышек звезд типа UV Cet в рамках известных законов физики, поскольку обнаружение несостоятельности любой частной модели этой общей идеи оставляет надежду на успех следующей конкретной схемы.

Колесник (1966) привлек мазерный эффект в неравновесной плазме для интерпретации вспышек звезд типа

UV Cet и ему удалось представить несколько кривых блеска вспышек EV Lac. Однако оценка физических условий во вспышке, сделанная на основе развитой им теории, приводит к релятивистским движениям газовых масс, что противоречит наблюдениям и допущениям, использованным при построении упомянутой теории.

2. Гипотезы о физической природе вспышек звезд типа UV Cet. Описанная выше небулярная модель удовлетворительным образом представляет вспышки звезд типа UV Cet феноменологически, но не конкретизирует физический механизм, ответственный за возникновение горячего газового облака. Можно рассмотреть несколько таких механизмов.

Еще в 1950 г. Гринстейн, а затем Джонсон (1953) непосредственную причину возникновения неустойчивой магнитогидродинамической ситуации, приводящей к вспышке, видели в процессе выпадения на звезду намагниченной плазмы извне. Однако скоротечность и частота вспышек и дрейф их радиоизлучения в сторону низких частот заставляет отбросить все гипотезы внешнего возбуждения вспышек.

Другой возможный механизм возникновения горячего газового облака над поверхностью звезд типа UV Cet — это возбуждение ударной волной. Как показал Горбацкий (1964), внутренний взрыв в звезде-карлике может привести к возникновению перегретой области, которая в виде «горячего пузыря» будет всплывать и при выходе на поверхность даст ударную волну. Энергетически схема представляется правдоподобной, но необходимы дальнейшие теоретические исследования для выяснения деталей выхода этого «пузыря»: необходимо убедиться, что у поверхности звезды скорость «пузыря» будет еще достаточно малой, чтобы не требовать с необходимостью заметного «синего» смещения спектральных линий, но вместе с тем и достаточно большой, чтобы «пузырь» не успел прийти в равновесие с внешними слоями звезды и излучал как неравновесный горячий газ.

В течение ряда лет Шацман (1957, 1959 а) развивает другую гидродинамическую гипотезу — теорию вибрационной неустойчивости звезд в применении к вспышкам разных звезд. Однако в основе этого механизма лежит

сильная зависимость темпа термоядерных реакций от плотности и температуры вещества, а в звездах типа UV Cet из-за малых масс такие реакции вообще не могут поддерживаться (см. ниже).

Гурзадян (1965, 1966а, б, 1967) рассматривает все наблюдаемые небулярные особенности вспышек как вторичные эффекты, а первичными считает извержение потока быстрых электронов и их комптоновское рассеяние на фотонах фотосферного излучения. Но выше уже отмечалось, что анализ спектральных и колориметрических наблюдений не «оставляет места» для комптоновского оптического излучения; с другой стороны, трудность для этой гипотезы состоит в том, что общая энергия быстрых электронов должна в $10^5 \div 10^7$ раз превышать энергию оптического излучения и вместе с тем не вызывать никаких дополнительных обнаружимых эффектов.

В принципе можно было бы ожидать, что горячее облако над фотосферой возникает в результате быстрого образования и высвечивания корональной конденсации, в процессе, который на Солнце дает некоторые протуберанцы. Но корональная модель требует недопустимо больших масс светящегося газа вспышки (Гершберг, 1967b) и не согласуется с наблюдениями эмиссионного бальмеровского скачка.

Наиболее правдоподобной представляется гипотеза о вспышках звезд типа UV Cet как о процессах, родственных солнечным хромосферным вспышкам. Сходство солнечных вспышек и вспышек звезд типа UV Cet неоднократно обсуждалось (Гринстейн, 1950; Уинпл (см. Соломон, 1966); Бербиджи, 1955; Шацман, 1959 б; Струве, 1959) и существенно, что по мере накопления новых наблюдательных данных эта аналогия оказывается все более глубокой и разносторонней. Действительно, оба типа вспышек имеют хорошо выраженный взрывной характер — быстрое возгорание и более медленное угасание, причем отношение длительностей этих фаз в обоих случаях примерно одинаково. Оба типа вспышек не обнаруживают четкой периодичности, хотя существуют периоды повышенной и пониженной вспышечной активности. Кривые блеска вспышек обоих типов часто обнаруживают «предвспышки» и вторичные максимумы; в спектрах

вспышек появляются одинаковые эмиссионные линии, причем существует сходство в последовательности возгорания различных линий и в характере изменения ширины и эквивалентных ширины линий по мере угасания вспышек. Существующие приближенные оценки показывают, что и физические условия в горячем высвечивающемся газе в обоих случаях сходны. Как вспышки звезд типа UV Cet, так и хромосферные вспышки на Солнце сопровождаются мощными всплесками нетеплового радиоизлучения в широком диапазоне частот, причем обнаруживаются некоторые общие характеристики динамического спектра этих всплесков. Сходство наблюдаемых особенностей вспышек обоих типов столь велико, что с большой вероятностью их можно рассматривать и как физически подобные явления, отличающиеся лишь масштабом. К сожалению, исследования вспышек на Солнце, интенсивно ведущиеся уже несколько десятилетий, до сих пор не привели к четкой физической теории этих явлений. Можно лишь утверждать, что непосредственным источником энергии хромосферных вспышек является магнитное поле, которое поддерживается конвективными движениями в подфотосферных слоях и дифференциальным вращением Солнца. Поэтому можно думать, что физические причины активности звезд типа UV Cet также обусловлены магнито-гидродинамическими процессами, связанными с мощными конвективными движениями. Этот последний, принципиальный вывод, полученный при исследовании собственно вспышек, находит решительную поддержку при более общем подходе к вспышечной активности звезд типа UV Cet, т. е. при рассмотрении совокупности наблюдательных данных по нестационарным звездам низких светимостей и в существующей концепции звездной эволюции.

§ 4. Вспышечная активность звезд типа UV Cet, родственные ей явления звездной переменности и вопросы эволюции звезд

К середине 50-х гг. были обнаружены общие особенности в эруптивных звездах типа UV Cet и T Tau: эмиссионные линии водорода и кальция, накладывающиеся на непрерывный спектр позднего класса; непериодические

и большие по амплитуде вспышки яркости, во время которых появляется дополнительная непрерывная эмиссия, заливающая нормальный абсорбционный спектр и особенно заметная в коротковолновой области; повышенная яркость в спокойном состоянии по сравнению с постоянными звездами соответствующих спектральных классов. Дальнейшие исследования обнаружили, однако, существенные отличия вспышек этих двух типов эруптивных звезд: вспышки звезд типа Т Тау длятся десятки часов и даже сутками, на кривой блеска нет четкого различия скоростей нарастания и угасания вспышки; линейчатая эмиссия обычно присутствует в излучении вспышки, но она не является, как правило, такой существенной особенностью, как в спектрах вспышек звезд типа UV Cet. Поэтому простая небулярная схема, развитая для представления скоротечных вспышек звезд типа UV Cet, не может быть использована непосредственно для интерпретации вспышек звезд типа Т Тау.

По мере того как все с большей определенностью обнаруживались отличия звезд типа Т Тау от звезд типа UV Cet, становилось ясно, что существуют объекты, во многих отношениях промежуточные между этими двумя типами эруптивных звезд — так называемые вспышечные звезды, flash stars. (Эти объекты иногда называют также «вспыхивающими звездами в скоплениях» в отличие от «классических вспыхивающих звезд» или «вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца» — звезд типа UV Cet — и в этом случае термин «вспыхивающие звезды» является более широким, охватывающим оба типа переменных.) Интенсивное изучение вспышечных звезд проводится в Мексике, в Италии и в СССР (в Армении), причем используются, как правило, такие методы, как фотографические оценки блеска и спектральные исследования с объективной призмой. В результате сведения об отдельных вспышках сравнительно бедны, но материал для рассмотрения общих свойств этих явлений достаточно обширен.

Согласно обзору Аро (1968) особенности вспышечных звезд в области Большой туманности Ориона, где открыто 176 таких объектов, следующие. Большинство этих звезд в спокойном состоянии не обнаруживают на снимках с объективной призмой эмиссионных деталей, но во всех

случаях, когда были получены спектры вспышек, выявлялись сильные эмиссионные линии. Фотографические оценки блеска, полученные по снимкам с экспозициями от 5 до 15 минут, дают амплитуды вспышек от нескольких десятых до $6 \div 7$ звездных величин. Амплитуды вспышек в ультрафиолете в $1,3 \div 2$ раза превышают амплитуды вспышек в синей области спектра, которые в свою очередь существенно превышают амплитуды вспышек в желтой области; в инфракрасной области фотографические наблюдения не привели к обнаружению вспышек. Наблюдения во время вспышек в красной области спектра показывают спектральные изменения двух типов; в одном случае с самого начала вспышки наблюдается резкое усиление эмиссии H_{α} , но прилегающий континуум не испытывает заметных изменений; в другом случае значительно усиливается континуум, а эмиссия H_{α} возрастает в меньшей степени и становится заметна лишь после максимума блеска. Во время вспышек первого типа подъем к максимуму блеска происходит очень быстро, а возвращение к минимуму — несколько медленнее; в конце вспышки эмиссия H_{α} обычно исчезает. Подавляющее большинство вспышек, наблюдавшихся в Орионе, относится именно к такому типу явлений. Вспышки с доминирующим непрерывным излучением протекают существенно медленнее: возгорание длится до часа, а затухание — 5—6 часов, причем еще в течение одного-двух дней после вспышки в спектре обнаруживается эмиссия H_{α} . Такого типа вспышки зарегистрированы лишь на четырех звездах, причем на трех из них наблюдались также и «быстрые» вспышки. Из 176 вспышечных объектов, открытых в Орионе за 640 часов наблюдений, лишь на 23 были зарегистрированы повторные вспышки.

В других областях неба вспышечные звезды в общем сходны со вспышечными звездами в Орионе. Все эти объекты спектральных классов К — М с абсолютной светимостью $+4^m \div +13^m$. У некоторых вспышечных звезд Аро и Чавира обнаружили, помимо вспышек, малые колебания блеска.

Таким образом, по временным, фотометрическим и спектральным характеристикам вспышки звезд типа UV Cet и быстрые всплески вспышечных звезд весьма сходны, но

по характеру редких медленных вспышек и по звездно-статистическим свойствам вспышечные звезды близки к объектам типа Т Тау: и вспышечные звезды, и звезды типа Т Тау имеют четко выраженную концентрацию в звездных ассоциациях и агрегатах (Аро, 1967; Розино и Чиаи, 1962). Аро и Чавира (1965) проанализировали наблюдения вспышечных звезд в семи различных звездных агрегатах — в Орионе, в NGC 2264, в Тельце, в Плеядах, в Волосах Вероники, в Яслях и в Гиадах — и пришли к следующим интересным заключениям.

В молодых звездных агрегатах обнаруживается сосуществование вспышечных звезд и диффузного вещества, в старых скоплениях вспышечные звезды — как и вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца — с диффузным веществом практически не связаны.

Все вспыхивающие звезды имеют спектральный класс K0 и более поздний. На диаграмме цвет — звездная величина агрегата в Орионе самые яркие вспыхивающие звезды имеют визуальную величину $m_v \approx 13^m,5$, практически все эти звезды лежат на расстоянии от нескольких десятых до 4^m над главной последовательностью. По мере перехода к более слабым вспыхивающим звездам область, занимаемая ими на диаграмме, расширяется, и у $m_v \approx 16^m$ эти объекты примерно с равной вероятностью распределяются над и под главной последовательностью. Далее, с переходом от самых молодых звездных агрегатов (Орион, NGC 2264), возраст которых составляет несколько сотен тысяч лет, к самым старым агрегатам (Ясли, Гиады), возраст которых оценивается в несколько сотен миллионов лет, абсолютная величина самой яркой вспыхивающей звезды в агрегате возрастает, ее спектральный класс становится все более поздним, а расширение области вспыхивающих звезд на диаграмме цвет — звездная величина с переходом к более слабым объектам становится меньше, т. е. в старых агрегатах вспыхивающие звезды теснее примыкают к главной последовательности, чем в более молодых агрегатах.

Важно подчеркнуть, что в корреляции, найденные по вспышечным звездам в семи перечисленных агрегатах, хорошо укладываются и классические вспыхивающие звезды, возраст которых оценивается величиной того же

порядка, что и возраст звезд в самых старых из рассмотренных агрегатов. Таким образом, изучение вспышечных звезд обнаружило ближайших «родственников» объектов типа UV Cet среди эруптивных переменных, что позволяет с более общей точки зрения подойти к проблеме активности этих звезд — как в аспекте физических процессов, непосредственно ответственных за вспышки, так и в аспекте эволюционных причин активности.

Еще в 1955 г. Аро (1957) высказал предположение, что наблюдаемые вблизи Солнца звезды dMe — наиболее вероятные кандидаты в объекты типа UV Cet — являются частью звездной системы типа ассоциации и поэтому должны быть молодыми звездами. Позднее Амбарцумян (1957) выдвинул идею о существовании ассоциаций звезд типа UV Cet, как связанных с Т-ассоциациями, так и существующих отдельно, и о возможной случайной локализации Солнца в одной из таких UV-ассоциаций. Аракелян (1958, 1968) и Осканиян (1964) привели ряд дополнительных аргументов в пользу реальности такой UV-ассоциации. Хербиг (1958, 1962) привел другие звездно-статистические соображения в пользу молодости вспыхивающих звезд. Исходя из того известного факта, что дисперсия пекулярных скоростей звезд dM почти вдвое превышает дисперсию пекулярных скоростей звезд dMe, он заключил, что вспышечная активность звезд типа UV Cet есть реликтовое явление начальной фазы развития звезды, стадии гравитационного сжатия. Как показывают оценки, время гравитационного сжатия для звезд с массой меньше солнечной достигает нескольких сотен миллионов лет, поэтому звезды поздних спектральных классов (K — M) могут наблюдаться далеко от мест своего рождения, все еще не достигнув в своем развитии стадии звезды главной последовательности. Согласно Хербику звезды dM — это более старые объекты, которые, приблизившись к Солнцу из далеких областей, обладают большими пекулярными скоростями за счет общего градиента галактического поля скоростей и за счет накопленных эффектов столкновений; звезды dMe (и звезды типа UV Cet в частности) как более молодые родились сравнительно близко; в результате обе причины, определяющие большую дисперсию скоростей звезд dM, на

эмиссионных объектах сказались в меньшей степени. Далее, поскольку компоненты двойных систем имеют одинаковый возраст, в двойных системах типа $dM + dMe$ компонент с эмиссией, согласно гипотезе о реликтовой природе этой эмиссии, должен быть звездой меньшей массы, меньшей светимости и более позднего спектрального класса, что и имеет место в действительности.

Представления о молодости звезд типа UV Cet, полученные из анализа их пространственно-кинематических характеристик, хорошо согласуются с существующей схемой звездной эволюции. Наиболее наглядные результаты в этом отношении получил Поведа (1964). Он определил на диаграмме Герцшпрунга — Рассела область, где конвективные движения должны быть наиболее интенсивны. Как известно, в начальной стадии своего развития звезды находятся в состоянии гравитационного сжатия и конвективного квазиравновесия. В этот период светимость звезды поддерживается за счет выделения энергии при сжатии, внутренние области звезды разогреваются, и если масса звезды не очень мала, центральные области разогреваются до температуры, при которой начинаются термоядерные реакции; если же масса звезды мала (менее $0,07 M_{\odot}$ по Кумару (1963)), то звезда минует стадию главной последовательности, в ней не включаются термоядерные источники энергии, и стадия гравитационного сжатия с конвективным переносом энергии сменяется стадией гравитационного сжатия с вырожденным состоянием вещества и с переносом энергии электронной проводимостью.

Поскольку можно ожидать, что вспышечная активность максимальна у полностью конвективных звезд, то на диаграмме Герцшпрунга — Рассела область максимальной вспышечной активности звезд малых масс должна быть ограничена главной последовательностью, а область максимальной вспышечной активности звезд средних масс — переходной полосой от «конвективных» к «радиативным» звездам. Используя эволюционные треки, вычисленные для «конвективных» звезд группой Хаяши и для «радиативных» звезд — группой Хенъи, Поведа построил на диаграмме Герцшпрунга — Рассела эту переходную полосу. На рис. 82 она представлена кривой В.

Согласно расчетам Поведа самый ранний спектральный класс, в котором может иметь место высокая вспышечная активность, связанная с конвективным состоянием звезды в целом, — это спектральный класс K1. Далее, небольшими отрезками прямых на рис. 82 даны линии постоянного возраста «конвективных» звезд вблизи кривой В; из расположения этих отрезков на диаграмме следует, что чем старше звездный агрегат, тем более позднего спектрального класса должны быть в нем самые ранние вспыхивающие звезды и тем ближе они должны быть расположены к главной последовательности. Эти результаты находятся в полном согласии с наблюдениями вспыхивающих звезд в скоплениях и являются блестящим подтверждением правильности общих представлений об эволюционной природе вспышечной активности звезд поздних спектральных классов. Следствием работы Поведа можно считать доказанную тождественность физической природы вспышечной активности вспышечных звезд и звезд типа UV Cet. То обстоятельство, что в спектрах вспышечных звезд в спокойном состоянии эмиссионные линии слабы или вовсе отсутствуют, объясняется, по-видимому, большей общей светимостью этих объектов, затрудняющей обнаружение хромосферных особенностей в интегральном спектре.

Что же касается сходства активности вспыхивающих звезд с активностью звезд более ранних спектральных классов — таких как звезды типа Т Тау и наше Солнце,

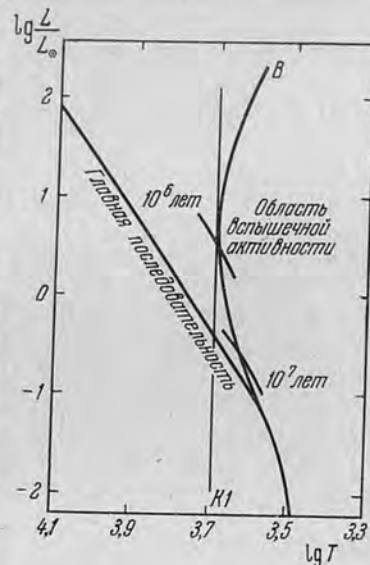


Рис. 82. Область высокой вспышечной активности на диаграмме Герцшпрунга — Рассела по расчетам Поведа (1964).

то ясно, что физическая общность этих процессов возможна в той же мере, в какой конвективные оболочки этих звезд могут вызвать над их фотосферами те же явления, какие над фотосферами карликовых классов К — М могут вызывать полностью конвективные внутренние области этих более холодных и менее массивных звезд.

Успехи теории внутреннего строения и эволюции звезд позволяют наметить подход к вопросу о возможных предельно слабых вспыхивающих звездах. Как уже отмечалось, главная последовательность ограничена справа: звезды предельно малой массы с термоядерными источниками энергии соответствуют $M_v \approx 17^m$. Непосредственно эта предельная светимость не ограничивает светимость вспыхивающих звезд — как ясно из предыдущего, для вспыхивающей активности существенна развитая конвекция, а не источник энергии звезды, и звезда может быть полностью конвективной как при термоядерных источниках, так и на стадии гравитационного сжатия. Но существенно следующее обстоятельство. Время гравитационного сжатия для звезд, достигающих главной последовательности, монотонно возрастает с уменьшением массы, и для предельно малых масс звезд главной последовательности оно достигает нескольких сотен миллионов лет. Конвективное состояние этих объектов поддерживается и после включения термоядерных источников энергии, и, в принципе, вспыхивающая активность звезд с массами $M > 0,07 M_\odot$ может поддерживаться очень долго благодаря медленному расходованию запасов ядерного горючего. В звездах с $M < 0,07 M_\odot$ ситуация иная: гравитационное сжатие не останавливается ни на какой стадии, но вырождение состояния вещества подавляет конвективный перенос. Как показали расчеты Кумара (1963), с уменьшением массы звезды вырождение наступает быстрее. Это обстоятельство и ограничивает продолжительность вспыхивающей активности звезд очень малых масс. Поэтому в старых скоплениях максимальная вспыхивающая активность должна быть у звезд, находящихся в самом конце главной последовательности.

В свете этих общих соображений об эволюции звезд малых масс Кумар (1967) пришел к выводу, что сама UV Cet и ее ведущий компонент L-726-8 A, имея свети-

мости $M_v = 15^m,9$ и $15^m,3$ находятся сейчас в стадии гравитационного сжатия, но они никогда не попадут на главную последовательность, так как их массы составляют лишь $0,04 M_\odot$.

§ 5. Заключение

Двадцатилетнее интенсивное изучение вспышек звезд типа UV Cet дало ощутимые результаты. Такие принципиальные выводы, как хромосферная модель вспышки, связь вспыхивающей активности с конвективным строением звезд малой массы и эволюционная схема вспыхивающей активности, едва ли будут отвергнуты в дальнейшем. Но эти общие результаты не исчерпывают, конечно, всю проблему вспыхивающих звезд, а позволяют ставить четкие вопросы для дальнейших исследований, что и уместно сделать в заключении.

С помощью новых рядов фотометрических наблюдений необходимо выяснить, существует ли корреляция между силой соседних вспышек и интервалом времени между ними; надо построить функции светимости вспышек, как это сделал Кункель для трех звезд, в возможно более широком интервале звездных величин и для разных вспыхивающих звезд. Эти данные необходимы как для оценок энергетических потерь на вспышки, так и для статистического обсуждения механизма энерговыделения. Необходимо, наконец, специально поставленные фотоэлектрические наблюдения высокой точности для решения вопроса о существовании вторичных, малых и медленных колебаний блеска звезд типа UV Cet вне вспышек.

Важной задачей для колориметрических наблюдений вспышек является оценка собственных цветов «предвспышек» и вторичных колебаний блеска — если последние окажутся реально существующими. Можно предполагать, что физически эти образования ближе к модели горячего пятна, и тогда их цветовые характеристики должны заметно отличаться от соответствующих характеристик вспышек в максимуме блеска.

Основной задачей дальнейших спектральных исследований представляется уточнение физических условий во вспышках — прежде всего оценка электронной концен-

трации горячего газа. Необходимы такие усовершенствования техники наблюдений, которые позволили бы изучить профили и сдвиги эмиссионных линий — без этого, по-видимому, нет возможности построить надежную динамическую модель вспышки. Что же касается исследований звезд типа UV Cet вне вспышек, то здесь предстоит провести количественный анализ спокойной хромосферы этих звезд и сопоставить фотосферы звезд dM и типа UV Cet, включая поиски различий в скоростях вращения, в характере и скоростях макроскопических движений, в химическом и изотопном составе атмосфер.

Сейчас практически нет уверенных данных о поляризационных свойствах вспышек (Ефимов, 1970). Очевидно, поляриметрические измерения должны прежде всего дать достоверные сведения о существовании или об отсутствии заметного поляризационного компонента в излучении вспышек.

Столь же очевидна и ближайшая задача радиоастрономических исследований вспыхивающих звезд — получение возможно более подробного динамического спектра радиовсплесков.

Сходство вспышек звезд типа UV Cet и вспышек в хромосфере Солнца позволяет надеяться получить новую информацию для понимания вспышек на звездах типа UV Cet с помощью специальных исследований солнечных вспышек. Для этого необходимы сопоставимые исходные данные, и прежде всего надо получить кривые блеска хромосферных вспышек, проинтегрированные в каждый момент времени по всей площади вспышки; сопоставляя особенности таких кривых блеска солнечных вспышек с характерными изменениями конфигурации вспышек, магнитного поля, скоростей вещества и радиоизлучения, можно надеяться получить правдоподобные наводящие соображения и о динамических особенностях развития звездных вспышек, для которых доступны лишь соответствующие кривые блеска.

Кроме перечисленных наблюдательных задач, существует ряд чисто теоретических проблем, решение которых позволило бы лучше разобраться в физике вспышек и в механизме вспышечной активности этих объектов в целом.

Необходимо рассчитать временной ход эквивалентных ширин эмиссионных линий водорода по мере высвечивания газа, оптически толстого в частотах линий.

Надо рассчитать теоретические кривые блеска высвечивающегося фронта сильной ударной волны той или иной конфигурации в среде с градиентом давления.

Необходимо оценить запаздывание максимума блеска горячего пятна, возникающего в результате «ожога» фотосферы, относительно максимума блеска самой вспышки. Сходный вопрос возникает и в связи с запаздыванием всплеска яркости вспышки в линиях ионизованного кальция по отношению к всплеску яркости в водородных линиях. Вполне аналогичное запаздывание имеет место и в хромосферных вспышках на Солнце. Вопрос состоит в том, является ли это запаздывание результатом распространения гидродинамического возмущения от вспышки в нижнюю хромосферу, как это предполагает Степанян (1963, 1968) в отношении солнечных вспышек, или же это результат дополнительной ионизации кальция квантами L_{α} , возникающими при высвечивании ионизованного водорода вспышки, как это предполагает Горбацкий (1957) в отношении долгопериодических переменных.

Если наблюдения покажут, что при вспышках гидродинамические возмущения идут снизу, а не возникают в хромосфере, то предстоит разработка схемы выхода ударной волны из-под фотосферы красного карлика, например, модели всплывающего пузыря. Недавно Жилиев и Колесник (1968) рассчитали модели конвективных оболочек четырех объектов типа T Tau и нашли, что полученные фотометрические характеристики неплохо согласуются с наблюдениями. Весьма желательно было бы провести подобные расчеты и для вспыхивающих звезд.

Для многих теоретических расчетов, связанных с проблемами вспыхивающих звезд, необходимо располагать хотя бы приближенной моделью фотосферы красного карлика. В последние годы были проделаны очень трудоемкие расчеты ионизационного и диссоциативного равновесия десятков ионов, атомов и молекул в условиях атмосфер холодных звезд (Цуджи, 1966; Вардия, 1966); однако удовлетворительной модели атмосферы звезды dM еще нет.

Весьма заманчиво иметь решение следующей задачи. Пусть в обычной звезде dM к лучистому потоку, идущему через фотосферу, прибавляется некоторый поток нерадиативной энергии. В результате должны появиться хромосфера и корона определенной мощности. Разумеется, наблюдаемые эффекты этих образований будут зависеть и от физических условий на поверхности фотосферы, и от конкретной формы нерадиативного потока энергии, и от напряженности и конфигурации магнитного поля на звезде, которое, по-видимому, определяет характер распространения магнитогидродинамических возмущений и их диссипацию в атмосфере. Вопрос состоит в том, можно ли, делая лишь самые общие предположения относительно этих неизвестных факторов, получить некоторое представление о количественном соотношении между потоком нерадиативной энергии и интенсивностью хромосферных линий. Судя по результатам Кандела (1967), такое соотношение, действительно, можно найти.

ЛИТЕРАТУРА

- Амбарцумян В. А., 1954, Сообщ. Бюраканск. обс. 13.
 Амбарцумян В. А., Нестационарные звезды, ред. М. А. Аракелян, Ереван.
 Аракелян М. А., 1958, Изв. АН Арм. ССР 11, 79.
 Аракелян М. А., 1959, ДАН Арм. ССР 29, 167.
 Аракелян М. А., 1968, Доклад на совещании по вспыхивающим звездам, Ленинград.
 Аро, 1957 — Haro G., IAU Symposium N 3, Ed. G. H. Herbig, Cambridge.
 Аро, 1968 — Haro G., Nebulae and interstellar matter, Ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Chicago.
 Аро и Херби́г, 1955 — Haro G., Herbig G. H., Bol. obs. Tonantzintla у Tacubaya, N 12, 33.
 Аро и Чавира, 1965 — Haro G., Chavira E., Vistas in astronomy 8, 89.
 Бербидж и Бербидж, 1955 — Burbidge G. R., Burbidge E. M., Observatory 75, 212.
 Вардья, 1966 — Vardya M. S., M. N. R. A. S. 134, 347; Mem. RAS 71, p. 1, 249.
 Вахман, 1939 — Wachmann A. A., B. Z. 21, 25.
 Вилсон, 1961 — Wilson O. C., PASP 73, 15.
 Гершберг Р. Е., 1964, Изв. КрАО 32, 133.
 Гершберг Р. Е., 1965, Изв. КрАО 33, 206.
 Гершберг Р. Е., 1967а, Изв. КрАО 36, 216.
 Гершберг Р. Е., 1967б, Изв. КрАО, 38, 177.

- Гершберг Р. Е., 1970, Вспышки красных карликовых звезд, «Наука».
 Гершберг Р. Е. и Чугайнов П. Ф., 1966, АЖ 43, 1168.
 Гершберг Р. Е. и Чугайнов П. Ф., 1967, АЖ 44, 260.
 Гершберг Р. Е. и Чугайнов П. Ф., 1969, Изв. КрАО 40, 7.
 Горбачкий В. Г., 1957, Нестационарные звезды, ред. М. А. Аракелян, Ереван.
 Горбачкий В. Г., 1964, АЖ 41, 53.
 Гордон и Крон, 1949 — Gordon K. C., Kron G. E., PASP 61, 210.
 Гринштейн, 1950 — Greenstein J. L., PASP 62, 156.
 Гурзadyн Г. А., 1965, Астрофизика 1, 319.
 Гурзadyн Г. А., 1966а, Астрофизика 2, 217.
 Гурзadyн Г. А., 1966б, ДАН СССР 166, 53, 821.
 Гурзadyн Г. А., 1967, ДАН СССР 172, 1046.
 Джонсон, 1953 — Johnston M., Observatory 73, 109.
 Джонсон и Митчелл, 1958 — Johnson H. L., Mitchell R. I. Ap. J. 128, 31.
 Джой, 1957 — Joy A. H., IAU Symposium N 3, Ed. Herbig G. H., Cambridge.
 Джой, 1958 — Joy A. H., PASP 70, 505.
 Джой и Хьюмасон, 1949 — Joy A. H., Humason M. L., PASP 61, 133.
 Ефимов Ю. С., 1970, Изв. КрАО 41—42, 373.
 Железняков В. В., 1967, АЖ 44, 42.
 Жилиев Б. Е. и Колесник И. Г., 1968, АЖ 45, 86.
 Кандел, 1967 — Kandel R., Ann. d'Aph. 30, 999.
 Колесник И. Г., 1966, Диссертация, Киев.
 Кристалди, Годоли, Нарбоне и Родоньо, 1969 — Cristaldi S., Godoli G., Narbone M., Rodonò M., Доклад на IV Симпозиуме по нестационарным звездам. Будапешт.
 Кумар, 1963 — Kumar S. S., Ap. J. 137, 1121, 1126.
 Кумар, 1967 — Kumar S. S., Obs. R. Belgique Comm. N 17, Serie B., 166.
 Кункель, 1967 — Kunkel W. E., An optical study of stellar flares, Dissertation, Austin Texac.
 Лиллер, 1952 — Liller W., PASP 64, 129.
 Липпинкотт, 1953 — Lippincott S. L., Journal of RAS of Canada 47, 24.
 Ловелл, 1964 — Lovell B., Scientific American 211, N 2, 13.
 Ловелл, Уиппл и Соломон, 1963 — Lovell A. C. B., Whipple F. L., Solomon L. H., Nature 198, 228.
 Ловелл, Уиппл и Соломон, 1964 — Lovell A. C. B., Whipple F. L., Solomon L. H., Nature 201, 1013.
 Ловелл и Чугайнов, 1964 — Lovell B., Chugainov P. F., Nature 203, 1213.
 Луйтен, 1949 — Luyten W. J., ApJ 109, 532.
 Маанен ван, 1940 — van Maanen A., ApJ 91, 503.
 Маанен ван, 1945 — van Maanen A., PASP 57, 216.
 Осканиян, 1953 — Oskanjan V., Bull. Obs. Belgrade 18, 24.
 Осканиян В. С., 1957, Нестационарные звезды, ред. М. А. Аракелян, Ереван.

- Осканиян, 1964 — Oskanjan V., Publ. Obs. astr. Beograd, N 10.
 Поведда, 1964 — Poveda A., Nature 202, 1319.
 Пти, 1955 — Petit M., J. O. 38, 354.
 Пти М., 1957а, Переменные звезды 12, 4.
 Пти М., 1957b, АЖ 34, 805.
 Пти, 1958 — Petit M., Asiago contr., N 95, 29.
 Пти, 1961 — Petit M., J. O. 44, 11.
 Розино и Чан, 1962 — Rosino L., Cian A., Asiago contr., N 125.
 Рок, 1953 — Roques P. E., PASP 65, 49.
 Рок, 1958 — Roques P. E., PASP 70, 310.
 Сли, Соломон и Патстон, 1963 — Slee O. B., Solomon L. H., Patston G. E., Nature 199, 991.
 Соломон, 1966 — Solomon L. H., Smithsonian astrophysical observatory Special report, N 210.
 Степанян Н. Н., 1963, Изв. КрАО, 29, 68.
 Степанян Н. Н., 1968, Доклад на симпозиуме по проблеме Солнце — Земля, Крым.
 Струве, 1959 — Struve O., Sky and telescope 18, 612.
 Хербиг, 1956 — Herbig G. H., PASP 68, 531.
 Хербиг, 1958 — Herbig G. H., Specola astron. Vaticana. Recherche astronomique 5, 127.
 Хербиг, 1962 — Herbig G. H., Symposium on stellar evolution. LaPlata.
 Хиггинс, Соломон, Бейтсон, 1968 — Higgins C. S., Solomon L. H., Bateson F. M., Austr. J. Phys. 21, 725.
 Цуджи, 1966 — Tsuji T., Proc. Japan acad. 42, 771; Publ. A. S. Japan 18, 127.
 Чугайнов П. Ф., 1961, Изв. КрАО 26, 171.
 Чугайнов П. Ф., 1965, Изв. КрАО, 33, 215.
 Чугайнов П. Ф., 1966, Диссертация, Крым.
 Чугайнов П. Ф., 1968, Изв. КрАО 38, 200.
 Чугайнов П. Ф., 1969а, Изв. КрАО 40, 33.
 Чугайнов П. Ф., 1969b, Доклад на IV Симпозиуме по нестационарным звездам, Будапешт.
 Шацман Е., 1957, Нестационарные звезды, ред. М. А. Араке-лян, Ереван.
 Шацман, 1959а — Schatzman E., Ann. d'Aph. 22, 436.
 Шацман, 1959b — Schatzman E., IAU Symposium N 9, ed. R. N. Bracewell, Stanford.
 Эйбелл, 1959 — Abell G. O., PASP 71, 517.
 Энгелькемейр, 1959 — Engelke D., PASP 71, 522.
 Эндрюс, 1965 — Andrews A. D., Irish Astron. J., 7, N 1, 20.
 Эндрюс, 1966 — Andrews A. D., PASP 78, 324, 542.

НЕПРАВИЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ, СВЯЗАННЫЕ С ТУМАННОСТЯМИ, И СХОДНЫЕ С НИМИ ОБЪЕКТЫ

П. Н. Холопов

§ 1. Исторический очерк. Принципы классификации

1. Со дня открытия первых переменных звезд, связанных с диффузными туманностями, прошло свыше ста лет. Еще в пятидесятых годах прошлого века Струве (1857, 1862) обнаружил переменность блеска нескольких звезд в районе туманности Ориона и обратил внимание на связь группировки этих переменных с туманностью. Впоследствии Вольф (1903) нашел, что в этом районе содержится свыше двух десятков переменных звезд, а Ливитт (1904) увеличила их число до 70.

Группу неправильных переменных, связанных с туманностью Ориона, можно считать первой открытой Т-ассоциацией, как в дальнейшем были названы группировки подобных объектов (Амбарцумян, 1949). Вторая аналогичная группировка была обнаружена Лампландом (1916) в туманности Лагуна (NGC 6523=M8). Вслед за этим группы слабых переменных звезд были открыты Уорзелом (1919) в туманности η Саг и Вольфом (1924) в области скопления и туманности NGC 2264 в Единороге. Большинство звезд, входящих в подобные группировки, являются слабыми и поэтому в течение долгого времени не наблюдались систематически. Однако среди них встречаются и сравнительно яркие объекты, история изучения которых началась уже довольно давно. К последним относятся, в частности, Т Тау, обнаруженная в 1852 г. Хиндом (Hind J. R.), Т Ори, открытая в 1863 г. Бондом (Bond G. P.) и RW Авг, найденная в 1906 г. Цераской.

Т Тау и RW Авг долго считались одиночными объектами, не входящими в какие-либо группировки, и лишь в середине нашего века, после того как были изучены их

спектры (Джой, 1945), рядом с каждой из них было обнаружено около десятка подобных объектов (Джой, 1949).

В 1932 г. Паренато (1933) предложил ввести новый тип переменных звезд, прототипом которого была выбрана RW Aur. К этому типу были отнесены неправильные переменные звезды спектрального класса G, характеризующиеся быстрыми (до 1^m за несколько часов) и большими (в пределах трех-четырёх величин) изменениями блеска.

В отличие от этих объектов, связь которых с диффузными туманностями в то время оставалась незамеченной либо ей не придавалось значения, неправильные переменные, встречающиеся группами в диффузных туманностях, обычно назывались орионовыми переменными (подобными переменным, ассоциированным с туманностью Ориона).

Огромное разнообразие физических характеристик и особенностей изменения блеска орионовых переменных явилось причиной выделения в разное время различными авторами многочисленных типов неправильных переменных звезд, к которым относились, в сущности, одни и те же объекты. Их называли орионовыми, туманностными переменными, переменными типа RW Aur, типа RR Tau, типа XX Oph, типа T Tau, переменными главной последовательности, экранируемыми переменными. Некоторые из них относились к новоподобным переменным и к переменным типа R CrB.

Хотя еще Шепли (1918) полагал, что изменения блеска орионовых переменных могут вызываться физическим взаимодействием их с окружающей туманностью, и даже высказал догадку, что они могут быть звездами, возникающими в настоящее время в результате конденсации вещества туманности, до середины сороковых годов нашего века считалось, что основной причиной изменения блеска орионовых переменных является изменение условий экранирования этих звезд движущимися относительно них облаками темных туманностей, с которыми они ассоциированы. В известной монографии «Переменные звезды» Пейн-Гапошкиной и Гапошкина (1938) в качестве эпиграфа к главе, посвященной этим переменным, приводятся строки из стихотворения Пушкина «Бесы»: «Мчатся тучи, выются тучи»...

2. Связь между орионовыми переменными и переменными типа RW Aur оставалась не вполне ясной до появления работы Джоя (1945), изучившего спектральные особенности наиболее ярких звезд типа RW Aur. Джой предложил для этих звезд свое название — переменные типа T Tau. Введение нового термина отчасти оправдывалось выявлением новых признаков, наличие которых считалось необходимым для отнесения неправильной переменной с амплитудой около 3^m к этому типу: эмиссионный спектр класса F5e — G5e, напоминающий спектр солнечной хромосферы, низкая светимость, связь с темной или светлой диффузной туманностью.

Быстрота изменений блеска для классификации Джоя не играла роли. Так, например, T Tau, спектр которой чрезвычайно сходен со спектром RW Aur, а блеск меняется сравнительно медленно, ранее не относился к типу RW Aur. Наоборот, RW Aur была сразу же отнесена Джоем к типу T Tau. Правда, как отмечает Хофмейстер (1957), и у T Tau иногда наблюдались сравнительно быстрые изменения блеска.

Исследуя поведение звезд типа RW Aur, Хофмейстер (1949) заметил, что наряду с быстрыми неправильными изменениями блеска для них характерно наступление периодов спокойствия, во время которых их блеск остается неизменным. Под быстрыми изменениями при этом подразумеваются изменения на 0^m , $1-1^m$ за сутки и даже за час, не наблюдаемые обычно у медленных неправильных, являющихся красными гигантами. Рассмотрев совокупность всех известных в то время переменных, обладавших упомянутыми выше особенностями изменения блеска, и обнаружив, что среди них встречаются звезды почти всех спектральных классов, от B до M, Хофмейстер предложил соответственно расширить понятие типа RW Aur, не ограничивая его более звездами класса G.

Оказалось, что большинство переменных этого типа концентрируется к темным туманностям. Судя по расстояниям до этих туманностей, а также зная спектральные характеристики некоторых из этих звезд, оказалось возможным заключить, что последние по своей светимости близки к звездам главной последовательности соответствующих спектральных классов. Подобные выводы содержатся

уже в упоминавшейся монографии Пейн-Гапошкиной и Гапошкина (1938) в отношении неправильных переменных, связанных с диффузными туманностями.

В то же время Джой (1946), просматривая широкоугольные снимки, полученные с объективной призмой, открыл в районе темных туманностей, расположенных в созвездиях Тельца, Возничего и Ориона, 40 слабых звезд с яркой линией H_α в спектре. Через три года он сообщил о результатах исследования щелевых спектрограмм этих объектов, в основном карликов спектральных классов А — М (Джой, 1949). Спектры их оказались чрезвычайно сходными со спектрами переменных типа Т Тау, описанными им ранее.

Вскоре Холопов (1951), совместно с Курочкиным, обнаружил, что почти все эти звезды являются также и переменными по блеску. Выяснилось, что они образуют ярко выраженные группировки, членами которых оказались Т Тау и RW Aur.

Работы Струве и Рудкёбинга (1949), Хербига (1950b), Аро и Морено (1953) положили начало серии открытий в ряде других диффузных туманностей группировок звезд, имеющих в спектре яркую линию H_α . Многие из этих звезд также оказались переменными. Одновременно эмиссионные линии были обнаружены Аро (1950) и Хербигом (1950c, 1952) в спектрах ряда неправильных переменных в туманностях Ориона и NGC 2264. Дальнейшие исследования спектров этих переменных, выполненные Аро (1953) и Хербигом (1954b), показали их сходство со спектрами неправильных переменных, ассоциированных с темными облаками в созвездиях Тельца и Возничего. Так была окончательно установлена связь между орионовыми переменными и переменными типов RW Aur и Т Тау.

3. Следует иметь в виду, что одновременно с появлением классической работы Джоя (1945), посвященной анализу спектров звезд типа Т Тау, появились работы Хойла (1944, 1945) и других авторов, рассматривавших возможность поддержания светимости горячих гигантов за счет аккреции, т. е. увеличения их массы в результате выпадения на их поверхность диффузного вещества. Эти работы делались для того, чтобы понять, каким образом на протяжении долгой истории существования Галактики

в ней сохраняются звезды, излучение которых столь интенсивно, что они не могут оставаться в наблюдаемом состоянии более, чем 10^6 — 10^7 лет, если источником излучения являются ядерные реакции.

Не удивительно поэтому, что переменные типа Т Тау начали интенсивно изучаться многими именно с этой точки зрения — исследования взаимодействия карликовой звезды, случайно попавшей в темное облако, с веществом, выпадающим на ее поверхность (см., например, Струве, 1949; Гринштейн, 1950).

Почти в то же время Амбарцумян (1947, 1949, 1950) указал на возможность иного радикального решения проблемы горячих гигантов, высказав и обосновав идею о продолжении в Галактике процесса звездообразования. Эта идея сразу же получила широкое распространение, хотя некоторые из ее предпосылок (в частности, гипотеза о динамической неустойчивости звездных ассоциаций) до сих пор встречают серьезные возражения и не могут считаться доказанными.

Считая, что группировки горячих гигантов (О-ассоциации) динамически неустойчивы и, следовательно, возникли недавно, Амбарцумян (1949) обратил внимание на то, что 11 переменных типа Т Тау, изученных Джоем (1945), образуют на небе две весьма разреженные группировки. Допущение реальности этих группировок, названных Амбарцумяном Т-ассоциациями, привело его к заключению о недавнем возникновении и звезд типа Т Тау. К сожалению, упомянутое допущение оказалось ошибочным. Впоследствии Холопов (1955a) показал, что почти каждая из этих 11 переменных является всего лишь одним из наиболее ярких членов более тесно связанной с ней группы орионовых переменных, и две большие казавшиеся чрезвычайно разреженными «ассоциации» звезд типа Т Тау оказались состоящими из нескольких реальных группировок орионовых переменных, гораздо более компактных и плотных, чем это предполагалось вначале.

Однако представление о недавнем возникновении звезд типа Т Тау также встретило широкую поддержку и исследование этих переменных сразу приобрело другой характер. К ним стали относиться как к молодым объектам, находящимся в стадии становления. Исследование

процессов, происходящих в их атмосферах, стало рассматриваться как изучение явлений, позволяющих проникнуть в тайны звездообразования. Казалось естественным связать процесс звездообразования с процессом гравитационной конденсации звезд из диффузного вещества. Связь орионовых переменных с диффузными туманностями стала считаться одним из основных аргументов, свидетельствующих о возможности такого процесса.

4. Основываясь на упомянутых выше результатах работы Джоя (1949), а также на собственных исследованиях, Хербиг (1952) предложил относить к типу Т Тау не только звезды Ge, но также и звезды более поздних классов (до М включительно), обладающие признаками низкой светимости и характерным эмиссионным спектром.

В сущности, Хербиг ввел тип Т Тау в расширенном смысле, подобно тому как Хофмейстер расширил понятие типа RW Aur. Различие между ними состояло в том, что Хербиг произвел расширение понятия типа не по фотометрическим, а по спектральным признакам.

С другой стороны, Хербиг (1960b, d) показал, что многие переменные, отнесенные к типу RW Aur только на основе фотометрических признаков и, как правило, не входящие в группировки, ассоциированные с диффузными туманностями, не обладают эмиссионными спектрами, причем среди них встречаются звезды почти всех классов светимости — от Ib (сверхгиганты) до V (карлики главной последовательности). На этом основании Хербиг заключил, что переменные типа RW Aur в смысле Хофмейстера не являются физически однородной группой. В самом деле, основываясь только на сведениях об изменении блеска, очень легко ошибочно отнести звезду к типу RW Aur. Достаточно столкнуться с трудностями при попытке определения периода звезды по ограниченному числу наблюдений, и исследователь может решить, что переменная показывает быстрые неправильные изменения блеска, тогда как в действительности она является цефеидой, затменной или переменной типа RR Lyr с эффектом Блажко. Многочисленные примеры подобных случаев приводит, в частности, Майнунгер (1966).

Для того чтобы устранить опасность отнесения плохо изученных переменных к такому хорошо выраженному

типу, каким является тип Т Тау, Хербиг (1954c) предложил называть переменные типа RW Aur в смысле Хофмейстера быстрыми неправильными переменными. Это предложение принято большинством специалистов.

5. Принципы современной классификации объектов, рассматриваемых в настоящей главе, можно пояснить с помощью табл. 25.

Таблица 25

Неправильные переменные, связанные с туманностями, быстрые неправильные, а также сходные с ними объекты

Тип	Обозначение	Спектральный класс; описание спектра	Связь с туманностью	Число
Объекты Херби-га — Aro	HNO	Эмиссии H, [S II], [O I], [O II], [O III], Ca II на очень слабом непрерывном фоне	Очень тесная	40
Переменные типа FU Ori	FU	Ae α —Fe α с признаками высокой светимости	Очень тесная	1
Переменные типа Т Тау	In T	Fe — Me; эмиссии H, He I, Ca II, Fe II, Ti II; [S II]; Fe I $\lambda\lambda$ 4064, 4132; линия поглощения Li I λ 6707	Обычно тесная	861
Орионовы переменные ранних спектральных классов	Ina	Be — Ae	Заметная	
Орионовы переменные промежуточных и поздних спектральных классов	Inb	Fe — Me без специфических признаков типа Т Тау; F — M	»	
Вспышечные переменные	UVn	Ke — Me; Ke α — Mex; K — M	»	28
Переменные типа UV Cet	UV	Ke — Me	Отсутствует	
Быстрые неправильные	Isa Isb	Be — Ae; B — A Fe — Me; F — M	Незаметная	214

В таблице 25 представлены различные типы неправильных переменных звезд, ассоциированных с диффузными туманностями, а также быстрые неправильные переменные, которые видимым образом не связаны с этими туманностями. Кроме них, в нее включены так называемые объекты Хербига — Аро, которые, по-видимому, должны рассматриваться совместно с упомянутой выше совокупностью переменных звезд, и наблюдаемые в окрестностях Солнца вспыхивающие переменные типа UV Cet (см. гл. 5), феноменологически не отличающиеся от вспышечных переменных, ассоциированных с диффузными туманностями.

Приводимые в таблице числа известных объектов рассматриваемого типа взяты по данным третьего издания «Общего каталога переменных звезд» (1969).

Более подробно все эти объекты рассматриваются в следующих параграфах.

§ 2. Основные спектральные особенности переменных типа Т Тельца и орлионовых переменных

1. Переменные типа Т Тау являются наиболее определенной, с физической точки зрения, разновидностью неправильных переменных, связанных с диффузными туманностями. По предложению Хербига (1962), неправильная переменная относится к типу Т Тау, на основании следующих, исключительно спектральных признаков.

Эмиссионный спектр наиболее типичных звезд напоминает спектр солнечной хромосферы. На фоне непрерывного спектра видны многочисленные эмиссионные линии, среди которых наиболее интенсивны линии H, He I, Ca II, Fe II, Ti II. Специфическим признаком типа является обязательное наличие интенсивных флуоресцентных эмиссионных линий Fe I $\lambda\lambda$ 4063, 4132, аномально интенсивных только у звезд типа Т Тау, и, как правило, эмиссионных линий [S II], [O I]. Многочисленные репродукции спектрограмм звезд этого типа можно найти в статье Джоя (1963).

Поскольку линии Fe I $\lambda\lambda$ 4063, 4132 по условиям ионизации не могут наблюдаться в спектрах звезд более горя-

чих, чем звезды класса F8, то звезды более ранних спектральных классов в принципе не могут быть отнесены к типу Т Тау, даже если по природе своей переменности они ничем не отличаются от звезд более поздних классов.

Эмиссионным линиям Fe I $\lambda\lambda$ 4063, 4132 придается особое значение при отнесении звезды к типу Т Тау потому, что для интенсивного возбуждения этих линий, по-видимому, необходимо наличие специфических условий в атмосфере звезды. Впервые на аномальную интенсивность этих линий обратил внимание Джой (1943), нашедший их в спектре UZ Tau, а затем и в спектрах других звезд типа Т Тау (Джой, 1945).

Обе линии возникают при переходе с одного и того же верхнего уровня $u^3F_3^0$, причем другие линии того же мультиплета железа $a^3F - u^3F^0$ ($\lambda\lambda$ 4005, 4045 и т. п.) отсутствуют или очень слабы. Хербиг (1945) показал, что причиной этого может быть следующий механизм возбуждения. Красное крыло сильной широкой эмиссионной линии H Ca II λ 3968 совпадает с линией Fe I λ 3969,26 ($a^3F_4 - u^3F_3^0$), имеющей тот же верхний уровень, что и линии $\lambda\lambda$ 4063, 4132. Поглощение атомами Fe I энергии, излучаемой в крыле линии H Ca II, и является причиной перенаселенности уровня $u^3F_3^0$, приводящей к появлению интенсивных линий излучения Fe I $\lambda\lambda$ 4063, 4132.

В спектре хромосферы Солнца аномального возбуждения этих линий не наблюдается. Оно возникает только в охваченных сильными турбулентными движениями атмосферах звезд типа Т Тау, ассоциированных с диффузными туманностями.

2. Линии поглощения в спектрах звезд типа Т Тау обычно вуалируются непрерывной эмиссией (иногда переменной интенсивности). Когда линии поглощения оказываются заметными, их относительные интенсивности свидетельствуют о том, что спектральные классы этих звезд заключены в пределах от позднего F до M, а светимость низка (IV—V класса).

В фотографической области спектра непрерывная эмиссия вносит сравнительно небольшой вклад в излучение звезды по сравнению с эмиссией в линиях. В ультрафиолетовой области картина меняется. Так называемый ультра-

фиолетовый избыток может быть очень велик по сравнению с обычным тепловым излучением в этой области спектра. Аро и Хербиг (1955) показали, что ультрафиолетовое избыточное излучение также имеет переменную интенсивность. Иногда оно полностью исчезает в спектре данной звезды.

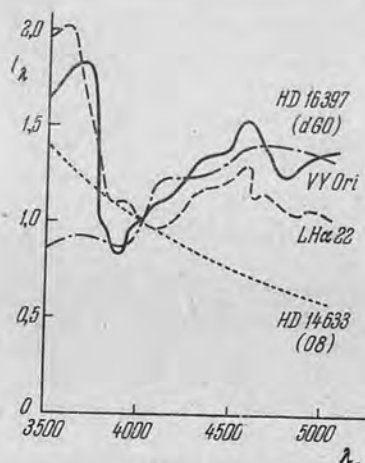


Рис. 83. Распределение энергии в непрерывном спектре переменных типа T Tau VY Ori, LH α 22 и звезд сравнения.

У некоторых звезд интенсивность ультрафиолетовой эмиссии, начиная с λ 3750, возрастает в сторону коротких длин волн, достигая широкого максимума близ λ 3700. На рис. 83, взятом из статьи Бёма (1957), показано распределение энергии I_λ в непрерывном спектре LH α 22 (NX Mon) и VY Ori, а также двух звезд сравнения спектральных классов O8 и dG0.

Непрерывная ультрафиолетовая эмиссия возникает также в спектрах вспышечных переменных и звезд типа UV Cet во время их вспышек.

Северный (1957) обнаружил, что аналогичный спектр характерен и для некоторых очень маленьких ярких «ядер», появляющихся в районах активных областей на Солнце. Размеры «ядер», существующих от 1,5 до 30 минут, достигают нескольких сотен километров. С учетом поглощения лежащих выше слоев, в распределении интенсивности непрерывной эмиссии, наблюдаемой в спектре этих «ядер», намечается максимум вблизи λ 3800, как у звезд типа T Tau.

Известны многочисленные попытки объяснения явления непрерывной эмиссии.

Одни из первых попыток были сделаны Амбарцумяном (1954, 1955) и Гордоном (1954, 1955), обратившими внима-

ние на быстроту развития этого явления при вспышках звезд типа UV Cet и пришедшими к выводу о нетепловом характере непрерывной эмиссии. По мнению Амбарцумяна, появление непрерывной эмиссии свидетельствует о быстром выделении больших количеств энергии во внешних слоях атмосферы звезды в результате распада в этих слоях гипотетического «дозвездного вещества», выбрасываемого из глубоких недр звезды. Гордон указал, что непрерывная эмиссия может объясняться тормозным излучением релятивистских электронов в магнитных полях. Однако в дальнейшем эти представления не подтвердились.

Бём (1957), обративший внимание на пологий декремент бальмеровских эмиссионных линий в спектрах NX Mon (LH α 22) и VY Ori, заключил, что эти линии возникают в оптически толстом слое. В районе λ 3750 в спектрах NX Mon и VY Ori (см. рис. 83) значение I_λ возрастает примерно в два раза с переходом к более коротким длинам волн. Изменение I_λ в случае звезды класса O8 гораздо меньше. Оно должно быть также меньше и в том случае, если рассмотреть распределение энергии в спектре излучения релятивистских электронов. Следовательно, наблюдаемый у этих звезд ультрафиолетовый избыток не может вызываться ни наличием горячих участков на поверхности звезды, ни излучением релятивистских электронов в магнитном поле. По мнению Бёма, в области $\lambda\lambda$ 3750–3700 его можно объяснить (при дисперсии 430 Å/мм у H γ) слиянием эмиссионных линий бальмеровской серии, возникающих в оптически толстом слое и расширенных доплеровским эффектом, соответствующим средней турбулентной скорости 50 км/сек, а в области $\lambda\lambda$ 3700–3650 наблюдается уже бальмеровский континуум.

Однако Мирзоян (1958), Гордон (1958) и Хербиг (1962) высказали серьезные возражения против такой интерпретации ультрафиолетовой непрерывной эмиссии.

Гипотеза Бёма подверглась критике также в работах Аракеляна (1959), Иванова (1962) и Киппера (1964), не подтвердивших некоторые выводы этой гипотезы. Киппер, в частности, показал, что пологий бальмеровский декре-

мент у звезд типа Т Тау может объясняться наличием плотной оболочки, расширяющейся с градиентом скорости. Следует отметить, что при вспышках эмиссионных карликов типа UV Cet декремент бальмеровских эмиссионных линий становится более пологим, а сами линии заметно расширяются.

В 1963 г. появилась новая гипотеза, высказанная Франк-Каменецким (1963а) и развитая в дальнейшем Колесником (Колесник, Франк-Каменецкий, 1964; Колесник, 1965, 1966). Франк-Каменецкий показал, что наличие избыточной концентрации электронов в плазме по сравнению с рассчитанной по формуле Саха для данной температуры, свидетельствующее об отсутствии состояния локального термодинамического равновесия, может приводить к возбуждению нетеплового излучения. Помимо синхротронного излучения релятивистских электронов в магнитных полях, может наблюдаться тормозное излучение нерелятивистских электронов в поле ионов и излучение, обусловленное индуцированной рекомбинацией электронов на верхние возбужденные уровни водородных атомов. В последнем случае при большой оптической толщине слоя, в котором образуется неравновесная плазма, в некоторых участках спектра (особенно у границ спектральных серий) может наблюдаться значительное усиление обычного рекомбинационного излучения («мазерный» эффект). Это означает, что наряду с ультрафиолетовым избытком у предела серии Бальмера (в районе $\lambda\lambda$ 3646—3800 Å) должно наблюдаться, в частности, избыточное инфракрасное излучение у предела серии Пашена (в районе $\lambda\lambda$ 8203—9550). Одно из первых указаний на наличие этого явления у рассматриваемых объектов было получено в работе Шевченко (1967b), посвященной наблюдением нескольких быстрых неправильных переменных в инфракрасной области спектра.

Мендоза (1966), исследовавший по методу десятицветной фотометрии Джонсона (1964) распределение энергии в спектрах 26 орионовых переменных и переменных типа Т Тау в диапазоне от 3600 до 50 000 Å, обнаружил у всех этих звезд инфракрасные избытки излучения (в интервале от 0,9 до 5 μ). На рис. 84 показаны кривые распределения энергии в спектрах Т Тау и R Мон, полученные Мендозой.

3. Для спектров переменных звезд типа Т Тау, полученных с большой дисперсией, характерна большая ширина многих спектральных линий, наводившая на мысль о быстром вращении этих звезд.

Возможность быстрого осевого вращения звезд типа Т Тау рассматривалась Хербигом (1952, 1962). Правда, нельзя было считать доказанным, что большая ширина спектральных линий обусловлена именно вращением. И действительно, как показал Хунгер (1963), большинство этих широких линий оказались бландами, наблюдаемыми при умеренной дисперсии. По спектрограммам с дисперсией 10 Å/мм Хунгер обнаружил в спектре Т Тау ряд слабых резких линий поглощения, возникающих на уровне фотосферы. Эти линии наблюдались и в спектрах нормальных звезд карликов того же спектрального класса, изученных для сравнения по спектрограммам, полученным с той же дисперсией.

Значение $v \sin i$ для Т Тау оказалось меньше 15 км/сек. Хунгер полагает, что звезды типа Т Тау не имеют быстрого осевого вращения.

Сэнфорд (1947) наблюдал у Т Тау темные компоненты с коротковолновой стороны ярких линий D₁ и D₂ Na I, смещение которых к фиолетовому концу спектра свидетельствовало о лучевой скорости около -150 км/сек, тогда как скорости, показываемые большинством линий, близки к +20 км/сек. Это было одним из первых указаний на наличие расширяющейся оболочки у Т Тау.

Хербиг (1962), наблюдавший двойные линии оболочки Т Тау (соответствующие скоростям -70 и -170 км/сек), указал на переменность скорости выбрасывания оболочки.

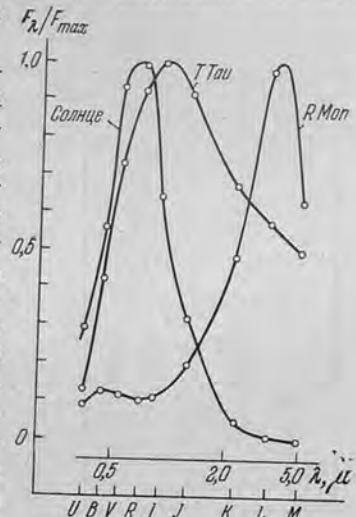


Рис. 84. Распределение энергии в спектрах Т Тау и R Мон.

Существенно, что скорость поднимающегося вещества увеличивается по мере перехода к более высоким слоям атмосферы. Учитывая протяженность атмосфер этих звезд, можно думать, что хотя наблюдаемые скорости ниже параболической на поверхности звезды, они могут превысить параболическую на значительных расстояниях от поверхности. Таким образом, допустима возможность потери массы звездами типа Т Тау.

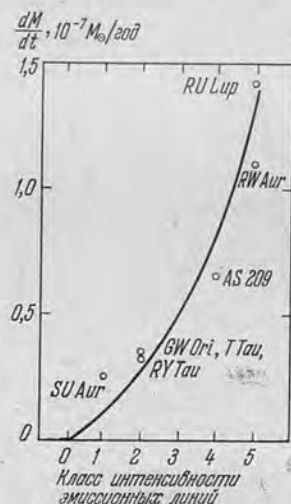


Рис. 85. Зависимость между скоростью потери массы и мерой общей интенсивности эмиссионного спектра звезд типа Т Тау.

ний по Хербигу (1962), т. е. мерой общей интенсивности эмиссионного спектра. Пользуясь этой зависимостью, Кухи (1966b) пришел к выводу, что звезда с массой, равной 1,5 массы Солнца, в течение всего времени своего гравитационного сжатия (см. § 9) может потерять 13% своей массы.

В спектрах некоторых из орионовых переменных, в частности, YY Ori, как показал Уокер (1963), отмечены признаки обратного процесса — выпадения окружающего звезду вещества на ее поверхность. Не исключено, впрочем, что в этом случае наблюдаются явления возврата к звезде вещества, выброшенного со скоростью, меньшей

параболической, и охладившегося в наружных слоях протяженной оболочки звезды.

Следует отметить, что некоторые из рассматриваемых звезд, в частности, сама Т Тау, окружены яркими туманностями, в спектрах которых наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 4068, 4076, [O II] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 и линии водорода. Туманность вокруг Т Тау подробно описана Хербигом (1950a), считающим даже, что она может быть околозвездным облаком, образованным выброшенным из звезды веществом.

Очертания туманности, полученные путем измерения протяженности эмиссионных линий, согласуются с результатами измерений непосредственных фотографий (размеры ее $9'' \times 12''$).

4. Существенным признаком звезд типа Т Тау является также наличие в спектре сильной линии поглощения Li I λ 6707, обнаруженной впервые в спектре Т Тау Сэнфордом (1947). В работах Бонзака и Гринстейна (1960), а также Бонзака (1961a) определено отношение содержания лития к содержанию металлов по сравнению с аналогичным отношением для Солнца в атмосферах пяти звезд типа Т Тау. Оказалось, что оно от 50 до 400 раз превышает значение, полученное для Солнца.

Рассматривая возможные причины этого, Хербиг (1962) приходит к выводу, что большое содержание лития в атмосферах звезд типа Т Тау отражает первоначальный химический состав плотных пылевых облаков, в которых образуются звезды. Если предшественницей Солнца была звезда типа Т Тау, то содержание лития в ее атмосфере могло уменьшиться с течением времени под влиянием различных процессов, сопутствующих гравитационной конденсации и способствующих «выгоранию» лития.

Бонзак и Гринстейн (1960) и Бонзак (1961b) рассмотрели возможность появления лития в поверхностных слоях звезд типа Т Тау в настоящее время в результате различных ядерных реакций. В одном из рассмотренных ими случаев предполагается, что Li^7 образуется в недрах звезды и выносится наружу конвекцией. Однако не ясно, достаточно ли эффективен этот процесс, чтобы обеспечить наблюдаемое обилие лития. В другом варианте считается, что в поверхностных слоях идут реакции скалывания,

подобные тем, которые предложены для объяснения аномалий химического состава магнитных переменных звезд. В этом случае ускоренные в переменных магнитных полях протоны отрывают от ядер углерода, азота и кислорода частицы, оказывающиеся ядрами Li^6 , Li^7 , а также дейтерия, бериллия и бора.

Франк-Каменецкий (1963а) предложил иной механизм образования легких элементов, действовавший в процессе формирования звезды из газового облака. Это реакции холодного ядерного синтеза, возможные при ускорении частиц в переменных магнитных полях, наличие которых вполне можно ожидать у формирующейся звезды: $\text{He}^4 (\alpha, p) \text{Li}^7$ и $\text{He}^4 (\alpha, n) \text{Be}^7 \in \text{Li}^7$. Гипотеза Франк-Каменецкого гораздо лучше согласуется с изотопным составом земной коры и метеоритов, чем гипотеза, объясняющая обилие лития у звезд типа Т Тау действием реакций скалывания, в предположении, что окрестности этих звезд можно отождествить с протопланетным облаком, из которого впоследствии образуются планеты.

Если бы удалось определить отношение изотопов Li^6/Li^7 в атмосферах звезд типа Т Тау, то можно было бы с большей определенностью установить, какие из ядерных реакций приводят к образованию лития в данном случае. К сожалению, изотопное расщепление линии $\text{Li I } \lambda 6707$ составляет только 0,16 Å. Для ближайших наиболее ярких карликов спектральных классов F — G, пользуясь спектрограммами с дисперсией 4 Å/мм, Хербиг (1964) смог прийти к заключению о том, что у некоторых звезд отношение Li^6/Li^7 может достигать значений, лежащих в пределах от 0 до 0,5.

Хербиг (1963, 1965) определил содержание лития у ста ближайших обычных карликов спектральных классов F5 — G8. Значения величины $l = (\text{Li}/\text{Ca})^*/(\text{Li}/\text{Ca})^\odot$, где $(\text{Li}/\text{Ca})^*$ — отношение содержания лития к содержанию кальция в атмосфере звезды, а $(\text{Li}/\text{Ca})^\odot$ — аналогичное отношение для атмосферы Солнца, меняются для изученных Хербигом звезд в широких пределах — от 1 до 35. На рис. 86, взятом из статьи Хербига (1965), значения $[\text{Li}/\text{Ca}] = \lg l$ сопоставлены с возрастом t соответствующих звезд. При этом возраст звезд классов F7 — G5, входящих в скопления, соответствует возрасту этих скопле-

ний, а звездам типа Т Тау приписан произвольно возраст $t = 10^6$ лет. Крестик соответствует положению звезды FU Ori (см. § 8). Рисунок 86, по-видимому, свидетельствует в пользу представлений об уменьшении относительного содержания лития в атмосферах звезд главной последовательности с течением времени. Не исключено, что

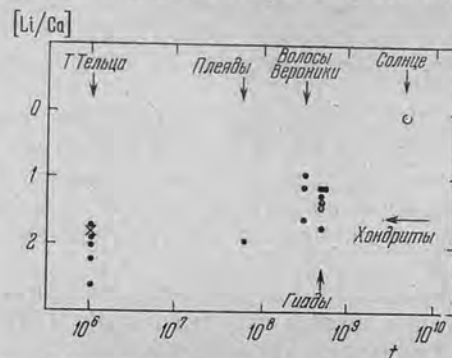


Рис. 86. Зависимость между возрастом звезд и относительным содержанием лития в их атмосферах.

в дальнейшем подобные диаграммы удастся использовать для определения возрастов отдельных звезд.

5. Синхротронное излучение в регулярном магнитном поле должно быть поляризованным. Поэтому, как только появились высказывания о возможности наличия его в излучении звезды, начались попытки обнаружения его признаков путем поляриметрических наблюдений.

Хунгер и Крон (1957) сообщили об обнаружении сильной поляризации ультрафиолетового излучения (в области от 3200 до 3700 Å) звезды $\text{LH}_{\alpha} 22$. Однако наблюдения Хилтнера и Ириарте (1958) не подтвердили этого. Хербиг (1962) отметил, что звезда была чрезвычайно слаба для 36-дюймового рефлектора, которым пользовались Хунгер и Крон. Возможно, что степень поляризации в данном случае переменна, но до тех пор, пока не будут получены достаточно надежные результаты, свидетельствующие о наличии поляризации, не следует считать, что она наблюдалась. В фотографической области спектра этой звезды Уэстон (1958), а также Хог и Смес (1959), тоже не смогли

обнаружить аномально большой поляризации, отличной от обычно наблюдаемой у некоторых звезд и объясняемой влиянием межзвездной среды.

Не исключено, как указывает Хербиг (1962), что магнитные поля на поверхности звезды типа Т Тау могут быть ориентированы случайно, и интегральная поляризация поэтому оказывается незаметной. Во всяком случае Бэбкоку (1958) не удалось обнаружить у Т Тау магнитного поля, напряженность которого превышала бы 1000 гаусс.

Ефимов (1967) заподозрил возможную переменность поляризации АВ Aur и RW Aur. В последнем случае обнаружена также корреляция между изменением поляризации и изменением показателя цвета $B - V$, хотя корреляции изменений поляризации с изменениями блеска не найдено.

6. Все неправильные переменные, связанные с туманностями, которые нельзя отнести к типу Т Тау из-за отсутствия в их спектрах упомянутых выше специфических признаков этого типа или просто из-за недостаточной изученности их спектров, называют орионовыми переменными. По соображениям, приведенным выше, эти звезды целесообразно разделить на две группы: орионовы переменные ранних спектральных классов (O — A), среди которых не могут встречаться переменные типа Т Тау, и орионовы переменные промежуточных и поздних спектральных классов (F — M). Если спектры переменных второй группы недостаточно исследованы, то при дальнейшем изучении среди них могут обнаруживаться переменные типа Т Тау.

Таким образом, переменные типа Т Тау являются разновидностью звезд более широкого класса — орионовых переменных. В основном они встречаются среди орионовых переменных промежуточных и поздних спектральных классов, но имеется несколько исключений (например, V 380 Ori — класса B8 — A2e), показывающих, что такие объекты могут быть и среди орионовых переменных ранних классов. Правда, в последнем случае еще не выяснено, не объясняется ли это двойственностью звезды, в спектре которой видны наиболее яркие линии ее более слабого спутника.

Так как все известные переменные типа Т Тау тесно связаны с диффузными туманностями (исключение в этом отношении представляет, пожалуй, лишь RW Aur, наблюдаемая на сравнительно богатом звездном фоне, хотя и недалеко от темных облаков, с которыми связаны АВ и SU Aur), то наличие в спектре звезды специфических признаков, позволяющих отнести ее к типу Т Тау, может рассматриваться как свидетельство несомненной связи ее с туманностями, в районе которых она находится.

Что же касается орионовых переменных, то их связь с диффузными туманностями, на которые они проектируются, может быть установлена, как правило, лишь статистически. Наблюдая концентрацию таких звезд к району диффузной туманности, можно утверждать, что большинство их относится к орионовым переменным, но нельзя поручиться за то, что каждая такая звезда действительно связана с данной туманностью, т. е. является орионовой переменной. Это особенно следует иметь в виду, если спектральные характеристики рассматриваемых звезд неизвестны.

Орионовы переменные могут быть эмиссионными объектами, имеющими эмиссионные линии в фотографической части спектра, либо могут показывать в эмиссии только линию H_{α} (ex-объекты), и наконец, могут вообще не показывать никаких эмиссий. Отметим, что обычно звезды, в спектрах которых в эмиссии наблюдаются только линии H и KCa II, не относятся к категории эмиссионных, так как явление кальциевой эмиссии, по-видимому, широко распространено среди обычных звезд.

Интенсивность эмиссионных линий в спектрах орионовых переменных с течением времени может меняться, эмиссии могут появляться и исчезать.

Хербиг (1960с) предпринял специальное исследование спектров неправильных переменных звезд ранних спектральных классов, явно связанных с диффузными туманностями, с тем, чтобы выявить, какие спектральные особенности присущи таким объектам. Это звезды классов Ве и Ae с узкими линиями поглощения, означающими наличие оболочки, иногда с характерными для звезд типа Р Cyg поглощениями с фиолетовой стороны эмиссионных линий, свидетельствующими о расширении этой оболочки.

Таковы, например, τ Ori, ζ CMa, ν 380 Ori. Хербиг не обнаружил никаких явных peculiarностей изученных спектров по сравнению со спектрами аналогичных объектов, не связанных с туманностями и не показывающих переменности блеска. Аналогичные выводы были получены в работах Барташ (Рачковской, 1964, 1965, 1967a, 1967b). Существенным результатом, полученным Рачковской, является вывод о повышенной электронной концентрации в атмосфере ν Aur по сравнению с нормальными звездами соответствующего спектрального класса.

§ 3. Изменения блеска и цвета орионовых переменных

1. Хофмейстер (1949), пожалуй, первым обратил внимание на одну из основных особенностей изменения блеска орионовых переменных — смену периодов активности периодами покоя. Изучая формы кривых блеска орионовых переменных, он заметил, что они весьма разнообразны. По характеру изменения блеска среди неправильных переменных, характеризующихся быстрыми изменениями, им было выделено пять групп:

а) Типичные объекты (символическое сокращение — RW) — с общей амплитудой изменения блеска больше $1^m,5$ (может достигать до 3^m-4^m).

б) Переменные, подобные типичным (RWs) — с амплитудой меньше $1^m,5$, а также с более медленными изменениями блеска (причем амплитуда последних может быть как меньше, так и больше $1^m,5$); к этой же группе относятся звезды, у которых изменения блеска, характерные для типичных переменных, наступают сравнительно редко.

в) Алголеподобные переменные (As), характеризующиеся неперiodическими кратковременными ослаблениями блеска, между которыми до некоторой степени сохраняется максимальный блеск.

г) Переменные, подобные звездам типа RR Lyr (RRs), характеризующиеся очень быстрыми изменениями блеска, в которых иногда или даже в течение длительного времени наблюдается периодичность, сопровождаемая сдвигами фаз и сильными изменениями формы кривой блеска.

д) Особые случаи — наложение типичных изменений на другие короткопериодические изменения.

Границы между группами, конечно, условны.

2. В поисках закономерностей изменения блеска неправильных переменных, ассоциированных с туманностью Ориона, Паренаго (1954) предложил классифицировать их по распределению звездных величин, принимаемых данной переменной. Классификация Паренаго применяется и в настоящее время, так как она довольно проста и наглядно характеризует изменения блеска звезды. При этом полная амплитуда изменения блеска делится на четыре равных интервала, и в зависимости от числа случаев, в которых величина звезды попадает в каждый из этих интервалов, переменная относится к одному из следующих классов и их подразделений:

I. Переменная чаще ярка, чем слаба.

а) Блеск встречается чаще в первой четверти амплитуды;

б) блеск встречается чаще во второй четверти амплитуды.

II. Переменная чаще всего имеет средний блеск.

а) Блеск встречается чаще во второй четверти амплитуды;

б) блеск встречается чаще в третьей четверти амплитуды;

аб) блеск во второй и третьей четвертях амплитуды встречается приблизительно с одинаковой частотой.

III. Переменная чаще слаба, чем ярка.

а) Блеск встречается чаще в третьей четверти амплитуды;

б) блеск встречается чаще в четвертой четверти амплитуды.

IV. Величины распределены равномерно по всем четвертям.

Нетрудно усмотреть соответствие между переменными класса I и алголеподобными переменными Хофмейстера, а также между переменными класса III и хофмейстеровскими переменными, подобными звездам типа RR Lyr.

На рис. 87 приведены отрезки сводных кривых блеска нескольких из рассматриваемых переменных — τ Tau, ν Tau, τ Ori.

На рис. 88 сопоставлены между собой кривые распределения отдельных максимумов (верхний ряд), минимумов (средний ряд) и суточных средних величин (нижний ряд)

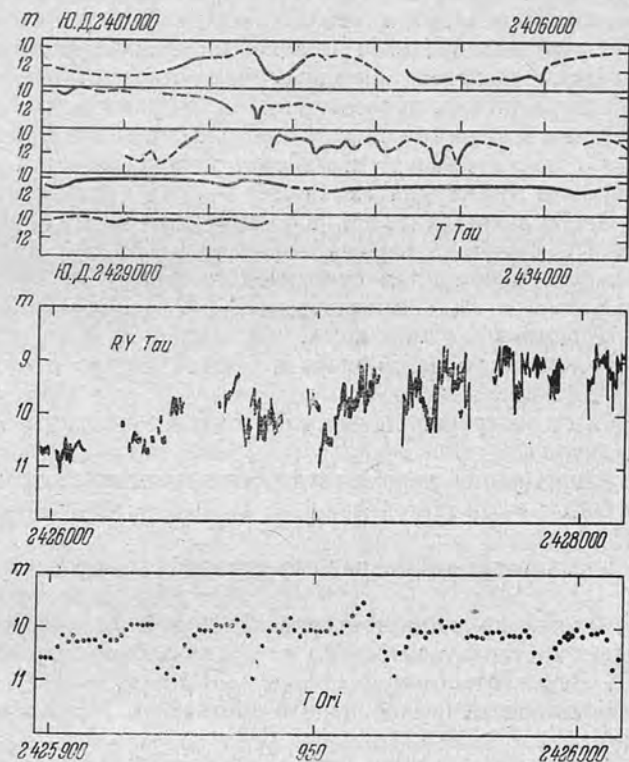


Рис. 87. Отрезки сводных кривых блеска T Tau, RY Tau и T Ori.

для T Ori по данным Паренаго (1954), RR Tau — по данным Стариковой (1952), а также RY Tau и RW Aur — по данным Холопова (1955а, 1955с) с указанием спектральных классов этих звезд. Внутри каждой кривой приведено соответствующее число наблюдений.

Распределение суточных средних величин, показывающее, какие величины наиболее характерны для данной

неправильной переменной, и поэтому наиболее пригодное для ее характеристики, оказывается различным не только для звезд разных спектральных классов, но и для звезд физически сходных между собой, как, например, для RY Tau и RW Aur.

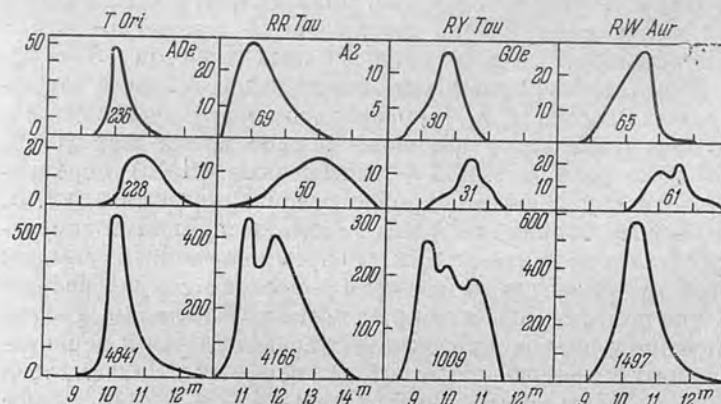


Рис. 88. Распределение частот величин максимумов, минимумов и суточных средних величин T Ori, RR Tau, RY Tau и RW Aur (спектральный класс G5e).

На примере RY Tau (см. рис. 87) можно видеть, что это распределение может изменяться с течением времени даже для одной и той же звезды. В самом деле, наблюдая RY Tau в интервале Ю.Д. 2425900—2426500, мы отнесли бы ее к классу III по классификации Паренаго, в интервале Ю.Д. 2426500—2427300 — к классу IV, а в интервале Ю.Д. 2427500—2428100 — к классу I.

Таким образом, по крайней мере для некоторых орионовых переменных, распределение величин может служить лишь для характеристики их поведения в рассматриваемую эпоху, но не для их классификации. Недавно Блажих и Маффеи (1968) исследовали изменения блеска 117 орионовых переменных в туманности Ориона, сравнив поведение 56 из них в 1920—1921 гг. с поведением в 1940—1960 гг. Оказалось, что для половины этих переменных (в основном звезд классов II и III, по Паренаго) фотометрическая классификация не изменилась. Переменные, принадлежащие

к классам I—IV, проявили тенденцию к изменению своих классов.

3. Сопоставление данных фотометрической классификации Хофмейстера с грубой спектральной классификацией орионовых переменных, выполненное Венцелем (1957a) и Холоповым (1959b), показало, что алголеподобные ослабления блеска наблюдаются преимущественно у переменных ранних спектральных классов (A—F).

Для многих орионовых переменных поздних спектральных классов (K—M) настолько характерны вспышки, что они были даже выделены в свое время Аро (1956) в особую разновидность — вспыхивающие (flash) переменные. Эти переменные подробно рассматриваются в гл. 5, поэтому мы ограничимся здесь лишь несколькими замечаниями, относящимися к ним. Во время внезапных вспышек блеск такой звезды за секунды и десятки секунд возрастает на полвеличины и даже на несколько величин, а затем в течение десятков и сотен минут возвращается к первоначальному уровню. Амплитуда вспышек максимальна в ультрафиолетовых лучах, меньше — в синих и еще меньше — в желтых и красных лучах. В ближней инфракрасной области (около 8400 Å) изменений не отмечено. Этим вспыхивающие звезды, по мнению Аро, отличаются от звезд типа T Tau и остальных орионовых переменных.

Явления вспышек иногда наблюдаются и у звезд, показывающих непрерывные изменения блеска, а блеск вспыхивающих звезд в промежутках между вспышками в свою очередь оказывается подверженным колебаниям. У вспыхивающих звезд вспышки лишь более четко выражены и являются, по-видимому, основной формой изменений их блеска.

Так называемые вспыхивающие (flare) переменные типа UV Cet (см. гл. 5) отличаются от вспыхивающих переменных лишь тем, что имеют более низкую светимость и не связаны с туманностями. Все они наблюдаются в непосредственных окрестностях Солнца, т. е. расположены в общем галактическом поле.

4. В исследовании Венцеля (1961) содержится несколько более детальная разработка хофмейстеровской классификации форм кривых блеска орионовых перемен-

ных. Венцель делит формы кривых на четыре группы: a, b, c, d, три из которых (a, b, d) считаются основными. Группа a совпадает с классом IV по классификации Паренаго, группа b — с классом I, группа d — с классом III. От классификации Паренаго классификация Венцеля отличается тем, что позволяет характеризовать различия

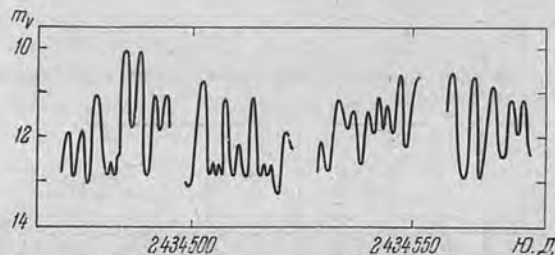


Рис. 89. График кривой блеска T Cha.

в амплитуде, скорости и степени неправильности изменений блеска звезды. Это достигается тем, что основные группы (определяемые лишь по характеру распределения величин) делятся на подгруппы, определяемые следующим образом:

a_1 — быстрые неправильные изменения блеска, периодичность не замечается, амплитуда больше $1^m,5$ (RW Aur);

a_2 — аналогична a_1 , но иногда появляется квазипериодичность (T Cha);

c_1 — аналогична a_1 , но амплитуда меньше $1^m,5$;

c_2 — изменения блеска в основном не являются быстрыми, наблюдаются длинные волны (T Tau). Звезды группы c — это в основном хофмейстеровские звезды RWs;

b_1 — алголеподобные непериодические ослабления блеска, длящиеся около 1^d (BO Cep);

b_2 — ослабления длительностью около недели, изменения блеска не очень быстры (T Ori, SV Cep);

d — вспыхивающие переменные, продолжительность вспышки до 1 часа.

На рис. 89 изображен график кривой блеска T Cha по наблюдениям Хофмейстера (1965).

Следует отметить, что у самой RW Aur также отмечается квазипериодичность колебаний блеска с циклом 4^d , так что различия между подгруппами a_1 и a_2 могут быть несущественными. Последнее заключение весьма вероятно также и потому, что для выявления квазипериодичности требуются очень плотные ряды наблюдений, полученные пока лишь для небольшого числа звезд.

Таблица 26

Сопоставление формы кривых блеска орионовых переменных со спектральным классом

Спектр Форма кривой	B	A	F	G	K	M
a	—	—	1	6	—	—
c	8	2	—	14	13	—
b ₁	—	5	7	1	—	—
b ₂	1	11	1	1	—	—
b	—	3	—	2	3	—
d	—	—	—	—	8	17

В таблице 26 приводятся результаты выполненного Венцелем сопоставления форм кривых блеска со спектральным классом рассматриваемых переменных.

Прямоугольниками выделены области максимальной плотности объектов данного типа. Таблица 25 подтверждает упомянутые выше закономерности.

5. Большие ряды наблюдений нескольких орионовых переменных были получены Цесевичем по снимкам патрульной службы неба Гарвардской обсерватории, а также по коллекциям негативов Московской, Симеизской и Одесской обсерваторий. Они охватывают интервал времени более 50 лет. Анализ этих наблюдений, выполненный Цесевичем и Драгомирежкой (1967), показал возможную

периодичность медленных изменений блеска DF и DG Tau (звезд типа T Tau) с циклами 16400^d и 3630^d соответственно. Подобные циклы около 14000^d наблюдаются также у UX и BN Ori (орионовых переменных ранних спектральных классов). Для двух последних звезд характерно увеличение активности по мере уменьшения среднего блеска. В максимуме среднего блеска они более спокойны.

Автокорреляционный анализ длительных рядов наблюдений орионовых переменных, выполненный для T Ori Курочкиным (1963) и Лукачкой (1967), а для T Cha, RU Lup, RY Lup, T Tau, RR Tau и RY Tau — Лукачкой (1967), показал, что изменения блеска этих переменных могут быть описаны как случайные процессы. В некоторых случаях, однако, на совершенно неправильные изменения накладываются периодические колебания. Так, для T Cha отмечены колебания с периодом около 3^d , для RY Lup — 72^d и $3^d,5$. У RW Aur, S CrA и RU Lup найдена цикличность изменений блеска с периодами, близкими к 4^d , 5^d и 6^d соответственно.

Шевченко (1964) обнаружил зависимость между амплитудой изменения блеска и спектральным классом переменных, входящих в данную пространственную группировку, и изменение вида этой зависимости с переходом от одной группировки к другой. Это изменение интерпретируется им как свидетельство изменения активности переменных данного спектрального класса с течением времени.

6. Помимо систематических визуальных и фотографических наблюдений избранных орионовых переменных, в последнее время выполнено несколько обширных исследований изменений блеска этих звезд в разных длинах волн, в частности, в системе U, B, V — как фотографическим, так и фотоэлектрическим методом (например, Чугайнов, 1965; Бадалян, 1958, 1962 и др.). Эти исследования позволили сопоставить некоторые закономерности, характеризующие особенности излучения орионовых переменных, с теми, которые свойственны обычным звездам постоянного блеска. Изучение подобных закономерностей может оказаться весьма важным для решения вопроса о существовании генетической связи между этими объектами и обычными звездами.

На рис. 90 показано положение на двухцветной диаграмме $U-B$, $B-V$ отдельных точек, соответствующих фотоэлектрическим наблюдениям RW Aur, выполненным Гётцем и Венцелем (1967). На рис. 91 показаны отдельные положения, занимаемые RW Aur на диаграмме V , $B-V$ (по данным тех же авторов).

Рисунки 90 и 91 показывают, что довольно большие области обеих диаграмм могут с течением времени заполняться точками, соответствующими положениям одной и той же звезды.

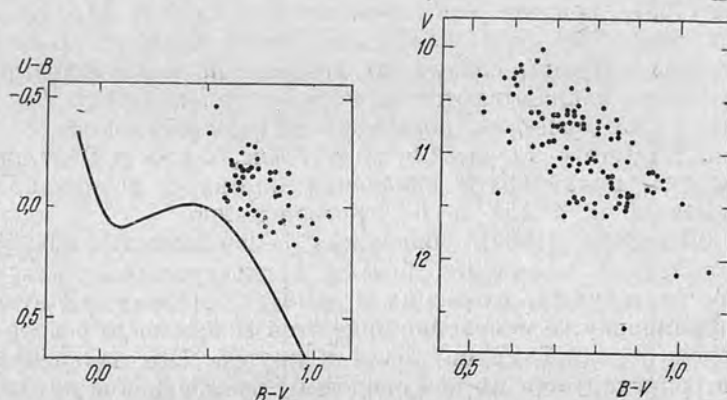


Рис. 90. Диаграмма $U-B$, $B-V$ для RW Aur.

Рис. 91. Диаграмма V , $B-V$ для RW Aur.

Рисунок 92, взятый из работы Мосидзе (1967), показывает области, занятые на двухцветной диаграмме $U-B$, $B-V$ быстрыми неправильными и орионовыми переменными разных спектральных классов — от B9 до K5. Замкнутой линией со стрелками показана траектория движения по этой диаграмме вспышечной переменной FL Tau (H II 1306) в Плеядах во время вспышки по данным Джонсона и Митчела (1958).

Несмотря на наличие нередко значительных ультрафиолетовых избытков у многих переменных, наблюдавшихся Мосидзе, каждая из этих переменных располагается в среднем в районе линии, соответствующей обычным звез-

дам главной последовательности. Точки, соответствующие максимумам и минимумам блеска каждой звезды, занимают различные места на двухцветной диаграмме. Данные Мосидзе свидетельствуют о том, что, по-видимому, показатели цвета орионовых переменных звезд, не имеющих значительных спектральных особенностей, близки к показателям цвета обычных звезд главной последовательности

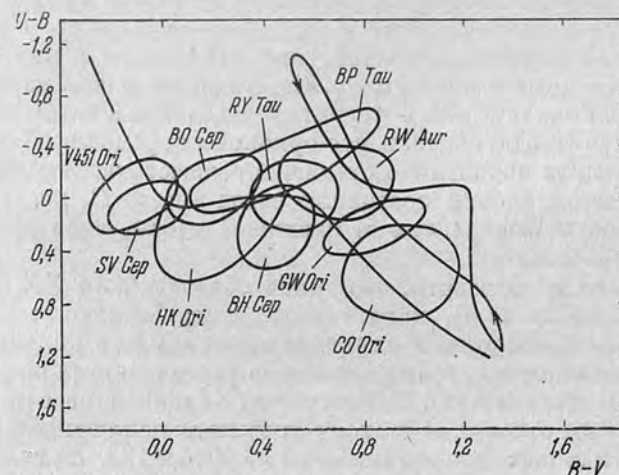


Рис. 92. Положение нескольких быстрых неправильных и орионовых переменных на диаграмме $U-B$, $B-V$.

соответствующих спектральных классов. Это обстоятельство можно использовать для определения избытков цвета и межзвездного поглощения многих из рассматриваемых объектов.

§ 4. Неправильные переменные ранних спектральных классов и быстрые неправильные

1. Неправильные переменные ранних спектральных классов и быстрые неправильные, встречающиеся в группировках орионовых переменных, нуждаются в особом рассмотрении, так как значительное число их наблюдается и вне этих группировок.

Поскольку физическая эволюция звезд ранних спектральных классов (особенно классов O и B) происходит чрезвычайно быстро, очень трудно в настоящее время отличить явления переменности, сопровождающие приход такой звезды на главную последовательность, от явлений, характеризующих начало ее ухода с главной последовательности в область красных гигантов. Между тем необходимо иметь возможность различать эти этапы в развитии звезды.

Стадия наличия оболочки, проявляющаяся в принадлежности звезд к классам Oe, Be, является одной из наиболее ранних стадий в развитии звезд классов O и B. Шевченко (1967а) считает, что орионовы переменные могут представлять собой либо стадию, предшествующую переходу к нормальному состоянию звезд класса B, наступающую после избавления от излишней массы, либо разновидность звезд Be.

Можно подозревать, что такие объекты, как XX Ori («железная звезда»), характеризующаяся исключительно развитым эмиссионным спектром класса Bpe с сильными линиями водорода, гелия, железа и других металлов, родственны звездам типа T Tau, хотя Хербиг и не считает возможным отнести ее к этому типу из-за исключительной слабости эмиссионных линий Fe I $\lambda\lambda$ 4064, 4132. Не исключено, что именно быстротой прохождения фазы вступления на начальную главную последовательность массивными звездами объясняется исключительная редкость объектов, подобных XX Ori, у которых, вероятно, мы можем наблюдать сопутствующие этой фазе явления.

Переменные, похожие на Плейону (BU Tau), находящуюся на заметно проэволюционировавшем участке главной последовательности Плеяд, отклонившемся от начальной главной последовательности, по-видимому, следует рассматривать как объекты, переменность которых вызвана уже иными причинами, чем переменность звезд, еще не достигших начальной главной последовательности. Небольшому ослаблению блеска Плейоны в 1936—1949 гг. сопутствовал процесс явного выброса оболочки или газового кольца, причем можно предположить (Боцула, Шаров, 1960), что это ослабление было вызвано погло-

щением света в появившейся оболочке, ибо после того, как оболочка рассеялась, блеск Плейоны достиг прежнего уровня.

Не исключено, что явлениями интенсивного выброса оболочек объясняется и алголеподобный характер переменности блеска орионовых переменных ранних спектральных классов, хотя эта гипотеза до сих пор не проверена надлежащими наблюдениями.

2. Быстрые неправильные, классификация которых основана только на анализе характера изменений их блеска, зачастую оказываются совсем не теми объектами, за которые их принимали.

Для того чтобы убедиться в действительной неправильности изменений блеска звезды, нужно иметь очень длинные непрерывные ряды наблюдений. Для причисления же звезды к быстрым неправильным необходимо иметь доказательства реальности наблюдавшихся быстрых изменений.

Эта проблема приобрела особую остроту в связи с появлением большой статьи Майнунгера (1966), в которой сообщается о нереальности быстрых изменений блеска многих переменных, отнесенных к типу RW Aur, главным образом в ходе выполнения зоннебергского плана исследования полей Млечного Пути. Основной причиной этого оказалось то, что во время Второй мировой войны и в первые годы после ее окончания приходилось использовать пластинки с самыми разными эмульсиями, имевшие разный срок хранения. Поэтому у красных переменных часто регистрировались быстрые изменения блеска, не происходившие в действительности. Последующий анализ показал, что ранее наблюдавшиеся у некоторых звезд быстрые изменения не отмечаются у тех же звезд на новых пластинках. Большинство проверенных таким образом красных переменных, относившихся ранее к быстрым неправильным, оказались обычными медленно меняющимися красными гигантами. Поэтому следует весьма тщательно проверить все случаи отнесения переменных к категории быстрых неправильных, особенно если они не связаны с туманностями и обладают нормальными спектрами. В то же время нет оснований впадать в крайность и вообще отрицать существование быстрых неправильных, какими

являются, например, ВН и ВО Сер, наблюдавшиеся Хофмейстером в течение длительного времени.

Специальные фотометрические наблюдения нескольких быстрых неправильных недавно были проведены Шевченко (1967b).

По данным Мосидзе (1967), изученные ею быстрые неправильные SV, ВН и ВО Сер занимают на диаграмме $U-B$, $B-V$ то же положение, что и обычные звезды тех же спектральных классов (см. § 3).

Причисление переменных поздних спектральных классов к быстрым неправильным, с одной стороны, облегчается тем, что, как теперь известно, для орионовых переменных поздних классов характерны вспышки, которых следует ожидать и в случае, если звезда позднего класса является быстрой неправильной. С другой стороны, этот критерий, очевидно, не однозначен, поскольку быстрые вспышки зарегистрированы Киселевой (1967, 1968) при фотоэлектрических наблюдениях и у переменных типа Миры Кита.

Особое значение для решения вопросов о периодичности или неправильности изменений блеска данной переменной по сравнительно ограниченному наблюдательному материалу могут иметь соответствующим образом разработанные программы определения периодов переменных звезд с помощью электронных цифровых вычислительных машин.

§ 5. Светимости и показатели цвета орионовых переменных. Т-полоса

1. Уже первая диаграмма спектр — звездная величина, построенная Паренаго (1950, 1954) для группировки переменных звезд в туманности Ориона, показала необычность расположения на ней звезд поздних и промежуточных спектральных классов по отношению к звездам ранних классов. На диаграмме отчетливо выявилось облако субгигантов.

Аналогичные особенности были обнаружены на подобных диаграммах, построенных Холоповым (1951) и Хербигом (1952) для группировки орионовых переменных, связанных с темными туманностями в созвездиях Тельца,

Возничего и Ориона. Эти группировки не содержат звезд классов О—В, и определение светимостей входящих в них объектов при наличии явного и неоднородного поглощения света было сопряжено с большими трудностями. Можно было говорить или о пониженной светимости звезд класса G (Холопов) или о повышенной светимости звезд класса М (Хербиг).

Расстояния до упомянутых группировок приходилось определять косвенными методами. С одной стороны, привлекались расстояния до темных туманностей в Тельце — Возничем, определенные Мак-Каски (1941) путем анализа звездных подсчетов (113 pc), с другой стороны, предпринимались попытки определения и анализа собственных движений рассматриваемых переменных.

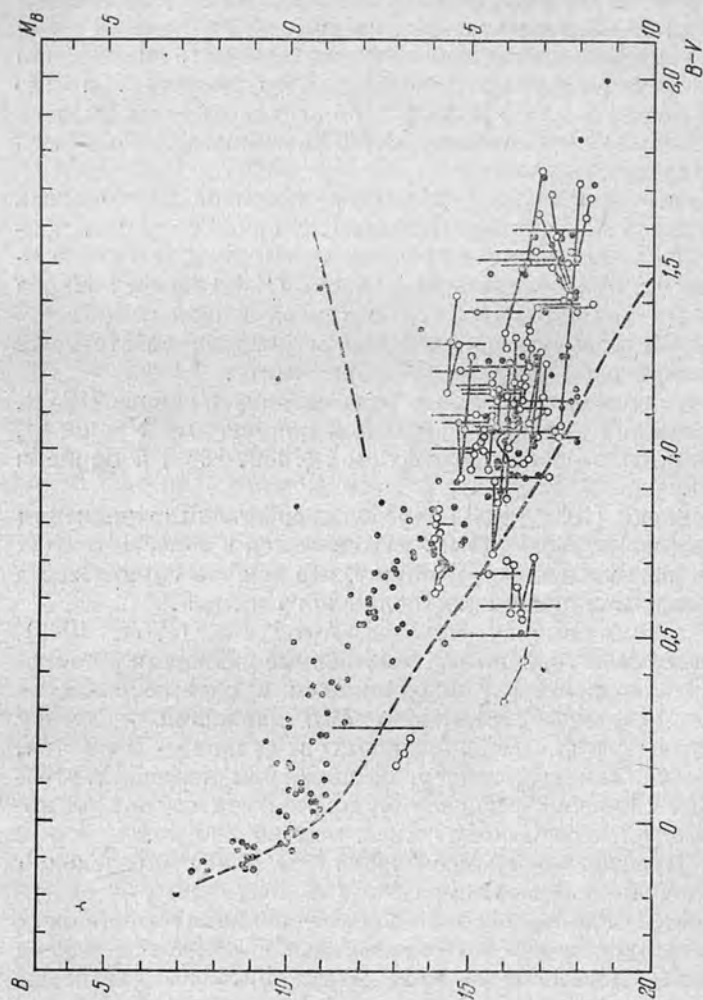
Первую попытку такого рода сделала Уранова (1952). Критический анализ результатов, полученных Урановой, содержится в работах Артюхиной (1959, 1960) и Венцеля (1961).

Венцель (1958, 1961) определил собственные движения 33 орионовых переменных, находящихся в области темных туманностей в Тельце, и нашел, что вся эта группа звезд движется в направлении солнечного апекса.

К иному выводу пришла Артюхина (1959, 1960), определившая абсолютные собственные движения 30 орионовых переменных, находившихся в разных областях неба. Не найдя систематического движения к апексу у группы звезд, расположенных в Тельце — Возничем, Артюхина заключила, что их движения являются отражением солнечного движения, причем вся группа не может отстоять от Солнца далее, чем на 200 pc .

2. Прежде чем удалось более или менее определенно разрешить проблемы, связанные с получением и интерпретацией данных о собственных движениях орионовых переменных, на чем мы остановимся в § 6, была решена проблема локализации этих переменных на диаграмме светимость — спектр.

Венцель (1955) первым нанес на одну диаграмму светимость — спектр орионовые переменные, входящие в разные группировки, — связанные с туманностью Ориона и с темными туманностями в Тельце — Возничем — опираясь на расстояние последних (170 pc), полученное по данным

Рис. 93. Диаграмма $V, B - V$ для скопления NGC 2264.

Адольфсона (1954). При этом орионовы переменные в Тельце — Возничем легли в область, занятую на диаграмме переменными поздних спектральных классов в туманности Ориона.

Аналогичный вид оказался у диаграммы величина — показатель цвета, построенной по данным Уокера (1956) для скопления звезд в туманности NGC 2264 (рис. 93). Для большинства орионовых переменных в этой туманности Уокер привел несколько пар значений $V, B - V$. На рис. 93 кружки, соответствующие последовательным по времени значениям этих величин для каждой переменной звезды, соединены между собой. Пунктиром нанесены линия начальной главной последовательности и ветвь гигантов.

Венцель (1957a) указал на возможность связи системы Т-ассоциаций в созвездиях Телец — Возничий с группой звезд В в созвездиях Кассиопея — Телец, изученной Блау (1956), а также Т-ассоциации, открытой Струве и Рудкебингом (1949) в темной туманности вокруг ρ Oph с потоком Скорпиона — Центавра (ассоциацией II Sco).

К 1958 г. выяснилось, что орионовы переменные содержатся во всех группировках горячих звезд, находящихся в сфере радиусом 500 пс вокруг Солнца. Они были обнаружены также во всех тех более далеких О-ассоциациях, в которых они специально разыскивались. Стало ясно, что построение полных диаграмм светимость — спектр или звездная величина — показатель цвета для ближайших О-ассоциаций, расстояния до которых определены по их ярким ранним звездам, лежащим на главной последовательности, должно дать представление о положении на этих диаграммах и звезд, входящих в Т-ассоциацию.

Сопоставление подобных диаграмм, проведенное Холоповым (1958), позволило заключить, что орионовы переменные расположены на диаграмме спектр — светимость в районе широкой полосы (заштрихованная область на рис. 94), которая была названа Т-полосой. Подавляющее большинство орионовых переменных, в какой бы фазе изменения блеска они ни находились, лежит на диаграмме $M_B, B - V$ в пределах этой полосы. При изменении блеска эти переменные перемещаются по диаграмме в среднем

приблизительно параллельно общему направлению Т-полосы, что можно видеть, например, на рис. 93.

В ряде случаев эти переменные наблюдаются, несомненно, левее начальной главной последовательности. Для объяснения этого факта, находящегося в кажущемся противоречии с теорией гравитационной конденсации звезд

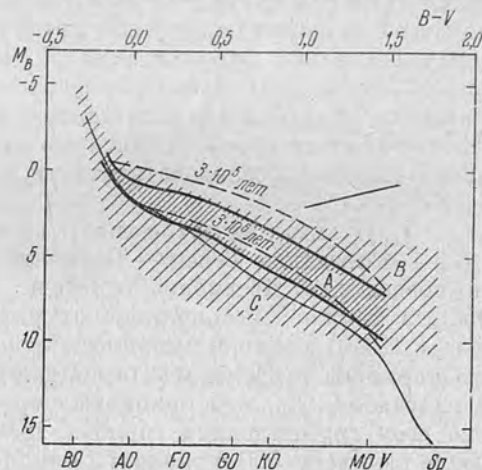


Рис. 94. Т-полоса.

из диффузного вещества, согласно которой возникающие звезды приближаются к начальной главной последовательности справа — из области субгигантов (см. § 9), было выполнено несколько исследований.

3. Совершенно очевидно, что отмеченные ранее особенности распределения энергии в спектрах некоторых орионовых переменных, — такие, как наличие непрерывной эмиссии переменной интенсивности (главным образом это относится к звездам типа Т Тау), — должны приводить к появлению ультрафиолетовых и голубых избытков в излучении, вследствие чего звезда смещается на диаграмме $V, B-V$ влево, в область меньших показателей цвета.

Действительно, Варшавский (1960) обратил внимание на несоответствие показателей цвета $B-V$ ряда орио-

новых переменных их спектральным классам и показал, что учет влияния непрерывной эмиссии на цвет звезды может сместить последнюю на диаграмме $V, B-V$ вправо на $0^m,8$.

Применив фильтр, выделяющий в спектре участок $\lambda\lambda 4300-5000 \text{ \AA}$, на края которого попадают линии $H\beta$

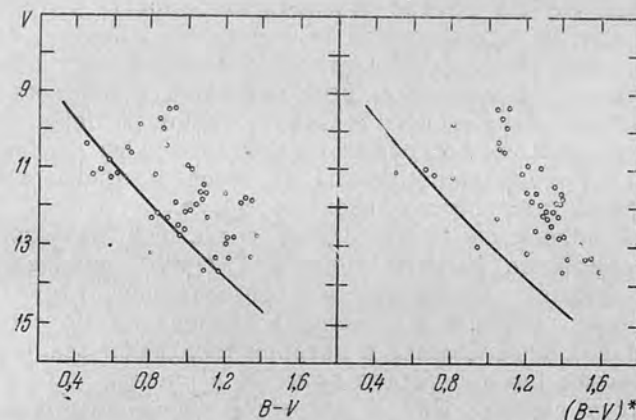


Рис. 95. Изменение положений орионовых переменных на диаграмме $V, B-V$ с уменьшением влияния эмиссионных линий на показатель цвета $B-V$.

и $H\gamma$, Смак (1964) попытался ослабить влияние эмиссионных линий, наблюдаемых в спектрах орионовых переменных в созвездии Тельца, на показатели цвета $B-V$; он обозначил величины, полученные с этим фильтром, готической буквой $\mathfrak{B}$. Установив по наблюдениям обычных звезд главной последовательности зависимость между «свободным от эмиссий» показателем цвета $\mathfrak{B}-V$ и $B-V$, Смак определил по наблюдаемым значениям $\mathfrak{B}-V$ показатели цвета $(B-V)^*$ орионовых переменных с ослабленным влиянием эмиссионных линий водорода.

На рис. 95, взятом из работы Смака, видно, как меняется положение точек на диаграмме $V, B-V$ относительно линии начальной главной последовательности после перехода к показателям цвета $(B-V)^*$.

В работе Авени (1966) показано, что если исключить влияние всех эмиссионных линий, наблюдающихся в спектрах Т Тау и RW Ауг, на показатели цвета $B - V$ этих звезд, то последние должны сместиться вправо на диаграмме $V, B - V$ на $0^m,07 - 0^m,15$.

Вопросы учета влияния спектральных особенностей на показатели цвета орионовых переменных довольно сложны. Весьма трудно отделить нетепловую непрерывную эмиссию от теплового непрерывного спектра, соответствующего наблюдаемому спектральному классу звезды.

Однако, по-видимому, действительно, в соответствии с выводами Варшавского и Смака, орионовы переменные в их нормальном состоянии располагаются на диаграмме $V, B - V$ приблизительно на 2^m выше и правее линии начальной главной последовательности.

Это положение соответствует области A на рис. 94, нанесенной по данным Шевченко (1966), пришедшего к следующим заключениям относительно структуры Т-полосы. Область A — область устойчивых положений орионовых переменных, в которой находятся стационарные звезды без признаков эмиссии в спектре, входящие в данную группировку, и некоторые переменные в периоды спокойствия. В эту же область, как отмечено выше, попадают переменные типа Т Тау после учета различных peculiarностей, наблюдаемых в их спектрах. В области B находятся устойчивые положения красных субгигантов. Область C — область неустойчивых (временных) положений орионовых переменных промежуточных и поздних спектральных классов, в которую они попадают во время периодов повышенной активности и вспышек.

§ 6. Пространственное распределение и кинематические характеристики орионовых и быстрых неправильных переменных. Т-ассоциации

1. Как уже отмечалось в § 1, орионовы переменные обычно встречаются группами, которые теперь принято называть Т-ассоциациями.

По-видимому, первый перечень подобных группировок был опубликован в монографии Пейн-Гапошкиной и

Гапошкина (1938). Наряду с группами звезд туманности Ориона, TY CrA, R Mon, AG Car, он содержит связанное с пылевой туманностью скопление Плеяды, у ряда ярких членов которых разные наблюдатели уже давно находили изменения блеска.

Кроме орионовых переменных, в Т-ассоциациях обычно содержится значительное число звезд более или менее постоянного блеска с эмиссионными спектрами, характерной чертой которых является обязательное наличие эмиссионной линии H_α . Многие из них обычно обнаруживаются на снимках, получаемых с объективной призмой. Переменность интенсивности эмиссии H_α , отмеченная у ряда таких звезд, позволяет предполагать, что многие из них меняют также и блеск. Соответствующее исследование обычно подтверждает это. Наличие у типичных орионовых переменных длительных периодов почти полного постоянства блеска, наряду с присутствием в их спектрах эмиссионной линии H_α , чрезвычайно сближает их с эмиссионными объектами, сосуществующими с ними в Т-ассоциациях. В случае, если оказывается возможным построить диаграмму звездная величина — спектр (или показатель цвета) для системы звезд, образующих Т-ассоциацию, эмиссионные звезды постоянного блеска располагаются на этой диаграмме в пределах Т-полосы.

Во всех случаях, когда мы имеем дело с группой звезд, обладающих яркой линией H_α в спектре и расположенных в районе диффузной туманности, многие члены этой группы при надлежащем исследовании оказываются орионовыми переменными, а сама группа, таким образом, Т-ассоциацией. Поэтому в списки Т-ассоциаций обычно включаются и подобные группировки эмиссионных объектов. Правда, в этом случае необходима осторожность в приписании объектов с яркой линией H_α к некоторой Т-ассоциации. Объект может оказаться далекой звездой Ве, наблюдаемой сквозь темную туманность и не имеющей никакого отношения к данной группировке.

На снимках областей Млечного Пути, полученных с объективной призмой, вообще нередко открывают большое количество эмиссионных звезд. Если они разбросаны по полю и не связаны явно с диффузными туманностями, не следует считать, что перед нами Т-ассоциация. Вероят-

нее всего, это отдельные звезды Ве, не являющиеся орионовыми переменными.

Поскольку многие из орионовых переменных показывают быстрые неправильные изменения блеска, быстрые неправильные переменные обычно рассматриваются совместно с орионовыми. Они также образуют группировки, но уже не связанные столь очевидно с диффузными туманностями, как Т-ассоциации. В связи с замечаниями Майнунгера (см. § 4), мы будем в дальнейшем называть видимые группы быстрых неправильных не Т-ассоциациями, а Is-группировками.

2. Списки Т-ассоциаций публиковались Холоповым (1950, 1955а, 1959а), Венцелем (1961) и Хербигом (1962). Ниже приводится новый список, содержащий почти все известные к настоящему времени реальные Т-ассоциации (табл. 27), а также возможные Т-ассоциации и Is-группировки (табл. 28). Ассоциации обозначены символом Т, сопровождаемым порядковым номером и сокращенным наименованием созвездия. В каждом созвездии — своя нумерация.

Таблица 27 содержит порядковый номер, название ассоциации, экваториальные координаты центра, видимый угловой диаметр D , число переменных звезд Var в группе, число звезд (постоянных и переменных) с эмиссией в линии H_{α} — e_{α} , полное число известных членов группы N , расстояние группы от Солнца r (в парсеках), название звезды или туманности, характеризующей группу или расположенной рядом с последней. В квадратных скобках приводится поясняемая в примечаниях к табл. 27 и 28 ссылка на работу, в которой (не обязательно впервые) содержатся сведения о данной группировке. Числа, стоящие в столбцах Var, e_{α} и N , носят ориентировочный характер.

К возможным Т-ассоциациям отнесены группировки, сведения о которых слишком скудны или предварительны, а также те, которые содержат слишком мало членов и могут быть возникающими ассоциациями, в которых пока образовалось очень мало звезд. Возможные Т-ассоциации и Is-группировки не имеют наименования и характеризуются лишь названием туманности или одного из своих членов. Признаком Is-группировки в табл. 28 служит

Таблица 27

Список Т-ассоциаций

№	Название	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	D	Var	e_{α}	N	r	Объект
1	T2 Per	03 38	h^m 41	26'	5	16	16	380	IC 348 [1]
2	T1 Tau	04 12	h^m 28,0	3°	12	15	15	200	RY Tau [43]
3	T3 Per	04 23	h^m 35,1	3°	2	1	3	—	NGC 1579 [2, 21]
4	T2 Tau	04 26	h^m 18,0	6°	10	42	12	170	T Tau [43]
5	T3 Tau	04 27	h^m 25,0	5°	25	49	49	170	UZ Tau [43]
6	T1 Aur	04 52	h^m 31,0	9°	10	42	15	170	RW Aur [43]
7	T5 Ori	05 05	h^m 04	5°	—	6	6	400	NGC 4788 [3, 53]
8	T2 Aur	05 10	h^m 0	17'	5	—	5	—	IC 405 [21]
9	T6 Ori	05 18	h^m 3,3	3°	—	8	8	400	S 453 [51]
10	T1 Ori	05 26	h^m 11,5	4°	21	48	49	400	CO Ori [43]
11	T2 Ori	05 30	h^m 05,5	4°	184	266	450	400	T Ori [41, 42]
12	T7 Ori	05 35	h^m 12,7	8°	—	45	45	400	S 453 [52]
13	T3 Ori	05 36	h^m 01,8	4°	12	98	102	400	IC 434, NGC 2024 [4, 45]
14	T4 Ori	05 38	h^m 5	3°	1	27	28	400	FU Ori [5]
15	T8 Ori	05 40	h^m 00	2°	3	45	45	400	NGC 2088, 2071 [15]
16	T4 Tau	05 40	h^m 26,3	6°	6	60	65	200	RR Tau, S 147 [6, 7, 48]
17	T1 Gem	06 02	h^m 24,3	1°	—	30	30	—	NGC 2168 [47]
18	T9 Ori	06 03	h^m 20,5	1°	—	30	30	—	NGC 2175 [47]
19	T3 Mon	06 06	h^m 06	—	—	—	—	—	NGC 2183, 2185 [3]
20	T2 Gem	06 10	h^m 4	1°	—	40	40	—	IC 443, S 40 [47]
21	T4 Mon	06 26	h^m 10,4	1°	16	9	16	800	NGC 2169, 2245, 2247, IC 446 [3, 6, 36, 46]

Таблица 27 (продолжение)

№	Название	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1900,0}$	D	Var	$\epsilon\alpha$	N	r	Объект
22	T2 Mon	06 26,7	+05,0	0,5	16	—	16	1660	NGC 2244 [26]
23	T1 Mon	06 35,5	+09,8	3°	162	123	198	800	NGC 2264 [30, 38, 39, 40]
24	T1 Cha	11 05	-76,4	2°	21	33	38	500	— [28, 35]
25	T2 Cha	12 58	-77,4	2°	5	—	5	500	— [28]
26	T1 Cen	13 02	-62,6	1°	2	15	45	170	— [33]
27	T2 Cen	13 08	-61,6	1°	6	15	45	170	— [33]
28	T3 Cen	13 22	-61,6	1°	—	12	42	170	— [33]
29	T2 Lup	15 40,4	-34,4	1,4	—	7	7	150	— [29, 30]
30	T1 Lup	15 48	-37,5	2°	1	6	6	150	RU Lup [30]
31	T3 Lup	16 00	-39,3	2°	1	31	31	150	EX Lup [30]
32	T1 Sco	16 19,5	-23,2	9°	14	19	33	240	α Sco, ρ Oph [16—19]
33	T1 Oph	17 05	-27,5	1,5	—	8	8	500	— [3, 34]
34	T1 Sgr	17 56,3	-23,0	0,5	5	4	9	1400	NGC 6544 [23, 27]
35	T2 Sgr	17 57,6	-24,4	1°	72	37	85	1300	NGC 6530, M8 [23]
36	T3 Sgr	18 03,7	-23,7	0,5	1	6	7	1300	S 188, IC 1274b [23]
37	T1 Ser	18 13,2	-13,8	0,2	61	—	61	2300	NGC 6611 [9, 22]
38	T1 CrA	18 55,0	-37,2	0,5	2	5	7	115	RCrA [7]
39	T2 Cyg	20 21	+42	8'	—	4	4	—	NGC 6914 [6]
40	T1 Cyg	20 47,4	+44,0	1°	3	21	21	600	IC 5070 [10]
41	T1 Cep	21 00,0	+67,8	0,5	15	—	15	280	NGC 7023 [14, 25]
42	T4 Cyg	21 13	+37,5	5°	—	21	21	—	S 258, 298 [8]
43	T2 Cep	21 33	+57	3°	—	125	125	480	IC 4396 [12]
44	T3 Cyg	21 49,6	+46,8	0,2	23	24	38	4000	IC 5446 [13, 14]
45	T1 Lac	22 30	+40	4'	2	4	4	—	— [6]
46	T3 Cep	23 57	+66,8	2°	—	11	11	—	— [36]

Таблица 28

Список возможных Т-ассоциаций и Is-группировок

№	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1900,0}$	D	Var	$\epsilon\alpha$	N	r	Объект
1	00 00	+68°	—	—	—	—	—	C 214 [3]
2	00 00	-30	2°	—	70	70	250	ζ Scl [50]
3	00 10	+60	6°	3	5	8	—	LkH α 198, VX Cas [6, 7]
4	00 38	+61,4	0,7	—	5	5	—	NGC 225 [6]
5*	01 33	-43	4°	3	—	3	—	SY Phe [7]
6*	02 19	+51,3	—	3	—	3	—	DN Per [7]
7	02 44	+60	—	—	—	—	—	IC 1848 [3]
8	02 50	+19	—	—	—	—	—	— [3]
9	03 23	+31	—	—	3	3	—	NGC 1333 [3, 20]
10	05 48,5	+01,9	—	—	4	4	—	BD +1°1156 [15]
11	06 43	+01,0	10°	8	5	10	—	PZ Mon [7]
12	06 59	-11,4	0,4	1	4	4	—	Z CMa [6]
13*	08 15	-40	—	—	—	—	—	— [3]
14*	10 40	-59,4	2°	19	—	19	2700	η Car [7]
15	12 15	-46,0	1,5	3	—	3	—	V 654 Cen [7]
16	12 33	-62,5	4°	—	43	48	170	— [32]
17	17 08,7	-33,4	1,5	—	13	13	1400	— [44]
18	18 46,5	-04,5	6°	—	62	62	—	— [31]
19	19 34	+10,3	—	6	2	6	—	V 536 Aql [7]
20	20 17	+41	1'	—	3	3	—	BD +40°4124 [6]
21*	20 20	+58	12°	8	—	8	—	V 561 Cyg [7]
22	20 44,3	+29,4	—	—	4	4	—	— [49]
23	20 51,5	+29,9	—	—	4	4	—	— [49]
24*	20 55	+45	10°	12	2	13	—	CE Cyg [7]
25	21 00	+50	—	—	—	—	—	— [3]
26	21 40,7	+65,6	2,5	—	3	3	—	NGC 7129 [6]
27*	22 10	+72	4°	3	—	3	—	BO Cep [7]
28*	22 20	+59	10°	4	1	4	—	DI Cep [7]
29*	23 16,3	+60,7	$\geq 1'$	2	—	2	—	NGC 7635 [7]
30	23 30	+48	—	3	1	3	—	BM And [7]

Примечания к табл. 27 и 28.

1 — Хербиг (1954a), 2 — Хербиг (1956), 3 — Хербиг (1962), 4 — Аро, Морено (1953), 5 — Манова (1958), 6 — Хербиг (1960c), 7 — Холопов (1959a), 8 — Долидзе (1960e), 9 — Уокер (1961), 10 — Хербиг (1958b), 11 — Уэстон (1953), 12 — Долидзе, Вязовов (1959), 13 — Хербиг (1960b), 14 — Уокер (1959), 15 — Хербиг, Кухи (1963), 16 — Долидзе, Аракелян (1959), 17 — Цзе, Лим (1964), 18 — Аро (1949), 19 — Струве, Рудкёбинг (1949), 20 — Долидзе (1960), 21 — Маффей (1965a), 22 — Имшломени, Маффей (1965), 23 — Хербиг (1957), 24 — Уокер (1957), 25 — Розино, Романо (1962), 26 — Маффей (1963a), 27 — Маффей (1963b), 28 — Хофмейстер (1962), 29 — Хенайз (1954), 30 — Цзе (1962a), 31 — Цзе (1962 b), 32 — Хидайат (1962), 33 — Цзе (1962c), 34 — Цзе (1964), 35 — Хенайз (1963), 36 — Бланко (1962), 37 — Бадалян (1967), 38 — Розино, Грубисич, Маффей (1957), 39 — Уокер (1956), 40 — Хербиг (1954b), 41 — Аро (1953), 42 — Паренаго (1954), 43 — Холопов (1951), 44 — Цзе (1961), 45 — Розино (1960), 46 — Маффей (1965b), 47 — Долидзе (1960a), 48 — Долидзе (1960b), 49 — Долидзе (1959a), 50 — Долидзе (1959b), 51 — Долидзе (1960c), 52 — Долидзе (1960d), 53 — Долидзе (1960 e).

звездочка у порядкового номера в первом столбце таблицы.

Вне Т-ассоциаций и Is-группировок известны лишь очень немногочисленные объекты, относящиеся к быстрым неправильным или к орионовым переменным. Обычно они классифицируются неуверенно и при тщательном исследовании оказываются периодическими переменными, но нередко дальнейшее изучение показывает, что эти казавшиеся изолированными переменные являются в действительности наиболее яркими членами новых (открываемых вокруг них) Т-ассоциаций.

3. Знание диаграмм светимости — спектр для Т-ассоциаций позволяет находить расстояния до этих систем. Система Т-ассоциаций, изученная Холоповым (1959), является плоской. Это почти очевидно, так как плоской является система диффузных туманностей, с которыми связаны орионовы переменные. Нет ни одной Т-ассоциации с z -координатой, превышающей 125 pc . Средняя z -координата Т-ассоциаций — 50 pc .

Диаметры их заключены в пределах от 3 до 40 pc , а число известных членов в каждой ассоциации — от нескольких единиц и десятков до нескольких сотен. Парциальные пространственные плотности совокупности известных членов в разных группировках различны.

Некоторые Т-ассоциации, особенно те, которые очень тесно связаны с туманностями (как, например, с туманностью Ориона), имеют такую же высокую среднюю плотность, как и рассеянные звездные скопления. По существу, они и являются самыми настоящими звездными скоплениями, содержащими огромное число орионовых переменных. Плотность других группировок может быть на один-два порядка меньше. Следует помнить, однако, что мы не знаем, сколько звезд скрыто в глубине темных туманностей, связанных с теми или иными ассоциациями. Недаром орионовы переменные наблюдаются, как правило, на периферии темных туманностей, с которыми они связаны. Это значит, что нашим наблюдениям доступны лишь те из них, которые находятся во внешних областях этих туманностей.

Видимые плотности Is-группировок очень малы. К сожалению, до сих пор Is-группировки, как и сами входящие в них объекты, изучены очень плохо, и все данные, относящиеся к ним, являются весьма предварительными.

В пределах 500 pc от Солнца известно 29 реальных Т-ассоциаций, содержащих 1257 орионовых переменных и объектов с эмиссией в H_{α} ; 86% объектов из этого числа являются эмиссионными. Принимая радиус Галактики равным 13 kpc , можно оценить полное число Т-ассоциаций в Галактике равным $2 \cdot 10^4$, а полное число орионовых переменных и ex -объектов — не меньше 10^6 .

Полное число в Галактике звезд рассматриваемых типов, одновременно показывающих в спектре непрерывную ультрафиолетовую эмиссию, можно оценить, исходя из данных Аро и Хербига (1955), согласно которым в ассоциации Т1 Моп число таких объектов составляет 19% от общего числа эмиссионных звезд, а в ассоциации Т2 Ог1 — 16%.

4. Данные о расстояниях и светимостях орионовых переменных подтверждаются анализом собственных движений этих объектов, выполненным Артюхиной (1959, 1960), а также Блау и Пелс (см. Хербиг, 1962). Эти исследования показали, что собственные движения орионовых переменных являются в основном отражением движения Солнца к апексу, причем дисперсия скоростей этих

объектов чрезвычайно мала. По данным Блау и Пелс внутренняя дисперсия скоростей членов данной Т-ассоциации должна быть меньше ± 2 км/сек.

Таким образом, кинематика орионовых переменных соответствует кинематике объектов, входящих в плоскую составляющую нашей Галактики.

Как указывает Хербиг (1962), измерения лучевых скоростей звезд типа Т Тау по линиям поглощения весьма трудны и неуверенны из-за различных особенностей эмиссионных спектров этих объектов, но и они не противоречат сделанному выше заключению.

5. Довольно большой процент орионовых переменных составляют тесные визуально-двойные системы, не разделяемые при фотоэлектрических наблюдениях и на снимках с мелким масштабом. Компоненты их судя по светимостям и спектральным особенностям, также могут быть и нередко являются орионовыми переменными поздних спектральных классов и вспышечными переменными. Это обстоятельство следует иметь в виду при анализе и интерпретации явлений, сопровождающих изменения блеска и цвета орионовых переменных.

Орионовы переменные в Т-ассоциациях часто образуют и более широкие пары, бросающиеся в глаза на фоне темных туманностей. Часто эти пары наблюдаются в совершенно безвредных областях. Список кратных орионовых переменных приводит, в частности, Хербиг (1962).

6. Характерной особенностью группировок орионовых переменных является наличие во многих из них хотя бы одной переменной, связанной со светлой или темной кометообразной туманностью. При этом звезда обычно находится в голове туманности. Формы и яркость этих кометообразных туманностей часто также меняются. Холопов (1959а) показал, что кометообразные туманности ассоциируются с орионовыми переменными любого спектрального класса — от О до М.

Особенно много исследований посвящено кометообразной туманности NGC 2261, связанной с R Mon. Дункан (1956) приводит большое число фотографий, показывающих изменение формы этой туманности.

Уитни и Уэстон (1948), Хачикян (1958), Парсамян (1962), Размадзе (1959), Холл (1964) и др. выполнили

поляризметрические наблюдения ряда подобных объектов, излучение которых в значительной степени поляризовано. Поляризация в основном радиальна, т. е. излучение является отраженным излучением звезды. Однако встречаются и отклонения от радиальной поляризации, могущие свидетельствовать о наличии в туманностях магнитных полей и релятивистских частиц.

Работы Амбарцумяна (1954) и Гурзадяна (1959), посвященные теоретической интерпретации особенностей излучения кометообразованных туманностей, исходят из предположения о большой роли релятивистских частиц.

Джонсон (1966), проанализировав ряд причин, могущих вызывать пекулярное свечение туманности, связанной с R Mon, также приходит к выводу об участии в этом процессе нетепловых заряженных частиц, а именно протонов, выбрасываемых центральной звездой и возбуждающих свечение водорода в туманности или флуоресценцию твердых пылевых частиц в ней.

В работах Дибая (1960, 1965, 1968) рассматривается механизм образования кометообразных туманностей, действующий в процессе возникновения связанных с ними звезд. Наряду с газодинамическими процессами большую роль при этом могут играть магнитогидродинамические явления.

§ 7. Объекты Хербига — Аро

Теснейшую связь с диффузными туманностями имеют наблюдаемые в Т-ассоциациях объекты Хербига — Аро. Так называются пекулярные туманные объекты,⁴ открытые Хербигом (1951) и независимо от него Аро (1952) в туманностях Ориона, Тельца и некоторых других.

В спектрах этих объектов на фоне очень слабого континуума наблюдаются сильные эмиссионные линии водорода, [OI], [OII], [OIII] и [SII], наряду с эмиссией Ca II, т. е. линии, характерные для спектра туманности, окружающей Т Тау (см. § 2, раздел 3). Хербиг отмечает, что если бы источник непрерывного спектра — предположительно, звезда, — в одном из этих объектов стал на несколько

величин ярче, то объект был бы чрезвычайно похожим на Т Тау с ее оболочкой.

До сих пор, как отмечал Аро (1957), нет данных для решения вопроса о звездной или незвездной природе этих объектов.

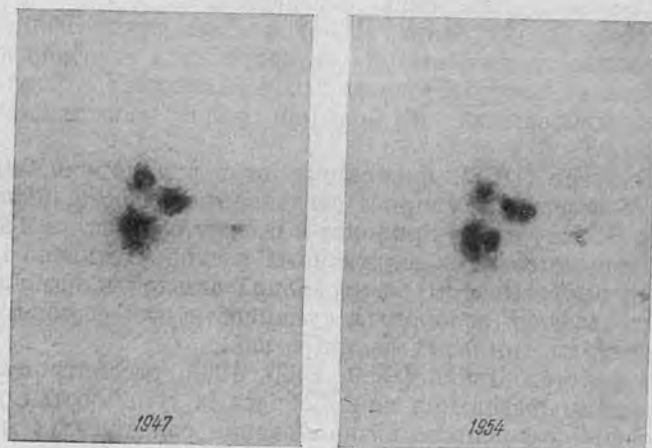


Рис. 96. Структура объекта Хербига — Аро Herbig 2 в 1947 и 1954 гг.

Структура некоторых из объектов Хербига — Аро довольно сложна. Так, например, один из наиболее ярких объектов (Herbig 2 = Haro 12a) в туманности Ориона состоит из восьми ярких ядер. Диаметр всей системы — около $25'' \times 40''$. В 1954 г. Хербиг (1957d) обнаружил рядом с двумя ярчайшими компонентами 17^m два новых эмиссионных объекта, также 17^m , которых не было на снимках, полученных в 1947 г. Блеск их, таким образом, возрос по крайней мере на 3^m . Рис. 96, взятый из статьи Хербига, показывает этот объект и происшедшие в нем изменения.

В 1966 г. Маньян (1967) заметил дальнейшее увеличение блеска одного из новых образований (почти на 1^m). Хербиг (1968) отмечает, что все ядра этого объекта

являются туманностями с очень сложной структурой. В их спектрах пока не найдено никаких признаков звездного континуума.

Остерброк (1958), изучивший спектрограммы объекта Herbig 1, пришел к следующим заключениям о физических параметрах излучающей туманности: электронная концентрация $N_e = 3,7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 7500^\circ \text{ К}$, масса — около 10^{30} г , или $5 \cdot 10^{-4}$ масс Солнца. Аро и Минковский (1960), исследовавшие объекты Herbig 1 и Herbig 2 с помощью 200-дюймового рефлектора, нашли для массы туманности объекта № 1 еще меньшие значения — от $3 \cdot 10^{27}$ до $3 \cdot 10^{28} \text{ г}$.

Свечение туманности, по мнению Остерброка, происходит под действием частиц, обладающих высокой энергией, которые выбрасываются содержащейся в туманности звездой.

К 1964 г. было открыто 40 объектов Хербига — Аро. Все они находятся в областях с очень сильным поглощением, т. е., по-видимому, в глубоких недрах содержащих их темных туманностей. Три из них расположены в туманности Ориона рядом с темной кометообразной туманностью, ассоциированной с туманностью NGC 1999 и орионовой переменной V 380 Ori, в области диаметром всего лишь около $5'$.

§ 8. FU Ориона

Уникальная переменная FU Ori, наблюдаемая в центре темной глобулы Barnard 35, окаймленной параболической водородной туманностью S 280, связана с яркой кометообразной туманностью и окружена группой слабых орионовых переменных. Связь с подобными кометообразными туманностями, как уже отмечалось (см. § 6, раздел 6), весьма характерна для звезд типа Т Тау и орионовых переменных независимо от их спектрального класса.

До 1936 г. на месте FU Ori наблюдалась слабая переменная звезда примерно 16^m . В конце 1936 г. произошла вспышка: в течение 100 дней, к середине февраля 1937 г., блеск звезды возрос на 6^m . Через два года FU Ori ослабла приблизительно на 1^m и с тех пор на протяжении

уже тридцати лет сохраняет свой блеск почти неизменным.

Еще в 1954 г. было заподозрено, что FU Ori может иметь отношение к переменным типа Т Тау (Амбарцумян, 1954) и что в данном случае мы, по-видимому, являемся очевидцами появления объекта, который в будущем превратится в переменную типа Т Тау (Холопов, 1955а).

Звезда окружена расширяющейся водородной оболочкой. В спектре ее (класса F2 : pI — II), детально исследованном Хербигом (1964) по спектрограммам, полученным в 1962—1963 гг. на 120-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории с дисперсией 16 Å/мм, а также по имевшимся в его распоряжении другим спектрограммам, не произошло существенных изменений с 1945 г., а возможно, даже и с 1939 г. Наблюдалось лишь постепенное возрастание интенсивности эмиссионного длинноволнового компонента линии К Са II и небольшое изменение интенсивности слабого эмиссионного красного края линии поглощения H_α. Хербиг отмечает пекулярную слабость или полное отсутствие в спектре линий поглощения Fe I λλ 4063, 4132, 4202 и 4307, в то время как другие члены тех же мультиплетов выглядят нормальными. Он полагает, что в этом случае возникает избыточное флуоресцентное излучение, подобное наблюдаемому у звезд типа Т Тау и заполняющее линии поглощения Fe I λλ 4063, 4132, 4202. На месте λ 4307 у FU Ori даже наблюдается очень узкая слабая эмиссия.

Другой особенностью, сближающей FU Ori со звездами типа Т Тау, является наличие интенсивной линии Li I λ 6707. Отношение содержания Li/Ca в 80 раз превышает соответствующее значение для Солнца. Наконец, Барта (1962) обнаружила явные признаки наличия непрерывной ультрафиолетовой эмиссии в спектре FU Ori.

Все, что известно в настоящее время об этой звезде, полностью исключает высказывавшиеся ранее гипотезы, объяснявшие изменение ее блеска изменением условий ее экранирования темной туманностью или относившие ее к медленным новым, и свидетельствует о том, что FU Ori действительно позволяет нам наблюдать явления, сопутствующие одной из наиболее ранних фаз звездной эволюции.

§ 9. Общая интерпретация наблюдаемых явлений. Проблема возникновения звезд

1. Сопоставление различных характеристик и особенностей орионовых переменных и их группировок позволяет предполагать, что эти объекты возникли сравнительно недавно.

Основной причиной изменения блеска и спектра этих объектов не является ни экранирование, ни физическое взаимодействие с диффузной средой, так как типичные явления, разыгрывающиеся у этих переменных, происходят и у звезд типа UV Cet, находящихся в пределах 10—20 пс от Солнца, т. е. в районе, где нельзя подозревать наличия облаков диффузной среды, подобных тем, в которых наблюдаются переменные типа Т Тау. Упомянутые изменения должны вызываться в основном внутренними процессами, присущими самим объектам.

Гипотеза простого экранирования, как показал Паренаго (1954), не может объяснить быстрых изменений блеска орионовых переменных, не говоря уже о спектральных изменениях. Гипотеза физического взаимодействия с окружающим веществом (гипотеза аккреции), как показал Гринстейн (1950, 1957), не может объяснить появление наблюдаемой при вспышках и больших изменениях блеска избыточной энергии излучения орионовых переменных энергией, выделяемой при аккреции звездой межзвездной среды.

Дисперсия скоростей членов Т-ассоциаций, как уже упоминалось, мала (1—2 км/сек). Она существенно ниже дисперсии скоростей звезд поля соответствующих спектральных классов. Таким образом, это не случайные звезды поля, проходящие через диффузные туманности. В то же время это и не «захваченные» туманностью звезды поля, почти остановившиеся в ней и взаимодействующие с веществом туманности. В самом деле, плотности некоторых Т-ассоциаций на два порядка больше парциальной плотности звезд поля той же светимости. Расчет, произведенный Хербигом (1962), показывает, что для постепенного накопления такого количества медленных звезд в туманностях путем гравитационного захвата их последними необходимы промежутки времени порядка 10^{11} лет, т. е.

во много раз превышающие предполагаемое время существования самих темных туманностей. С течением времени дисперсия скоростей членов ассоциаций должна возрасти вследствие взаимодействия их со звездами поля и скоплениями.

Таким образом, гипотеза, согласно которой орионовы переменные являются недавно возникшими в районах диффузных туманностей звездами, находящимися в процессе становления, непосредственными предшественниками обычных звезд главной последовательности, по-видимому, лучше любой другой из упомянутых выше гипотез удовлетворяет всей совокупности данных наблюдений.

2. Большинство астрономов в настоящее время считает, что звезды образуются из диффузной газовой пылевой среды, в процессе ее гравитационной конденсации. С этой точки зрения нет ничего удивительного в том, что недавно возникшие звезды находятся в столь тесной взаимосвязи с облаками диффузного вещества.

Однако существует и диаметрально противоположная точка зрения, высказываемая Амбарцумяном (1960), согласно которой звезды возникают из особой сверхплотной гипотетической дозвездной формы материи.

Рассмотрим, на чем основаны обе концепции.

Гипотеза Амбарцумяна возникла на основе представления о расширении звездных ассоциаций как систем, обладающих положительной энергией. Поскольку система с положительной энергией не может образоваться из системы, имеющей отрицательную энергию (а именно такой системой является облако сжимающегося газа), процесс гравитационной конденсации как причина формирования звезд был отвергнут Амбарцумяном.

Между тем концепция положительности энергии звездных ассоциаций до сих пор остается гипотезой, а первоначальные представления о разлете звездных ассоциаций встретили серьезные критические возражения. Ассоциации не являются системами, средняя плотность которых ниже критической (как это считалось вначале). Они содержат большое количество звезд низкой светимости и большие массы газа.

Собственно говоря, ассоциации — это группировки звезд, возникших сравнительно недавно. В ряде случаев

они оказываются просто молодыми звездными скоплениями, имеющими типичную для звездных скоплений структуру и вполне устойчивыми в поле приливных сил Галактики (Холопов, 1968). Можно приводить различные аргументы в пользу недавнего возникновения ассоциаций, но только не апеллировать к их динамической неустойчивости, ибо в настоящее время никто не может представить обоснованных доказательств этой неустойчивости.

Следует отметить, что даже явления расширения, наблюдаемые в некоторых ассоциациях, не означают, что расширение началось от сверхплотного тела. Расширению могло предшествовать быстрое сжатие газово-пылевой сгустка, причем до весьма плотного состояния. В дальнейшем могут возникнуть своеобразные пульсации, и сами по себе явления расширения еще ничего не говорят о будущем системы, коль скоро мы не знаем ее полной массы.

Возражая против гипотезы возникновения звезд из сверхплотной формы материи, Каплан и Пикельнер (1963) приводят два аргумента в пользу того, что звезды возникают из диффузной среды. Во-первых, молодые звезды и их группировки расположены в спиральных ветвях, которые состоят в основном из газа. Во-вторых, быстрое вращение звезд ранних спектральных классов можно объяснить сохранением момента вращения сжимающегося газового шара и нельзя объяснить, исходя из концепции расширения сверхплотных тел. Третий аргумент вытекает из особенностей распределения в Галактике шаровых звездных скоплений с различным химическим составом. Шаровые скопления с большим содержанием металлов сосредоточены в основном в центральных районах Галактики; скопления, содержащие мало металлов, находятся в короне Галактики. Было бы слишком искусственным предполагать, что гипотетические сверхплотные тела, способные превращаться в звездные группировки разной массы и различного химического состава, до своего превращения могут распределиться в протогалактике так, чтобы после этого превращения старые скопления с большим содержанием металлов оказались сосредоточенными именно в центре системы, а с малым — на периферии. Наоборот, концепция возникновения звезд из диффуз-

ного вещества открывает широкие возможности для объяснения этого явления (Холопов, 1965).

3. В последнее время значительные успехи достигнуты теорией гравитационной конденсации звезд из диффузного вещества, развитой главным образом Хаяши и его

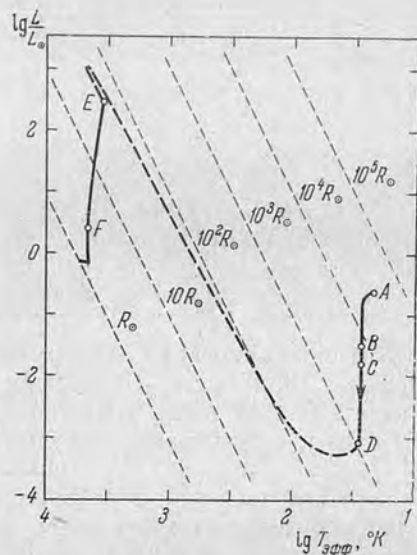


Рис. 97. Эволюционный трек протозвезды с массой, равной солнечной, в стадии коллапса на диаграмме $\lg(L/L_\odot)$, $\lg T_{\text{эфф}}$ по теории Хаяши.

сотрудниками. Нет необходимости приводить обширную библиографию работ, посвященных этой теории, так как ее можно найти в соответствующих обзорных статьях Хаяши (1966) и Каплана (1968).

На рис. 97, взятом из работы Хаяши (1966), показан эволюционный трек формирующейся звезды с массой, равной солнечной, на диаграмме $\lg(L/L_\odot)$, $\lg T_{\text{эфф}}$. Точка A соответствует той стадии формирования протозвезды, когда последняя становится непрозрачной для тепловой радиации. В этот момент начинается фаза почти адиабатического сжатия протозвезды. Светимость протозвезды быстро падает (отрезок AD). При этом сжатии возникает упругое центральное ядро, взаимодействие которого с более внешними областями порождает ударные волны, приводящие к повышению температуры сжимающихся слоев.

В точке D ударные волны становятся настолько сильными, что полностью ионизируют сжимающийся газ, повышают температуру во всей протозвезде и достигают ее поверхности. Происходит вспышка (отрезок DE). Весь процесс свободного падения вещества к центру (коллапс)

длится около 20 лет, из которых на стадию вспышки приходится всего лишь 100 дней. После этого за время от 0,1 до 100 лет в звезде устанавливается квазигидростатическое равновесие, причем энергия из ее недр переносится к поверхностным слоям путем конвекции. Полностью конвективная звезда медленно сжимается (отрезок EF на рис. 97), приближаясь на диаграмме $\lg(L/L_\odot)$, $\lg T_{\text{эфф}}$ к начальной главной последовательности.

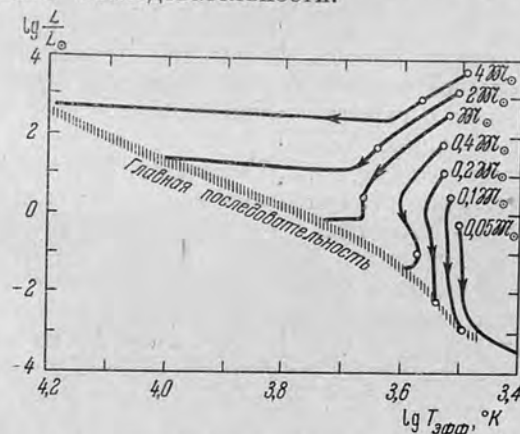


Рис. 98. Эволюционные треки сжимающихся звезд разных масс на диаграмме $\lg(L/L_\odot)$, $\lg T_{\text{эфф}}$ по теории Хаяши.

Точка F соответствует образованию в центре звезды ядра, находящегося в состоянии лучистого равновесия, в котором энергия переносится наружу уже не конвекцией, а лучистой теплопроводностью.

Дальнейшая эволюция протозвезды иллюстрируется рисунком 98, также взятым из упомянутой работы Хаяши. На нем показаны эволюционные треки звезд разных масс. Верхние кружки на каждом треке соответствуют точке E, а нижние кружки — точке F на рис. 97. При продолжении сжатия температура в центральном ядре и на поверхности звезды продолжает повышаться, причем тем быстрее, чем больше масса звезды. Наконец, звезда достигает начальной главной последовательности и сжатие прекращается.

Звезды с малой массой, меньшей $0,3-0,4$ солнечной, остаются конвективными, будучи уже на главной последовательности.

В теории Хаяши пренебрегается вращением протозвезд, связанными с ними магнитными полями и внешним давлением. Два первых фактора должны препятствовать сжатию, второй препятствует также и развитию конвекции, третий, наоборот, способствует сжатию, ускоряя его. Однако уже в современном виде теория гравитационной конденсации смогла объединить, объяснить и предсказать большое количество наблюдаемых фактов, чего нельзя сказать о гипотезе возникновения звезд из сверхплотных дозвездных тел.

4. Теория гравитационной конденсации предсказывает, что на начальной стадии развития протозвезда является инфракрасным объектом, имеющим очень низкую поверхностную температуру. Недавно Беклин и Нейгебауэр (1967) обнаружили в туманности Ориона, в $1'$ от Трапеции Ориона, подобный инфракрасный точечный объект с температурой около 600°K , могущий быть протозвездой.

Еще более холодный, причем уже протяженный, объект диаметром больше $30''$, расположенный всего в $20''$ от предыдущего, нашли при наблюдениях на волне 22 мк Клейнмани и Лоу (1967). Его эффективная температура составляет всего лишь 70°K . Это, по-видимому, первое непосредственное наблюдение облака межзвездного газа, находящегося в стадии быстрого сжатия.

Шкловский (1966) показал, что подобные облака являются источниками излучения узких интенсивных радиолиний ОН на волне, близкой к 18 см . Обзор работ, относящихся к этому вопросу, можно найти в статье Робинсона и Мак-Ги (1967).

Протозвездами, находящимися в различной стадии сжатия, близкой к стадии вспышек, могут являться и объекты Хербига — Аро, которые рассматриваются теперь Хербигом (1968) как места некоторой электромагнитной активности, предшествующей образованию звезды.

Вспышка FU Ori (см. § 8) отождествляется в настоящее время с явлением вспышки, завершающим стадию коллапса протозвезды, рассчитанную Хаяши и др. В данном случае наблюдается даже совпадение продолжитель-

ности подъема блеска с теоретическими результатами. С этой точки зрения, у FU Ori ожидается в дальнейшем появление эмиссионного спектра, характерного для звезд типа T Tau, и неправильных колебаний блеска. В этом случае она ничем не будет отличаться от других орионовых переменных вроде RY Tau, также связанных с кометообразными туманностями.

Лоу и Смит (1966) показали, что распределение энергии в инфракрасной области спектра R Mon (см. рис. 84) можно объяснить переизлучением энергии звезды спектрального класса G толстой пылевой оболочкой, окружающей ее. Несколько раньше Повода (1965) пришел к выводу, что протозвезды, проходящие стадию конвективного сжатия (трек EF на рис. 97), могут быть окружены оболочками, состоящими из довольно крупных частиц, вызывающих нейтральное поглощение света. Наличием таких оболочек Повода объясняет тот факт, что в некоторых молодых звездных группировках встречаются объекты, лежащие на диаграмме $V, B - V$ ниже начальной главной последовательности. Согласно Поводе в подобных оболочках может происходить быстрый процесс образования все более и более крупных планетезималей. В то же время передача с помощью магнитного поля момента вращения звезды окружающей ее оболочке приводит к быстрому уплощению последней. Так возникает протопланетная система. Оболочка становится все более и более прозрачной, и блеск звезды возрастает.

Таким образом, современная звездная космогония позволяет совершить естественный переход к планетной космогонии. Возникновением планет закономерно сопровождается процесс образования звезд из диффузного вещества.

Стадия сжатия конвективных звезд на участке EF (см. рис. 97 и 98) соответствует прохождению звездами стадии неправильной переменности блеска, характеризующей орионовы переменные. Развитая конвективная зона способствует выбрасыванию сгустков вещества в атмосферу звезды и образованию в ней неравновесной плазмы. При этом создаются благоприятные условия для возникновения нетеплового излучения переменной интенсивности. Спектр довольно протяженной хромосферы, обра-

зованной выбрасываемым из сжимающейся звезды веществом, является на этой стадии основной чертой интегрального спектра звезды. Мощные вспышки, быстрые протуберанцы, подобные тем, которые наблюдаются в хромосфере Солнца, но протекающие в несравненно больших масштабах, сопровождают потерю звездой вещества и энергии. Звезды беспорядочно перемещаются по диаграмме $V, B - V$ в области Т-полосы. Явления, наблюдаемые в спектрах звезд типа Т Тау, вполне соответствуют этой картине.

С этой точки зрения вспышки и другие активные образования в хромосфере Солнца представляют собой слабые следы гораздо более интенсивных процессов, происшедших в протяженной хромосфере той переменной звезды типа Т Тау, которой некогда, по-видимому, было Солнце. Можно думать, что путь к разгадке процессов, происходящих в наружных слоях звезд типа Т Тау проходит через Солнце. Насколько ничтожнее по своим масштабам солнечные явления, настолько же детальнее они могут быть исследованы.

Можно представить себе далее, что с течением времени конвективная зона становится тоньше, бурные процессы в поверхностных слоях этих звезд ослабевают, хромосфера становится менее протяженной, а эмиссионный спектр соответственно менее заметным и постепенно совсем исчезает. Звезда превращается в обычную звезду главной последовательности.

Теория Хаяши объясняет, каким образом возникающие звезды вступают на главную последовательность почти одновременно на всем ее протяжении. На рис. 94 нанесены изохроны — линии равного возраста, достигаемые по этой теории одновременно возникшими звездами разных масс в процессе их эволюции.

Изохроны окаймляют зону устойчивых положений звезд в пределах Т-полосы. Таким образом, и вид диаграмм $V, B - V$ звездных ассоциаций и молодых звездных скоплений согласуется с выводами теории гравитационной конденсации.

Поведа (1964) обратил внимание на теоретическую возможность возникновения вспышек именно у быстро вращающихся звезд с сильно развитой конвективной зоной,

Но именно правая часть Т-полосы, соответствующая области эволюции полностью конвективных звезд (см. рис. 98), занята вспышечными переменными.

Большой интерес представляет корреляция между возрастом звездных группировок, содержащих вспышечные переменные, и самым ранним спектральным классом этих переменных, наблюдаемых в данной группировке (рис. 99). Рис. 99 построен по данным Аро и Чавиры (1964). Числа на нем означают: 1 — NGC 2264, 2 — туманность Ориона, 3 — Плеяды, 4, 5 — темное облако в Тельце, 6 — Ясли, Гиады, Волосы Вероники. Наименее массивные звезды дольше других должны обнаруживать явления, сопровождающие процессы их гравитационной конденсации, что и наблюдается в действительности, как показывает приведенная выше корреляция.

С другой стороны, конденция возникновения звезд из сверхплотных дозвездных тел, объясняющая переменность блеска звезд типа Т Тау и UV Cet выносом в наружные слои этих звезд гипотетического дозвездного вещества, выделяющего при этом энергию, не может объяснить, почему дозвездное вещество дольше всего выбрасывается на поверхность именно тех звезд, которые обладают наименьшими запасами этого вещества (очевидно, пропорциональными массе звезды).

Теория Хаяши, существенно сокращающая сроки вступления на главную последовательность звезд малой массы, позволяет объяснить, почему в обычных звездных скоплениях, имеющих обычную диаграмму Герцшпрунга—Рессела, еще наблюдаются вспыхивающие переменные. Когда Джонсон и Митчел (1958) открыли вспышечные переменные среди слабых членов Плеяд, они полагали, что

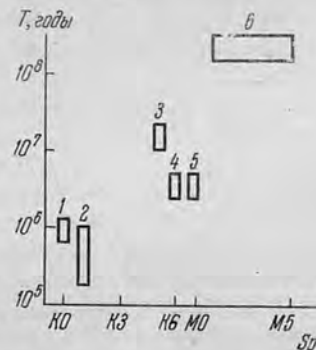


Рис. 99. Корреляция между возрастом звездных группировок, содержащих вспышечные переменные, и самым ранним спектральным классом этих переменных в данной группировке.

эти переменные еще не легли на главную последовательность и что правый конец главной последовательности Плеяд на диаграмме $V, B - V$ показывает большую дисперсию точек. Однако, как показали Мак-Карти и Тригг (1964), в районе Плеяд имеется много более слабых карликов класса M , лежащих на главной последовательности. Более того, Реддиш (1964) пришел к выводу, что расширение слабого конца главной последовательности Плеяд, найденное Джонсоном и Митчелом, обусловлено ошибками определенных ими фотографических величин и примесью звезд фона. Аналогичные результаты получил Пеш (1964).

Поскольку, в соответствии с теорией Хаяши, звезды малой массы остаются конвективными даже после достижения ими главной последовательности, у них сохраняются условия, способствующие возникновению вспышек. Поэтому у слабых членов скоплений типа Плеяд, даже лежащих на главной последовательности, можно ожидать наличия вспышечной активности.

5. Изложенные выше представления о связи между диффузными туманностями и возникающими в них обычными звездами главной последовательности позволяют высказать предположение о том, что приведенная нами в табл. 25 последовательность типов орионовых переменных и сходных с ними объектов является в основном эволюционной последовательностью.

Наряду с физической эволюцией членов ассоциаций, по мере превращения их из эмиссионных переменных в не-эмиссионные, должна происходить и динамическая эволюция ассоциаций. Туманности, связанные с нею, постепенно рассеиваются, становятся менее плотными и менее заметными. Распаду остающейся части туманности, не превратившейся в звезды, способствует излучение возникающих звезд, особенно если среди них появляются массивные горячие объекты. Наблюдения показывают, что это действительно имеет место. В частности, отмечено расширение областей $H II$ вокруг Трапеции Ориона (Менон, 1958) и λ Ori (Уэйд, 1957). Не следует также забывать, что ассоциация, возникшая из диффузной туманности, не изолирована, а находится в общем силовом поле Галактики, что рядом с нею имеются другие звездные образо-

вания, а на ее газовую составляющую могут воздействовать внешние (по отношению к ассоциации) электромагнитные поля.

Масса газа в ассоциациях может существенно превышать массу возникших звезд. Поэтому если под влиянием перечисленных выше факторов заметная доля газа покинет возникшую ассоциацию, то гравитационная связь между членами системы (если только последняя не является массивным звездным скоплением) может настолько уменьшиться, что наличия небольшой начальной дисперсии скоростей окажется уже достаточно, чтобы система начала постепенно расширяться. Этот процесс не имеет ничего общего с гипотетическим процессом разлета ассоциаций после возникновения их из сверхплотных звездных тел. Поскольку при этом происходит и рассеивание туманности, то связь орионовых переменных с туманностью становится незаметной. Это значит, что, по определению, мы должны называть их уже не орионовыми, а быстрыми неправильными. Большую роль в постепенном расширении ассоциаций должно играть увеличение дисперсии скоростей их членов, обусловленное взаимодействием со звездами поля и звездными скоплениями, а также (на более поздних стадиях развития) и влиянием дифференциального галактического вращения.

ЛИТЕРАТУРА

- А в е н и, 1966 — Aveni A. F., *ApJ* 144, 666.
 А д о л ь ф с с о н, 1954 — Adolfsson T., *Uppsala Obs. Medd.*, № 109.
 А м б а р ц у м я н В. А., 1947, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван.
 А м б а р ц у м я н В. А., 1949, *АЖ* 26, № 1.
 А м б а р ц у м я н В. А., 1950, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 14, № 1.
 А м б а р ц у м я н В. А., 1954, *Сообщ. Бюраканск. обс.* № 13.
 А м б а р ц у м я н В. А., 1955, *Труды четвертого совещания по вопросам космогонии*, М., стр. 344—354.
 А м б а р ц у м я н В. А., 1960, *Научные труды* 2, 69—78, 168—185.
 А р а к е л я н М. А., 1959, *ДАН Арм. ССР* 29, 35.
 А р о, 1949 — Haro G., *AJ* 54, 188.
 А р о, 1950 — Haro G., *AJ* 55, 72.
 А р о, 1952 — Haro G., *ApJ* 115, 572.
 А р о, 1953 — Haro G., *ApJ* 117, 73.
 А р о, 1956 — Haro G., *ТТВ*, № 14.

- Аро, 1957 — Haro G., Сб. «Нестационарные звезды», Ереван, стр. 125.
 Аро, Минковский, 1960 — Haro G., Minkowski R., AJ 65, 490.
 Аро, Морено, 1953 — Haro G., Moreno A., ТТВ, № 7.
 Аро, Хербиг, 1955 — Haro G., Herbig G. H., ТТВ, № 12.
 Аро, Чавира, 1964 — Haro G., Chavira E., Flagstaff Symp. H. — R., Diagram.
 Артюхина Н. М., 1959, АЖ 36, 832.
 Артюхина Н. М., 1960, АЖ 37, 95.
 Бадалян Г. С., 1958, Сообщ. Бюраканск. обс. № 25.
 Бадалян Г. С., 1962, Сообщ. Бюраканск. обс. № 31.
 Бадалян Г. С., 1967, АЦ № 439.
 Бадалян Г. С., Ерастова Л. К., 1967, Сообщ. Бюраканск. обс. № 38.
 Барташ Т. М. (Рачковская), 1964, Изв. КРАО, 31, 37.
 Барташ Т. М. (Рачковская), 1965, Изв. КРАО, 34, 128.
 Бартая Р. А., 1962, АЖ 39, 159.
 Беклин, Нейгебауэр, 1967 — Becklin E. E., Neugebauer G., ApJ 147, 799.
 Бём, 1957 — Böhm K. H., Zs. f. Ap. 43, 245.
 Блау, 1956 — Blaauw A., ApJ 123, 408.
 Благих, Маффеи, 1968 — Blaghih A., Maffei P., Mem. SAIt 39, fasc. 1, 137—161.
 Бланко, 1962 — Blanco V. M., PASP 74, 330.
 Бонзак, 1961a — Bonsack W. K., ApJ 133, 340.
 Бонзак, 1961b — Bonsack W. K., ApJ 133, 551.
 Бонзак, Гринштейн, 1960 — Bonsack W. K., Greenstein J. L., ApJ 131, 83.
 Боцула Р. А., Шаров А. С., 1960, ПЗ 12, 398.
 Бэбкок, 1958 — Babcock H. W., ApJ, Suppl. Ser., 3, 141.
 Варшавский, 1960a — Varsavsky C. M., Proc. Conf. on Stellar Evolution, La Plata.
 Варшавский, 1960b — Varsavsky C. M., ApJ 132, 354.
 Венцель, 1955 — Wenzel W., Die Sterne 31, H. 1—2, 22—23.
 Венцель, 1957a — Wenzel W., Die Sterne 33, H. 9—10, 196.
 Венцель, 1957b — Wenzel W., Die Sterne 33, H. 1—2, 27.
 Венцель, 1958 — Wenzel W., Die Sterne 34, H. 9—10, 199.
 Венцель, 1961 — Wenzel W., VSS 5, H. 1.
 Вольф, 1903 — Wolf M., AN 157, 81, 163, 161.
 Вольф, 1924 — Wolf M., AN 221, 379.
 Гётц, Венцель, 1967 — Götz W., Wenzel W., MVS 4, 71—92.
 Гордон, И. М., 1954, ДАН СССР, 97, 621.
 Гордон И. М., 1955, Труды четвертого совещания по вопросам космогонии, М., стр. 467—473.
 Гордон И. М., 1958, АЖ 35, 458.
 Гринштейн, 1948 — Greenstein J. L., ApJ 107, 375.
 Гринштейн, 1950 — Greenstein J. L., PASP 62, 156.
 Гринштейн, 1957 — Greenstein J. L., Сб. «Нестационарные звезды», Ереван, стр. 104—112.
 Гурздян, Г. А., 1959, Сообщ. Бюраканск. обс. № 27.

- Джой, 1943 — Joy A. H., PASP 55, 38.
 Джой, 1945 — Joy A. H., ApJ 102, 168.
 Джой, 1946 — Joy A. H., PASP 58, 244.
 Джой, 1949 — Joy A. H., ApJ 110, 424.
 Джой, 1963 — Joy A. H., Звездные атмосферы, ИЛ, стр. 644—664.
 Джонсон, 1964 — Johnson H. L., ТТВ, N 25.
 Джонсон, 1966 — Johnson H. M., AJ 71, 224.
 Джонсон, Митчелл, 1958 — Johnson H. L., Mitchell R. I., ApJ 128, 31.
 Дибай Э. А., 1960, АЖ 37, 16.
 Дибай Э. А., 1963, АЖ 40, 795.
 Дибай Э. А., 1965, АЖ 42, 281.
 Дибай Э. А., 1966, АЖ 43, 52.
 Дибай Э. А., 1968, АЖ 45, 966.
 Долидзе М. В., 1959a, АЦ № 203.
 Долидзе М. В., 1959b, АЦ № 200.
 Долидзе М. В., 1960a, Бюлл. Абаст. обс. № 25, 105—109.
 Долидзе М. В., 1960b, Бюлл. Абаст. обс. № 25, 111—117.
 Долидзе М. В., 1960c, АЦ № 217.
 Долидзе М. В., 1960d, АЦ № 211.
 Долидзе М. В., 1960e, АЦ № 212.
 Долидзе М. В., 1960f, АЦ № 213.
 Долидзе М. В., Аракелян М. А., 1959, АЖ 36, 444.
 Долидзе М. В., Вязовов В. В., 1959, Бюлл. Абастуманск. обс. № 24.
 Дункан, 1956 — Duncan J., PASP 68, 517.
 Ефимов Ю. С., 1967, Изв. КРАО 37, 251.
 Иванов В. В., 1962, АЖ 39, 767.
 Импалломени, Маффеи, 1965 — Impallomeni A. G., Maffei P., Frascati Contr. № 2.
 Каплан С. А., 1968, Сб. «Проблемы звездной эволюции и переменные звезды», стр. 5—11.
 Каплан С. А., Пикельнер С. Б., 1963, Межзвездная среда, Физматгиз, § 24.
 Киппер Т. А., 1964, Тарту обс. публ. 34, 396.
 Киселева Т. К., 1967, АЦ № 436.
 Киселева Т. К., 1968, АЦ № 483.
 Клейнманн, Лоу, 1967 — Kleinmann D. E., Low F. J., ApJ 149, № 1, Part 2, L1 — L4.
 Колесник И. Г., 1965, АЖ 42, 67.
 Колесник И. Г., 1966, Сб. «Физика звезд и межзвездной среды», Киев, стр. 38—60.
 Колесник И. Г., Франк-Каменецкий Д. А., 1964, АЖ 41, 178.
 Курочкин Н. Е., 1963, ПЗ 14, № 4, 284—292.
 Кухи, 1963 — Kuhi L. V., PASP 75, 416.
 Кухи, 1966a — Kuhi L. V., ApJ 143, 991.
 Кухи, 1966b — Kuhi L. V., «Stellar Evolution», New York, 373—376.
 Лампланд, 1916 — Lampland C. O., PASP 28, 192.
 Ливитт, 1904 — Leavitt H., HC №№ 78, 79, 86.

- Лоу, Смит, 1966 — Low F. J., Smith B. J., *Nature* 212, № 5063, 675.
- Лукацкая Ф. И., 1967, ПЗ 16, № 2, 168—175.
- Майнунгер, 1966 — Meinunger L., *MVS* 3, Н. 5, 137—166.
- Мак-Карти, Тринор, 1964 — McCarthy M. F., Treanor P. J., *Ric. Astr.* 6, № 26.
- Мак-Каски, 1941 — McCuskey S. W., *ApJ* 94, 468.
- Манова Г. А. (Пономарева), 1958, АЦ № 191.
- Манова Г. А. (Пономарева), 1959, АЖ 36, 187.
- Маньян, 1967 — Magnan C., *Al'Astronomie* 81, 49.
- Маффеи, 1963a — Maffei P., *Asiago Contr.*, № 141.
- Маффеи, 1963b — Maffei P., *Asiago Contr.*, № 146.
- Маффеи, 1965a — Maffei P., *Frascati Contr.*, № 1.
- Маффеи, 1965b — Maffei P., *Frascati Contr.*, № 4.
- Мендоза, 1966 — Mendoza V. E. E., *ApJ* 143, 1010.
- Менон, 1958 — Menon T. K., *ApJ* 127, 28.
- Мирзоян Л. В., 1958, ДАН СССР 119, 667.
- Мосидзе Л. Н., 1967, ПЗ 16, № 2, 149—156.
- Остерброк, 1958 — Osterbrock D. E., *PASP* 70, 399.
- Паренаго П. П., 1933, ПЗ 4, 222.
- Паренаго П. П., 1950, ПЗ 7, 169.
- Паренаго П. П., 1954, Труды ГАИШ 25.
- Парсамян Э. С., 1962, Сообщ. Бюраканск. обс. № 30.
- Пейн-Гапошкин, Гапошкин, 1938 — Payne-Gaposchkin C., *Variable Stars*, Harv. Obs. Mon., № 5, стр. 302.
- Пеш, 1964 — Pesch P., IAU Twelfth General Assembly, Draft Reports, стр. 568.
- Поведа, 1964 — Poveda A., *Nature* 202, № 4939, 1319—1321.
- Поведа, 1965 — Poveda A., ТТВ, № 26, 15—21.
- Размадзе Н. А., 1959, Бюлл. Абастуманск. обс. № 24.
- Рачковская Т. М. (Барам), 1967a, Изв. КрАО 36, 210.
- Рачковская Т. М. (Барам), 1967b, Изв. КрАО 37, 244.
- Реддиш, 1964 — Reddish V. C., IAU Twelfth General Assembly, Draft Reports, p. 568.
- Робинсон, Мак-Ги, 1967 — Robinson B. J., McGee R. X., *Ann. Review of Astr. and Ap.*, 5, 183—212.
- Розино, 1960 — Rosino L., *Asiago Contr.*, № 109.
- Розиньо, Грубиссич, Маффеи, 1957 — Rosino L., Grubissich C., Maffei P., *Asiago Contr.*, № 82.
- Розино, Романьо, 1962, — Rosino L., Romano G., *Asiago Contr.*, № 127.
- Северный А. Б., 1957, АЖ 34, 684.
- Смак, 1964 — Smak J., *ApJ* 139, 1095.
- Старикова Г. А., 1952, ПЗ 8, 244.
- Струве, 1857 — Struve O., *Mélanges mathématiques et astronomiques* 2, 517—532.
- Струве, 1862 — Struve O., *Mémoires de l'Acad. Imp. des Sciences de St.-Petersbourg* (7), 5 № 4.
- Струве, 1949 — Struve O., *ApJ* 109, 180,

- Струве, Рудкёбинг, 1949 — Struve O., Rudkjøbing M., *ApJ* 109, 92.
- Сэнфорд, 1947 — Sanford R. F., *PASP* 59, 134.
- Уитни, Уэстон, 1948 — Whitney B., Weston E., *ApJ* 107, 371.
- Уокер, 1956 — Walker M. F., *ApJ Suppl.*, ser. 2, № 23.
- Уокер, 1957 — Walker M. F., *ApJ* 125, 636.
- Уокер, 1959 — Walker M. F., *ApJ* 130, 57.
- Уокер, 1961 — Walker M. F., *ApJ* 133, 438.
- Уокер, 1963 — Walker M. F., *AJ* 68, 298.
- Уранова Т. А., 1952, ПЗ 8, № 3, 187.
- Уэйд, 1957 — Wade C. M., *AJ* 62, 148.
- Уэстон, 1953 — Weston E. B., *AJ* 58, 48.
- Уэстон, 1958 — Weston E. B., *AJ* 63, 311.
- Франк-Каменецкий Д. А., 1963a, АЖ 40, 235.
- Франк-Каменецкий Д. А., 1963b, *Природа* № 11, стр. 17—26.
- Хачикян Э. Е., 1958, Сообщ. Бюраканск. обс. № 25.
- Хаяши, 1966 — Hayashi Ch., *Ann. Review of Astr. and Ap.* 4, 171—192.
- Хенайз, 1954 — Henize K. G., *ApJ* 119, 459.
- Хенайз, 1963 — Henize K. G., *AJ* 68, 280.
- Хербиг, 1945 — Herbig G. H., *PASP* 57, 166.
- Хербиг, 1950a — Herbig G. H., *ApJ* 111, 11.
- Хербиг, 1950b — Herbig G. H., *PASP* 62, 142.
- Хербиг, 1950c — Herbig G. H., *ApJ* 111, 15.
- Хербиг, 1951 — Herbig G. H., *ApJ* 113, 697.
- Хербиг, 1952 — Herbig G. H., *JRAS Canada* 46, 222.
- Хербиг, 1954a — Herbig G. H., *PASP* 66, 19.
- Хербиг, 1954b — Herbig G. H., *ApJ* 119, 483.
- Хербиг, 1954c — Herbig G. H., *Trans. IAU* 8, 805.
- Хербиг, 1956 — Herbig G. H., *PASP* 68, 353.
- Хербиг, 1957a — Herbig G. H., *ApJ* 125, 654.
- Хербиг, 1957b — Herbig G. H., *Нестационарные звезды*, Ереван, стр. 128.
- Хербиг, 1957c — Herbig G. H., *ApJ* 125, 612.
- Хербиг, 1957d — Herbig G. H., *Non-stable stars*, IAU, Symp. № 3, стр. 3.
- Хербиг, 1958a — Herbig G. H., *Lick Obs. Contr.*, ser. II, № 83.
- Хербиг, 1958b — Herbig G. H., *ApJ* 128, 259.
- Хербиг, 1960a — Herbig G. H., *AJ* 65, 535.
- Хербиг, 1960b — Herbig G. H., *ApJ* 131, 516.
- Хербиг, 1960c — Herbig G. H., *ApJ Suppl.* ser. 4, 337, № 43.
- Хербиг, 1960d — Herbig G. H., *ApJ* 131, 632.
- Хербиг, 1960e — Herbig G. H., *Proc. Conf. on Stellar Evolution*, La Plata, стр. 23.
- Хербиг, 1962 — Herbig G. H., *Advances in Astr. and Ap.* 1, 47—103, New York.
- Хербиг, 1963 — Herbig G. H., *AJ* 68, 280.
- Хербиг, 1964 — Herbig G. H., *ApJ* 140, 702.
- Хербиг, 1965 — Herbig G. H., *ApJ* 141, 588.

- Хербиг, 1966 — Herbig G. H., Lick Obs. Contr., № 178.
 Хербиг, 1968 — Herbig G. H., Lick Obs. Contr., № 282.
 Хербиг, Кухи, 1963 — Herbig G. H., Kuhl L., ApJ 137, 398.
 Хидайят, 1962 — Hidajat B., Bosscha Obs. Contr., № 16.
 Хилтнер, Ириарте, 1958 — Hiltner W. A., Iriarte B., ApJ 127, 510.
 Хог, Смит, 1959 — Hoag A. A., Smith E., PASP 71, 32.
 Хойл, 1944 — Hoyle F., M. N. R. A. S., 104, 273.
 Хойл, 1945 — Hoyle F., M. N. R. A. S. 105, 302.
 Холл, 1964 — Hall R. C., AJ 69, 542.
 Холопов П. Н., 1950, АЖ 27, 233.
 Холопов П. Н., 1951, ПЗ 8, 83.
 Холопов П. Н., 1955а, Труды четвертого совещания по вопросам космогонии, М.,
 Холопов П. Н., 1955b, ПЗ 10, 180.
 Холопов П. Н., 1955c, ПЗ 10, 390.
 Холопов П. Н., 1958, АЖ 35, 434.
 Холопов П. Н., 1959c, АЖ 36, 295.
 Холопов П. Н., 1959b, АЖ 36, 434.
 Холопов П. Н., 1965, АЖ 42, 1195.
 Холопов П. Н., 1968, АЖ 45, 786.
 Хоффмейстер, 1949 — Hoffmeister C., A. N. 278, 24.
 Хоффмейстер, 1957 — Hoffmeister C., Non-stable Stars, IAU, Symp. № 3, стр. 22.
 Хоффмейстер, 1962 — Hoffmeister C., Zs. f. Ap. 55, 290.
 Хоффмейстер, 1965 — Hoffmeister C., VSS 6, Н. 3, 97.
 Хунгер, 1963 — Hunger K., Zs. f. Ap. 56, 285.
 Хунгер, Крон, 1957 — Hunger K., Kron G. E., PASP 69, 347.
 Цесевич В. П., Драгомирецкая Б. А., 1967, Сб. «Проблемы космической физики», вып. 2, Киев, стр. 110—156.
 Цзе, 1961 — The Pik - Sin, Bosscha Obs. Contr., № 12.
 Цзе, 1962a — The Pik - Sin, Bosscha Obs. Contr. № 15.
 Цзе, 1962b — The Pik - Sin, Bosscha Obs. Contr. № 14.
 Цзе, 1962c — The Pik - Sin, Bosscha Obs. Contr. № 17.
 Цзэ, 1964 — The Pik - Sin, Bosscha Obs. Contr., № 27.
 Цзэ'Лим, 1964 — The Pik-Sin, Lim Ham-Keng, Bosscha Obs. Contr. № 23.
 Чугайнов П. Ф., 1965, Изв. КрАО 34, 86.
 Шевченко В. С., 1964, ПЗ 15, 229.
 Шевченко В. С., 1966, ПЗ 16, 121.
 Шевченко В. С., 1967а, сб. «Нестационарные звезды в Т-ассоциациях», Ташкент, стр. 3—23.
 Шевченко В. С., 1967b, Сб. «Нестационарные звезды в Т-ассоциациях», Ташкент, стр. 24—64.
 Шепли, 1918 — Shapley H., MtWilson Obs. Contr., № 156, 12.
 Шкловский И. С., 1966, АЦ № 372.

ЗВЕЗДЫ ТИПА α^2 ГОНЧИХ ПСОВ

В. Л. Хохлова

§ 1. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Рассела

К звездам типа α^2 CVn относят обычно пекулярные звезды спектрального класса, близкого к A0, с периодически меняющимися интенсивностями некоторых спектральных линий, с периодически изменяющимися (с небольшой амплитудой) блеском и с переменным магнитным полем. В спектральной классификации Генри Дрепера (HD) эти звезды были отнесены к классу A0p*). Индекс «р» означает аномально большую интенсивность линий ряда элементов: Si, Mn, Cr, Sr, Eu, а в некоторых случаях также Ga, P, Hg, Zr, Y и ряда других редкоземельных элементов. Обычно отмечалась аномально слабая для класса A0 линия K CaII. Спектральная классификация, основанная на непрерывном спектре и интенсивности водородных линий, показала, что эти звезды более горячие и спектр их на два-три подкласса более ранний, чем следует из классификации HD (Осава, 1967). Температуры возбуждения и ионизации, определенные при детальном спектроскопическом анализе, подтверждают этот вывод.

По спектральной классификации, использующей в качестве критериев распределение энергии в непрерывном спектре и водородные линии, пекулярные звезды A образуют группу от B6 до F0. Несколько наиболее горячих звезд, например 3 Cen A, имеют спектральный класс B4p. Каталог звезд Ap, включающий библиографию, составлен Берто (1959, 1960, 1965).

*) Все звезды Ap с достаточно узкими линиями имеют магнитное поле. Для звезд Ap с широкими линиями метод Бэбкока не позволяет обнаружить магнитное поле, но есть основания полагать, что на поверхности этих звезд магнитное поле также присутствует (см. ниже).

На диаграмме Герцшпрунга — Рассела звезды Ар располагаются компактной группой в пределах главной последовательности несколько правее последовательности нулевого возраста. Среди звезд главной последовательности классов В8—А7 пекулярные составляют около 10% (М. Яшек и К. Яшек, 1967). На диаграмме цвет — светимость для отдельных скоплений звезды Ар располагаются вместе с нормальными звездами того же цвета (рис. 100). Согласно Эггену (1967) отличие звезд Ар от нормальных на этих диаграммах заключается только в малой ширине спектральных линий, т. е. в малом значении проекции экваториальной скорости вращения на луч зрения, $v \sin i$. По исследованиям Слеттебака (1957) среднее значение $v \sin i$ для 16 звезд Ар равно 52 км/сек, тогда как для 87 звезд В8—А2 главной последовательности $v \sin i = 177$ км/сек.

Со стороны более поздних спектральных классов к пекулярным А-звездам примыкает группа Ам-звезд с усиленными линиями металлов, занимающая на главной последовательности область от А7 до F5. Между этими группами существует непрерывный переход, и ряд звезд, например, γ Eri, β GrB обладает спектральными особенностями, присущими обоим группам. У некоторых звезд Ам, возможно, имеются сравнительно слабые магнитные поля (Бэбкок, 1958), однако у звезд Ам не отмечалось переменности блеска, свойственной звездам Ар.

На диаграмме $(U - B) - (B - V)$ положение звезд Ар не отличается заметным образом от положения нормальных звезд (Эгген, 1967). Однако с помощью узкополосной фотометрии в системе u, b, v, y, β , разработанной Стремгеном, удается заметить некоторые более тонкие различия распределения энергии в непрерывном спектре у нормальных звезд и звезд Ар (Камерон, 1966).

Анализ спектров некоторых звезд Ар, проведенный методом моделей атмосфер, показывает, что в общих чертах модели атмосфер нормальных звезд, например, модели Михаласа (1965), неплохо представляют атмосферы звезд Ар. Определяемые по спектру атмосферные параметры звезд Ар соответствуют моделям $3 < \lg g < 4$ и $0,25 < \theta_{\text{эфф}} < 0,58$. Имеются указания на то, что в верхних слоях атмосфер некоторых магнитных Ар-звезд

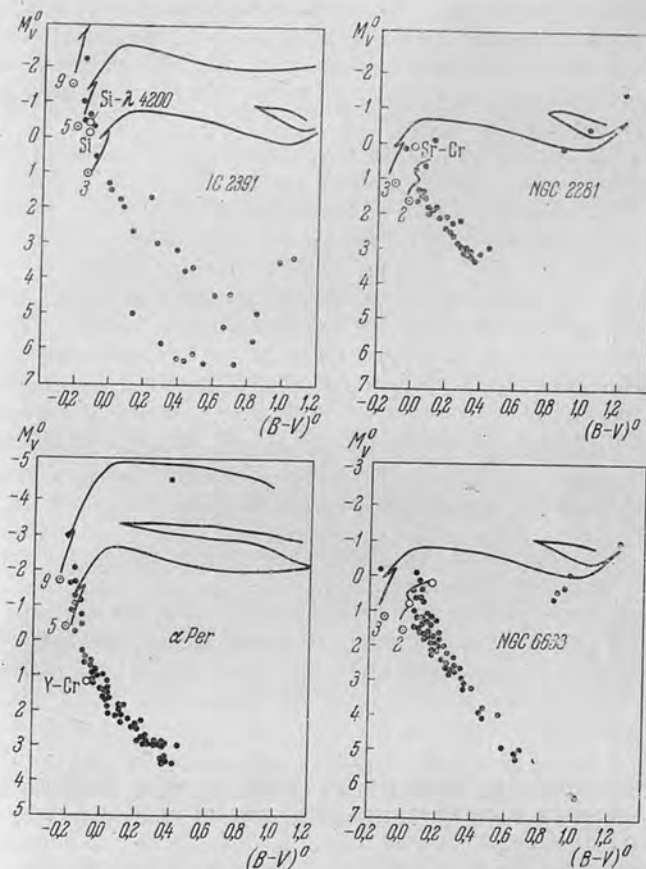


Рис. 100. Диаграммы цвет — светимость для четырех скоплений различного возраста (согласно Крафту, 1967). Звезды Ар изображены кружками с обозначением типа пекулярности. Сплошные кривые: — теоретические эволюционные треки. Около каждой кривой обозначена масса звезд в единицах массы Солнца.

несколько увеличена турбулентная скорость (до 4—5 км/сек по сравнению с 2—3 км/сек у нормальных звезд того же спектрального класса).

Массы определены для двух звезд Ар, являющихся компонентами двойных систем:

1) i Lib Aa (B9 IV). Орбитальный период $P_{\text{орб}} = 22,7$ лет. Оба компонента имеют равные массы $M_1 = M_2 = 5M_{\odot}$.

2) HD 98088 (F0p). Спектрально-двойная звезда с двойными линиями. Орбитальный период $P_{\text{орб}} = 5^d,905$. $M = 2,3M_{\odot}$ (Абт, Конти, Дейч, Валлерстейн, 1968). В обоих случаях масса звезд Ар не отличается от массы нормальных звезд того же спектрального класса. Таким образом, по массам, светимости и, в грубых чертах, по строению атмосфер звезды Ар не отличаются от нормальных звезд, расположенных в том же месте диаграммы Герцшпрунга — Рессела.

§ 2. Аномалии химического состава

В спектре звезд Ар наблюдаются аномально сильные линии некоторых элементов.

Усиление интенсивностей линий элементов группы железа и редких земель в спектре звезд Ар не связано с температурными аномалиями, так как линии нейтральных атомов и ионов аномальных элементов обычно бывают усилены одновременно, в то время как линии атомов и ионов других элементов, имеющие такие же потенциалы возбуждения и ионизации, не усиливаются. Температуры возбуждения и ионизации, определенные по линиям различных элементов, в том числе и аномально интенсивным, оказываются практически одинаковыми и не отличаются от значений температур нормальных звезд в той же части диаграммы Герцшпрунга — Рессела. Наличие сильного магнитного поля, как показала работа Боярчука, Ефимова и Степанова (1960), также не может привести к наблюдаемому усилению линий. Аномальные интенсивности линий связаны с реальным избытком некоторых элементов в атмосферах звезд Ар.

В той области эффективных температур, в которой располагаются звезды Ар, интенсивности большинства наблюдаемых в спектре линий весьма чувствительны к тем-

пературе. В связи с этим возникло деление звезд Ар на группы, введенное М. и К. Яшеками (см., например, обзор Саржента, 1964) и обычно употребляемое для обозначения типа пекулярности:

Тип пекулярности	Среднее значение
	$B - V$
λ 4200 — Si	— 0,13
Mn	— 0,09
Si	— 0,08
Si — Eu — Cr	— 0,07
Eu — Cr	— 0,01
Eu — Cr — Sr	+ 0,09
Sr	+ 0,13

Выполненный разными исследователями анализ химического состава атмосфер звезд Ар методом кривых роста или методом моделей атмосфер показывает, что в действительности корреляции между аномальным содержанием

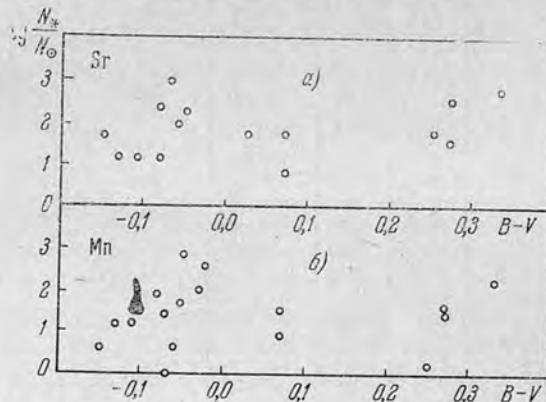


Рис. 101. а — зависимость избытка Sr и б — зависимость избытка Mn в атмосфере звезд Ар от показателя цвета $B - V$.

элементов и эффективной температурой не существует. Рис. 101 хорошо иллюстрирует отсутствие зависимости от $(B - V)$ содержания Sr- и Mn-элементов, характеризующих крайние группы классификации Яшеков. При

Таблица 29

Химический состав некоторых пекулярных звезд Ар

Звезда	β CrB	γ Equ	ζ Dra	ϵ 3Tau	α And	κ Cnc	π Boo A
Спектральный класс	A9	A9	A2	B9	B8	B8	B9
$B - V$	+0,27	+0,27	+0,07	-0,08	-0,07	-0,10	-0,13
He					0,031	0,063	
Be						100	
C				1,3	1		
O	<0,016	<0,2		~1		2	
Mg	1,3	7	460	0,3	1	0,2	1,4
Si		3,4	5	0,3	1	1,3	26
P					47	100	
Ca	1,4	4,8	0,01	0,16	4,5		0,05
Sc	2,5	0,53	1,8		39		
Ti	7,7	1,6	30	17		0,63	2,4
V	2,5	6,7					3,2
Cr	30	18,6		1	0,13	1,3	9,8
Mn	40?	57?	33	80	250	32	15
Fe	7	4,4	4	0,5		0,5	4,2
Ga				~1000	2,2 · 10 ⁴		
Sr	40	337	8	15	250		14
Y		4,1		25	7000		
Zr	90	6,8		40			39
Ba	4,5	14,7					
La	620	186,0					200
Ce	850	104	20				210
Pr	535	270					630
Nd	150	200					150
Sm	192	53					260
Eu	1800	419	2000				805
Gd	980,0	165	68				325
Dy	3800,0	310					460
Pb							1500

построении зависимости использовались данные, собранные Ренсоном (1967) и дополненные данными работ Хохловой, Алиева, Руденко (1967) и Аллера и Росса (1967).

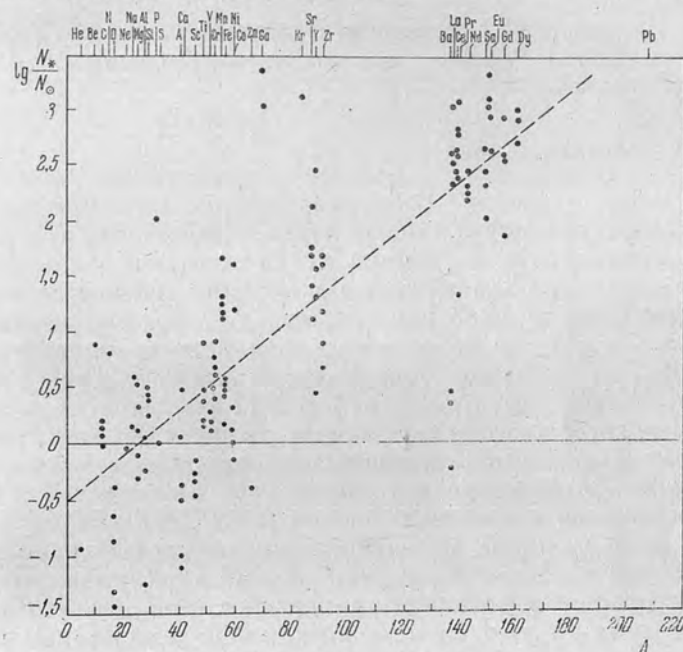


Рис. 102. Зависимость содержания элемента (по отношению к солнечному) от атомного веса для звезд Ар согласно Ренсону (1967).

В табл. 29, где приведен химический состав атмосфер нескольких звезд Ар, имеются звезды практически с одинаковой $T_{\text{эфф}}$, но химический состав их атмосфер различен. Каждая из звезд показывает сугубо индивидуальный характер аномалий химического состава. В то же время, как отметил Ренсон (1967), для всех звезд аномалии в содержании элемента, если они существуют, увеличиваются с ростом атомного веса A (или атомного номера Z). Во многих случаях легкие элементы C, O, Mg, Ca до $A=40$ оказываются в дефиците. Для более горячих звезд

марганцевой и кремниевой групп, для которых содержание гелия определяется более надежно, гелий оказывается менее обильным, чем в нормальных звездах, почти в 10 раз.

На рис. 102 приведена зависимость $\lg(N_*/N_\odot)$ от A из работы Ренсона, хорошо иллюстрирующая эту закономерность.

§ 3. Магнитное поле

Когда в 1947 г. Бэбкок на 100-дюймовом телескопе обсерватории Маунт Вилсон начал осуществлять программу исследования магнитных полей звезд, он обнаружил, что доступные его методике измерений магнитные поля встречаются в основном у звезд Ар. Опубликованный в 1958 г. каталог Бэбкока содержит 89 звезд с магнитным полем, из которых 70 пекулярных звезд А, семь звезд с металлическими линиями (Am) и 12 звезд других типов. Кроме того, в каталоге приводится список 66 звезд, у которых наличие поля установлено не вполне надежно, из них 60 — звезды Ар и Am. Список звезд с магнитным полем был недавно дополнен Бэбкоком (1967), добавившим еще 37 звезд Ар и Am. Методика, примененная Бэбкоком для измерения магнитных полей, состоит в разделении циркулярно-поляризованных компонентов зеемановского расщепления в продольном магнитном поле и измерении расстояния между ними. Это разделение производится при помощи анализатора, устанавливаемого на щель спектрографа и состоящего из пластинки $\lambda/4$ и кристалла кальцита. В результате на щели спектрографа получаются два смещенные друг относительно друга изображения звезды во взаимно перпендикулярно поляризованном свете и соответственно два спектра на пластинке, также имеющих противоположную поляризацию. Методика Бэбкока позволяет измерить поле лишь в том случае, если оно имеет заметную продольную составляющую.

Во многих случаях наблюдается сравнительно чистая картина расщепления линий на два зеемановских компонента, и это указывает на то, что на звезде имеется продольное поле на большей части ее поверхности. Бэбкок предположил, что поле имеет дипольный характер, и,

учитывая потемнение диска звезды к краю, вычислил эффективное поле H_e , которое должно наблюдаться при различных углах наклона α магнитной оси звезды к лучу зрения. Величина магнитного дипольного поля H_p на полюсе связана с эффективным наблюдаемым полем соотношением

$$H_e = \frac{15 + u}{4(15 - 5u)} \cdot H_p \cdot \cos \alpha$$

или, при коэффициенте потемнения к краю $u = 0,45$,

$$H_e = 0,3 H_p \cos \alpha.$$

Максимальное поле $H_e = 34$ килогаусса (кгс) наблюдалось Бэбкоком у звезды GL Lac. В большинстве случаев поле имеет величину порядка 1—5 кгс. Расщепление зеемановских компонентов, как правило, невелико — значительно меньше ширины линий, и только в случае звезды GL Lac с полем более 30 кгс компоненты полностью разделяются. Ширина линий в спектре звезды кладет нижний предел величине доступного измерению поля. Минимальное значение доступного измерению поля равно 200 гс.

То обстоятельство, что звезды Ар в среднем имеют узкие линии, явилось благоприятным для измерения магнитных полей. Первоначально предполагалось, что звезды Ар с магнитными полями — это быстро вращающиеся звезды, видимые под малым углом i к оси вращения (Бэбкок, 1960). Считалось, что в быстро вращающейся звезде, видимой с экватора, линии настолько широки и размыты, что выявить пекулярность спектра и измерить магнитное поле оказывается невозможным. Однако имеется ряд указаний на то, что звезды Ар в действительности являются медленно вращающимися звездами и что эффект наблюдательной селекции не играет существенной роли. Уокер (1966) рассчитал, что если сильные линии пекулярных элементов, наблюдаемые в спектрах звезд Ар с узкими линиями, размыть вращением, они все еще оставались бы доступными наблюдениям и такие звезды были бы выявлены как пекулярные. Известно по крайней мере несколько звезд Ар, наблюдаемых не с полюса: HD 98088, которая является спектрально двойной систе-

мой с наклоном орбиты $i \approx 70^\circ$. В работе Абта, Конти, Дейча и Валлерштейна (1968) показано, что особенности этой звезды — спектральная переменность, изменение магнитного поля и ширины линий можно объяснить, предполагая, что вращение синхронизовано с орбитальным движением и направление осей приблизительно совпадают.

В двойной системе α And наклон оси орбиты также больше 40° , в противном случае масса второго компонента должна была бы быть больше $5,2 M_\odot$ и этот компонент был бы виден, тогда как на самом деле он ненаблюдаем. Узкополосная фотометрия позволяет выделить звезды с малой скоростью вращения на диаграмме $c_1 - m_1$. Исследования Камерона (1966) приводят его к выводу о медленном вращении звезд Ар. К такому же выводу приводят статистические исследования вращения звезд Ар (Дейч, 1967; ван ден Хойвел, 1968).

Интересно отметить, что примыкающие к звездам Ар звезды Ам также имеют узкие линии по сравнению с нормальными звездами главной последовательности того же цвета. Исследование спектров 25 звезд Ам, проведенное Абтом (1961), привело к заключению, что практически все звезды Ам являются спектроскопически-двойными системами со средним орбитальным периодом около 10 дней, некоторые из них являются затменно-двойными, т. е. видны с экватора. Таким образом, родственные звездам Ар звезды Ам действительно вращаются медленно.

Таким образом, наличие сильного магнитного поля регулярного характера присуще медленно вращающимся звездам в интервале спектральных классов В5—А7.

В ряде случаев магнитное поле, измеренное Бэбкоком (1958) по линиям разных элементов, оказывается по величине не одинаковым, причем обычно различие показывают линии пекулярных элементов: Si, Mn, Cr, Ti. По-видимому, этот эффект связан не со стратификацией поля по глубине, так как нет систематических различий в величине поля, определяемого по линиям нейтральных элементов и ионов, а с дифференциацией элементов по поверхности звезды. К сожалению, до настоящего времени наблюдательных данных по измерениям магнитных полей еще недостаточно, чтобы решить этот вопрос окончательно. Более или менее продолжительные наблюдения

Таблица 30
Пекулярные А-звезды с известным периодом изменения блеска, спектра или магнитного поля

Название звезды	$\langle B - V \rangle$	Периоды, d				w, Å или v, км/сек	Характер поля	Δm_r	$\Delta(V - I)$	$\Delta(I - V)$
		орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля					
HD 4778, КЗП 5873	+0,075		2,456		$P_H = P$ орбит или $2^d, 9632$	$0,5 \leq w \leq 1 \text{ Å}$	поле есть, но величина не определена $H_{\max}^+ = 400 \text{ гс}$ $H_{\max}^- = 750 \text{ гс}$	0,02	-0,04	0
HD 8441, КЗП 5917	-0,02	106,27			4,4565	0,08 Å	знакопеременно	0,02	+0,013	+0,010
HD 10783, КЗП 5945, UZ Psc	-0,03	4,4565		4,434		0,30 Å		0,03	~0	
γ Ari, HD 11503	-0,03		2,607	2,607		60 км/сек		0,03		
i Cas, HD 15089	+0,07		1,74	1,741551		4,3 Å		0,03	-0,01	
HD 15144, КЗП 5987	+0,15	2,997814	не обнаружены		9,329	0,15 Å	знак постоянен $H_{\max} = -1075 \text{ гс}$			

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	Периоды, d				$\langle B-V \rangle$	$\Delta(B-V)$	$\Delta(U-V)$
	орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля			
21 Per, LT Per, HD 18296		2,88422	2,883		-0,01		
HD 49216*			7,7		-0,005		
56 Ari, SXAri, HD 49832		0,728	0,728		-0,09		
HD 25354, RT3 035637		имеются	3,904		+0,123		
41 Tau, GS Tau, HD 25823		имеются	11,94		-0,16		
						Характер поля	Δm_v
						$H_{\max} = +1350$ эс $H_{\max}^- = -1270$ эс	0,03
						<10 км/сек	0,03
						широкие линии	0,04
						$0,45 \leq w \leq 0,4$ Å	0,022
						слабое	-0,02
						знакопеременно	0,035
							~0

* Изучена Престоном (ApJ 156, № 3, рт. 1, 1969). Обладает переменностью блеска и узкими линиями. Пектириности спектра и магнитного поля не обнаружено. Престон предполагает, что переменность блеска связана с существованием сильного внутреннего магнитного поля (см. § 6).

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	Периоды, d				$\langle B-V \rangle$	$\Delta(B-V)$	$\Delta(U-V)$
	орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля			
HD 32633, HZ Aur, IQ Aur, HD 34452		слабые	6,4289	6,4289	-0,06		
53 Cam, HD 65339, AX Cam		2,466	2,466		-0,17		
45 Cnc, HD 68351			8,00552		+0,13		
TZ Lyn, HD 71866		6,8	4,116 6,799 4 ^h 34 ^m	8,0278	-0,07		
				6 ^d ,799	+0,09		
49 Cnc, HD 74521			5 ^d ,43		-0,10		
α Cnc, HD 78316			6 ^d ,91	5 ^d	-0,12		
						Характер поля	Δm_v
						$H_{\max}^+ = 2120$ эс $H_{\max}^- = 3200$ эс	0,028
						$0,3 < w < 0,5$ Å 57 км/сек	0,03
						$0,45 \leq w \leq 0,4$ Å	-0,01
						$H_{\max}^+ = 3500$ эс $H_{\max}^- = -5000$ эс	-0,027
						0,7 Å	0,015
						0,26 Å	0,02
						0,26 Å	~0
						0,43 Å	~0
						меняется слабо	0,025
						знакопеременное	0,01
							~0
							~0

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	$\langle B - V \rangle$	Периоды, d				w, Å или v, км/сек	Характер поля	Δm_v	$\Delta (B - V)$	$\Delta (U - B)$
		орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля					
HD 98188, КЗП 101422	+0,20	5,905	5,905		5,905		$H_{\max}^+ = 1010 \text{ эс}$ $H_{\max}^- = -1190 \text{ эс}$			
HD 107612 17 Com A, AI Com,	+0,04	~2				0,8 Å				
HD 108662	-0,06			5,0808		0,41 Å		0,015	+0,010	+0,015
24 Com, UU Com,						1,0 Å				
HD 108945	+0,05	1,03				0,7 Å		0,024	0	
ε UMa, HD 112185	-0,02	4,2 лет	5,0887	5,0887		0,36 Å	$H_{\max}^+ = 1600 \text{ эс}$ $H_{\max}^- = -1400 \text{ эс}$	0,045	-0,015	
α ² CVn, HD 112413	-0,11	5,46939		5,469	5,469					
78 Vir, HD 118022	+0,03			3,7220				0,015	~0	~0

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	$\langle B - V \rangle$	Периоды, d				w, Å или v, км/сек	Характер поля	Δm_v	$\Delta (B - V)$	$\Delta (U - B)$
		орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля					
CU Vir, HD 124224	-0,13		0,52	0,5206804		~3 Å		0,035	+0,010	+0,036
CS Vir, HD 125248	+0,04	1618 ^d	9,2954	9,295	9,2954	0,18 Å		$\Delta m_B = 0,05$		
π Boo A, HD 129174	-0,02		2,2445			0,4 Å	переменное +190 + -75 эс			
HD 133029, КЗП 7162	-0,14		не обнаружены	1,054	1,054	0,40 Å	$H_{\max}^+ = +3270 \text{ эс}$ не меняет знака			
β CrB, HD 137909	+0,27	10,496 лет	не обнаружены	18,5	18,5	0,15 Å	$H_{\max}^+ = +1020 \text{ эс}$ $H_{\max}^- = -960 \text{ эс}$	0,018	+0,014	0
χ Ser, HD 140160	+0,04		1,6	1,596		1,2 Å	0,02		0	0

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	$\langle B - V \rangle$	Периоды, d				$w, \text{ \AA}$ или $v, \text{ км/сек}$	Характер поля	Δm_v	$\Delta(B - V)$	$\Delta(U - B)$
		орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля					
BP Boo, HD 140728	-0,07			1,30508		2,0 $\text{\AA}$		$\Delta m_B = 0,01$		
V 451 Her, HD 153882	+0,035		слабые	6,007	6,00925	0,40 $\text{\AA}$	$H_{\text{max}}^+ = +2500 \text{ эс}$ $H_{\text{max}}^- = -2500 \text{ эс}$	0,02	-0,005	0,015
V 535 Her, HD 173650	+0,03	возмож- но ~ 10	10	10,1	10,1	$0,2 \leq w \leq 0,4 \text{ \AA}$	от +600 до -400 эс	0,036	-0,01	
10 Aql, HD 176232	+0,25			9,78		0,1 $\text{\AA}$		0,010	-0,010	+0,010
21 Aql, HD 179761	-0,07			1,7		0,4 $\text{\AA}$		0,045	~ 0	~ 0

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	$\langle B - V \rangle$	Периоды, d				$w, \text{ \AA}$ или $v, \text{ км/сек}$	Характер поля	Δm_v	$\Delta(B - V)$	$\Delta(U - B)$
		орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля					
HD 187474, КЗП 8306	-0,05	690	не обнаружены		~ 6 лет	$0,1 \leq w \leq 0,4 \text{ \AA}$	сильное поле медленно меняется			
HD 188041, КЗП 8327	+0,20		226		226	0,11 $\text{\AA}$	полярность не меняется			
HD 192678	-0,015			48		0,15 $\text{\AA}$		0,015	+0,010	-0,015
73 Dra, AF Dra, HD 196502	+0,07	551	20,27	20,2577	20,277	0,13 $\text{\AA}$	полярность не меняется $H_{\text{max}} = -700 \text{ эс}$	0,03	-0,03	~ 0
γ Eri, HD 201601	+0,26			не обнаружены	344 ± 3	0,09 $\text{\AA}$	полярность не меняется			
GQ Cep, HD 215038	-0,045			$2^d, 0357$		A0,6	полярность не меняется $H_{\text{max}} = -3 \text{ км/сек}$	0,06	+0,010	+0,025

Таблица 30 (продолжение)

Название звезды	$\langle V - V \rangle$	Периоды, д				$w, \text{ \AA}$ или $v, \text{ км/сек}$	Характер поля	Δm_v	$\Delta (V - V)$	$\Delta (V - V)$
		орбитальный	изменения спектра	изменения блеска	изменения поля					
GL Lac,										
HD 215441	+0,025			9,49	9,49	0,3	полярность не меняется $H^+_{\text{max}} = 34 \text{ кмс}$	0,110	+0,030	+0,045
ET And,										
HD 219749	-0,03			0,723		$\sim 5 \text{ \AA}$		0,015	+0,005	+0,035
π PSc,							меняет полярность	0,010	-0,004	
HD 220825	+0,03		0,6	0,5805		$0,3 \leq w \leq 1,2 \text{ \AA}$				
HD 221568, 436 Cas	+0,10		160	160			$< 0,1 \text{ \AA}$	0,020	-0,020	+0,005
HD 224801,	-0,06	воз- можно 4,8833	3,74	3,74						
CG And						0,8 \AA	полярность меняется	0,05	-0,020	+0,040

показывают, что магнитные поля всех звезд Ар переменные. Во многих случаях удалось обнаружить периодичность изменения поля (табл. 30). По-видимому, более систематические измерения позволят установить периодичность изменения поля для значительно большего числа, если не для всех звезд с магнитным полем. Кривые изменения поля, как правило, не симметричны: амплитуды максимальных значений положительной и отрицательной полярности имеют разную величину, максимум одной полярности часто бывает более пологим и широким, чем максимум другой полярности.

В ряде случаев, в том числе и для звезды с самым большим магнитным полем GL Lac, смена полярности не происходит, знак поля сохраняется всегда одинаковым, хотя величина поля меняется периодически от 32 до 34 кмс (Престон, 1969).

У многих регулярных магнитно-переменных звезд Бэбкок обнаружил так называемый кроссовер-эффект, заключающийся в том, что в период быстрого изменения поля (обычно при смене полярностей, но иногда и без нее) линии, наблюдаемые в спектре с одним знаком поляризации, становятся более резкими и узкими, а в спектре с другим знаком поляризации — более размытыми и широкими. Бэбкок (1960) объяснил этот эффект тем, что на поверхности звезды области с различным знаком и величиной магнитного поля H_1 и H_2 имеют разные лучевые скорости, которым соответствуют смещения $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ (рис. 103). Результирующие профили в спектрах различной поляризации имеют разную форму и ширину. Различие лучевых скоростей может быть вызвано вращением звезды: область с одной полярностью является заходящей, с другой полярностью — выходит на видимую полусферу. Следует, однако, заметить, что у звезды HD 98088, у которой период изменения поля с амплитудой $\sim 1 \text{ кмс}$,

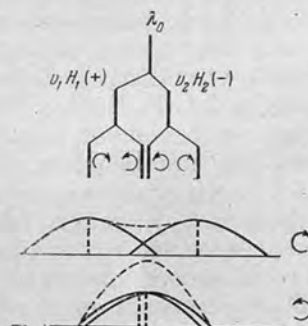


Рис. 103. Схема объяснения «кроссовер-эффекта».

$P_n = 5^d,9$ совпадает с периодом орбитального движения и, можно думать, с периодом осевого вращения, кроссовер-эффект не наблюдается. У звезды TZ Lyr, имеющей близкий период изменения поля и других величин ($P = 6^d,8$) и примерно такую же ширину линий, как у HD 98088, т. е. для которой можно ожидать, что условия наблюдения близки к первой, кроссовер-эффект выражен очень отчетливо.

Помимо звезды HD 98088, у которой период изменения поля точно равен орбитальному периоду, на возможную связь изменения магнитного поля с орбитальным движением указывают наблюдения Престона и Стёрча (1967) звезды β CrB. Бэбкок (1958) отнес ее к нерегулярным магнитно-переменным, однако Стейниц (1963), анализируя наблюдения Бэбкока, установил период изменения поля $18^d,5$. Престон подтвердил периодичность поля с этим периодом, а также обнаружил медленные изменения максимальной и минимальной величины поля с периодом орбитального движения этой звезды $P_{\text{орб}} = 10,5$ лет. β CrB является единственной магнитно-переменной звездой, для которой наблюдения магнитного поля охватывают около 200 циклов. Наблюдения, разделенные интервалом около 10 лет, показывают постоянство магнитного периода $P_n = 18^d,49$ в течение этого времени.

4. Переменность блеска

После обнаружения у звезд Ар периодически меняющегося магнитного поля было обращено внимание на переменность блеска этих звезд. Наблюдения Якембовского (1960, 1962), Провина (1959), Ракоса (1963) показали, что магнитно-переменные звезды имеют переменный блеск с периодом, равным периоду изменений магнитного поля и с амплитудой в несколько сотых звездной величины. Переменность блеска оказалась свойственной всем звездам Ар, и в тех случаях, когда известен период изменений магнитного поля, период изменения блеска совпадает с ним. Известные периоды изменения блеска звезд Ар приведены в табл. 30. Среднее за период значение $\langle B - V \rangle$ приведено без исправления за межзвездное поглощение. Знак «+» перед $\Delta(B - V)$ и $\Delta(U - B)$

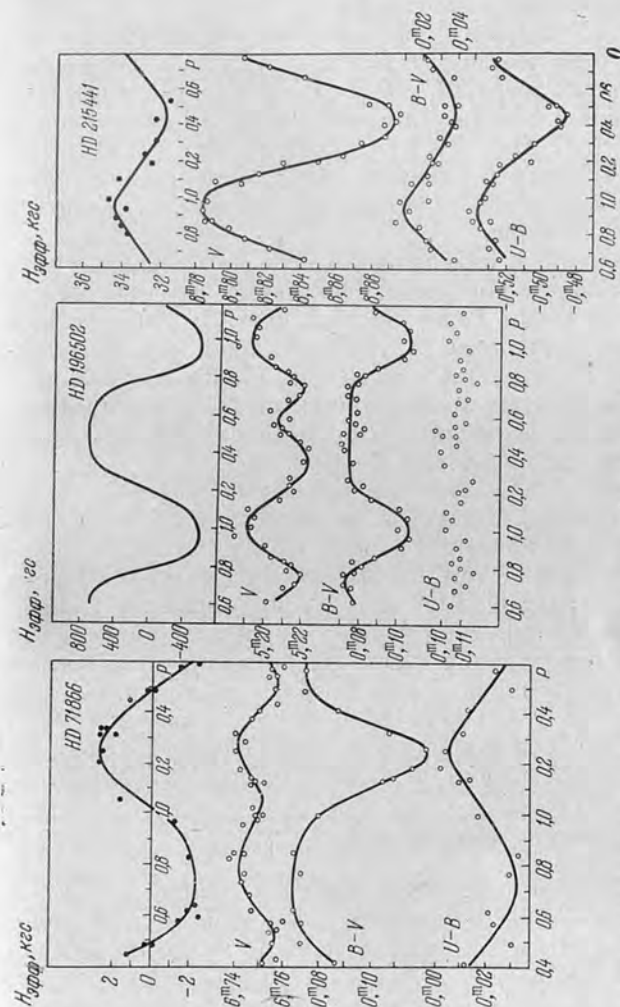


Рис. 104. Типичные кривые изменения магнитного поля, блеска и цвета в системе U, B, V для магнитных звезд Ар HD 71866 (измерения H_e Престона, Стенпена и Вольфа, 1969, и фотометрические измерения Стенпена, 1969), HD 196502 (измерения H_e Престона, 1967, и фотометрические измерения Стенпена, 1969) и HD 215441 (измерения H_e Престона, 1969, и фотометрические измерения Стенпена, 1969).

означает, что эти величины меняются в фазе с m_v , знак «—» означает изменение в противофазе.

Помимо регулярного периодического изменения, в ряде случаев отмечаются быстрые нерегулярные изменения. Для некоторых звезд Ар обнаружены короткопериодические изменения блеска с амплитудой $0^m,01$ и периодом 1—2 часа (AG And, TZ Lyn, 17 Com, HD 32633). Для HD 32633 Престон и Стемпень (1968) обнаружили также короткопериодические изменения лучевых скоростей в пределах 3 км/сек.

Одновременно с изменением блеска во многих случаях происходит изменение цвета. Некоторые звезды в максимуме блеска имеют более желтый цвет. В ряде случаев в максимуме цвет более голубой (см. табл. 30). Как правило, $(B - V)$ меняется в фазе с m_v (более голубой цвет в максимуме m_v) для более горячих звезд Ар и в противофазе для более холодных. Типичные случаи изменения блеска и цвета приведены на рис. 104.

Имеющихся в настоящее время наблюдений поля, спектра и блеска, к сожалению, недостаточно для изучения фазовых соотношений изменений этих величин. Трудность заключается в том, что наблюдения различного рода разделены значительными интервалами времени и недостаточная точность определения периодов приводит к ошибкам в определении фазы. Не до конца ясен вопрос о постоянстве периода. Ракос отмечал возможные сокращения периода у 73 Dra (4 сек за период, равный $20^d,257$) и у CG And. Однако недавние наблюдения 73 Dra не подтвердили изменений периода (Престон, 1967).

§ 5. Спектральная переменность

Изменения интенсивности линий в спектре α^2 CVn и других звезд Ар были замечены давно и изучались Белопольским (1913), Морганом (1930) и позже Дейчем (1947, 1952, 1956).

Степень периодического изменения интенсивностей линий у разных звезд разная, в ряде случаев интенсивность линий меняется в несколько раз. Изменениям подвержены, как правило, линии, принадлежащие аномальным по содержанию элементам. Обычно имеются группы элементов,

линии которых меняются в противофазе друг к другу. В спектре α^2 CVn в противофазе меняются эквивалентные ширины линий Cr, Fe и линий Eu, Gd и Dy, в то время как линии Si II остаются постоянными. В спектре относительно быстро вращающихся звезд CU Vir и 56 Agi в противофазе меняются линии Si II и He I, а K Ca II и λ 4481 Mg II не меняются. Изменения интенсивностей линий в этих случаях нельзя связать с изменением условий возбуждения. Обычно интенсивности линий разной стадии ионизации одного элемента меняются в фазе друг с другом, в то время как линии других элементов с близкими потенциалами возбуждения меняются в противофазе. В ряде случаев, например, меняются в противофазе линии K Ca II и λ 4078 Sr II. Расчеты показывают, что значительные изменения в противофазе интенсивностей линий Si I, Cr II и Eu II и Eu III в спектре α^2 CVn не могут быть обусловлены изменениями температуры и электронной концентрации, которые не противоречили бы наблюдениям в непрерывном спектре (Коген, Дейч, Гринстейн, 1969). Аналогичный вывод сделан в отношении сильных изменений в противофазе интенсивностей линий Si II и He I в спектре CU Vir (Хохлова, Рябчикова, 1970). Однако локальные различия температуры в различных фазах, по-видимому, имеются. В спектре CU Vir и 56 Agi отмечено различие в разных фазах относительной интенсивности линий Si II с сильно различающимися потенциалами возбуждения нижнего уровня. Оцененная разница температур превосходит 1000°K (Хохлова, 1970).

У многих звезд Ар сильным изменениям подвержена линия K Ca II; значительно меняется не только ее эквивалентная ширина, но и профиль линии: временами он мелкий и широкий, временами глубокий и узкий. Отмечены также изменения водородных линий. В спектре звезды HD 221568 в разных фазах линии водорода соответствуют спектральным классам от B8 до A5 (Осава, 1967). Согласно исследованию Рябчиковой (1970) эквивалентная ширина H_γ в спектре CU Vir меняется на 25%, высшие члены балмеровской серии меняются меньше. Чисто температурная интерпретация этих изменений требует различий в температуре при максимальной и минимальной фазах до нескольких тысяч градусов, тогда как изменение блеска

и цвета соответствует разнице в температуре 300—500°. Изменение эффективной силы тяжести также не является причиной сравнительно сильных изменений водородных линий в спектре CU Vir, так как электронная концентрация, определенная по методу Унзоляда, меняется незначительно. В спектре α^2 CVn наибольшим изменениям подвержены высшие члены бальмеровской серии (Кумайгородская, 1969). Глаголевским (1966) в этой звезде обнаружена переменность бальмеровского скачка. В спектре ϵ UMa Вуд, Локвуд и Доремус обнаружили быстрые флуктуации в профилях водородных линий и линии K Ca II.

При визуальном просмотре спектрограмм Бэбкок неоднократно отмечал наличие слабых эмиссионных крыльев у некоторых линий, что, по-видимому, может быть вызвано наличием у звезды газовой оболочки.

Наряду с интенсивностями изменения претерпевают лучевые скорости и ширины линий. В ряде случаев линии в спектре звезды имеют разную ширину, например, в спектре CU Vir полуширина линий Si II равна 2,5 Å, в то время как линии других элементов имеют полуширину 3,5—4 Å. Лучевые скорости по линиям Si II в этой звезде меняются с фазой от +60 до -69 км/сек, тогда как линии Ca II, Mg II и Fe II изменений v_r не показывают (Хохлова, Рябчикова, 1970). В звезде κ Psc, имеющей период 0^d.58, наблюдаются ширины линий от 0,3 до 1,2 Å. Интегрирование лучевых скоростей по времени приводит к смещениям порядка радиуса звезды (Ренсон, 1962). Иногда в определенных фазах отмечается раздвоение некоторых линий; например, у 21 Per (Престон, 1969) линий Eu II и у CU Vir линий Si II.

Все это многообразие наблюдательных фактов должно быть принято во внимание и объяснено при построении модели магнитно-переменных звезд Ap.

§ 6. Строение звезд типа α^2 CVn

Все имеющиеся наблюдательные данные показывают, что по своим светимостям, массам, радиусам и, в грубых чертах, по строению фотосфер звезды Ap не отличаются от нормальных звезд, расположенных в той же части диаграммы Герцшпрунга — Рессела. Это говорит и о сходстве

их внутреннего строения. Влияние магнитного поля на внутреннее строение звезды, по-видимому, оказывается несущественным, так как магнитная энергия в глубоких слоях много меньше кинетической (если только не предполагать, что поле сильно растет вглубь звезды, для чего нет оснований). Если же звезда прошла на раннем этапе своей эволюции стадию перемешивания, как это предполагает Хаяши (1965), то поле могло быть вытеснено из внутренних частей звезды и осталось только у поверхности. У поверхности звезды, где плотность магнитной энергии сравнима или больше кинетической, магнитное поле может играть заметную роль.

Имеются две гипотезы, с точки зрения которых делаются попытки объяснить все сложные и многообразные наблюдательные данные, касающиеся переменности звезд типа α^2 CVn.

1. Гипотеза наклонного ротатора. Согласно этой гипотезе, предложенной Стиббсом (1949) и более детально рассмотренной Дейчем, Стейницем и Бём-Витензе, на поверхности магнитной звезды Ap имеются устойчивые области, в которых концентрируются те или иные элементы. Эти области связаны с магнитным полем полоидальной структуры, ось которого не совпадает с осью вращения звезды. При подходящей взаимной ориентации оси вращения, магнитной оси и луча зрения при вращении звезды наблюдатель будет видеть области с разной величиной магнитного поля и разной интенсивностью линий тех или иных элементов. Размеры таких областей должны быть достаточно большими, для того чтобы интенсивности линий имели наблюдаемую величину. При этом периоды спектральной и магнитной переменности совпадают с периодом вращения звезды. Ширины спектральных линий в быстро вращающейся звезде определяются проекцией экваториальной скорости на луч зрения $v \sin i$. Периоды в таком случае обратно пропорциональны величине $v_{\text{экв}}$, и если построить зависимость наблюдаемых значений $v \sin i$ от периода P , то точки должны расположиться на графике ниже кривой $v = \frac{2\pi}{P} R_*$. Такая зависимость была построена Дейчем (1956) и рассматривается им как сильный аргумент в пользу гипотезы наклонного ротатора.

Зная период переменности звезды P и ширину линий в ее спектре w в км/сек, можно определить величину $\sin i = \frac{wP}{2\pi R_*}$. Используя данные табл. 30 и считая R приблизительно одинаковым для всех звезд, получим распределение по $\sin i$, приведенное на рис. 105. При случай-

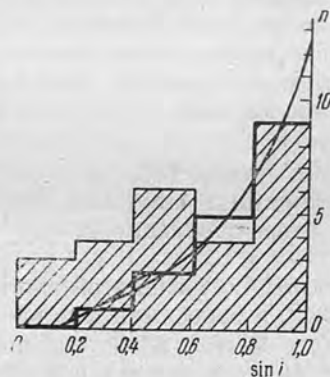


Рис. 105. Распределение по $\sin i$ звезд с известными периодами из табл. 11. Цифрами указано число звезд в каждом интервале. Толстой линией обозначена гистограмма, вычисленная в предположении хаотической ориентации осей вращения в пространстве.

ной ориентации осей вращения в пространстве гистограмма должна была бы иметь вид, показанный на рисунке толстой черной линией. Из рисунка видно, что случаев с малым значением $\sin i$ заметно больше, чем их должно наблюдаться при хаотическом распределении осей в пространстве. Этот избыток не может быть вызван ни инструментальными причинами (недостаточной разрешающей способностью), ни расширением линий за счет магнитного поля, так как эти причины привели бы к увеличению числа случаев с большим $\sin i$. Если, однако, линии образуются не на всей поверхности звезды, то они не будут полностью расширены вращением, и число случаев с малым $\sin i$ увеличится по сравнению с предсказанным.

В гипотезе наклонного ротатора находит объяснение периодичность изменения магнитного поля, изменения интенсивностей линий, переменность лучевых скоростей, различная ширина линий в спектре звезды. Различия лучевых скоростей для разных участков поверхности с разным значением магнитного поля может дать также наблюдаемый кроссовер-эффект. Бём-Витензе (1967) провела вычисления величины H_e , интенсивностей линий и лучевых скоростей для α^2 CVn и других регулярных магнитно-переменных звезд Ар, задавая ряд конфигураций

магнитного поля полоидальной формы, закон распределения различных элементов по поверхности звезды в зависимости от магнитной широты ϕ и углы между магнитной осью, осью вращения и лучом зрения, и учитывая потемнение диска звезды к краю. Вычисления позволили получить неплохое согласие с наблюдениями для HD 98088, V45 Her, TZ Lyn, CS Vir и 53 Cam (рис. 106). Конфигурация поля задавалась формулой

$$p = \frac{mr}{(az^2 + r^2)^{\frac{\delta}{r}}},$$

где r и z — цилиндрические координаты, a и δ переменные параметры. Интересно, что во всех случаях согласие получается при значениях β — угла между осью вращения

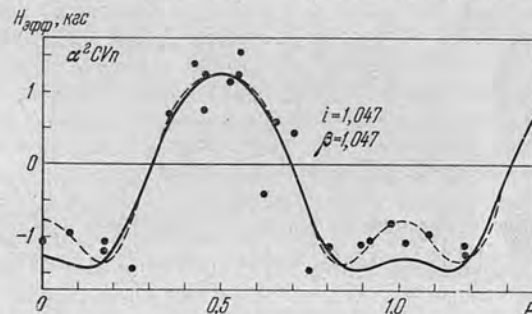


Рис. 106. Сравнение вычисленного Бём-Витензе и наблюдаемого (точки) изменения магнитного поля звезды α^2 CVn.

и магнитной осью — близких к 90° , т. е. магнитная ось лежит близко к плоскости экватора. Интенсивности линий I , пропорциональные концентрации элементов по поверхности, у α^2 CVn оказались соответствующими закону $I \sim \sin^3 \phi$ для Eu II и $I \sim \cos^3 \phi$ для Cr II. Для Fe и Mg концентрация равномерна по всей поверхности. Проведенное Кодаирой и Унно (1969) изучение профилей зеемановских компонентов в спектрах α^2 CVn, снятых с пластинкой $\lambda/4$ и без нее, позволило получить позиционный угол поперечного поля и подтвердить модель Бём-Витензе

для этой звезды. Для кремниевой звезды CU Vir на основе анализа изменений интенсивностей, лучевых скоростей и полуширин линий сделано заключение, что Si концентрируется в двух почти диаметрально расположенных областях, предположительно магнитных полюсах,

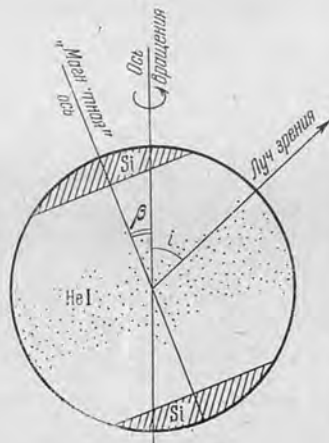


Рис. 107. Модель наклонного ротатора для звезды CU Vir согласно Хохловой, Рябчиковой (1970).

смещенных по отношению к оси вращения на 20° , а гелий концентрируется в области магнитного экватора (рис. 107) (Хохлова, Рябчикова, 1970). Некоторую трудность представляет объяснение в рамках гипотезы наклонного ротатора наблюдаемых изменений блеска и цвета звезд Ар. Перемещение горячего пятна по поверхности звезды привело бы к тому, что цвет в максимуме блеска был бы более голубым, в то время как во многих случаях при увеличении яркости цвет становится более желтым. Это обстоятельство можно было бы объяснить несферичностью фигуры звезды, так, чтобы при вращении уменьшение температуры обращенной к наблюдателю поверхности звезды компенсировалось бы увеличением видимой площади. Предположение о том, что звезда представляет собой тесную двойную систему, в которой вращение синхронизовано с орбитальным движением и асимметрия вызвана появлением приливного горба, не представляется правдоподобным, так как для наблюдаемых периодов порядка 5—10 дней расстояния между компонентами достаточно велики и приливные эффекты уже не действуют. Возможность деформации фигуры звезды внутренним магнитным полем отмечалась Каулингом (1965). Монохан (1968) рассмотрел, какова должна быть равновесная фигура политропной звезды с сильным внутренним

полоидальным магнитным полем, и получил отношение полярного и экваториального радиусов равным 0,92 при условии, что магнитная энергия составляет 2% от гравитационной энергии звезды. При наклоне магнитной оси к оси вращения видимая площадь поверхности звезды будет меняться. Если на поверхности звезды есть температурные неоднородности, можно получить различные фазовые соотношения между изменениями блеска и цвета.

Возможна и другая причина наблюдаемых изменений блеска и цвета, связанная с неоднородностью строения атмосферы магнитной звезды Ар. Такая возможность рассмотрена Кодаирой (1967) при интерпретации изменения блеска, цвета и профилей водородных линий в звезде HD 221568. Расчеты монохроматических потоков для теоретической модели Михаласа с $\theta = 0,6$ и $\lg g = 4$ и для близкой модели, но с уменьшенным градиентом температуры, проведенные Хохловой и Кривошеиной, показывали, что при таком изменении модели возможно увеличение яркости и одновременное уменьшение $(B - V)$. Очевидно, что аномальный градиент температуры на значительной части поверхности звезды следует связывать с неоднородностями магнитного поля крупного масштаба.

Оба возможных объяснения, связанные с внутренним или поверхностным магнитным полем, носят пока качественный характер и требуют более детального исследования.

Гипотеза наклонного ротатора с жестко фиксированным распределением магнитного поля и других физических параметров по поверхности не объясняет всех особенностей магнитных звезд Ар: нерегулярных флуктуаций магнитного поля, флуктуаций яркости и интенсивности некоторых линий, например, линии K Ca II. Отмечен также случай (Велау, 1967), когда значительные изменения интенсивности линии Fe I λ 4215 у звезды χ Ser не сопровождались никакими изменениями лучевых скоростей или ширины этой линии.

Гипотеза наклонного ротатора встречает также ряд серьезных, но, возможно, преодолимых теоретических трудностей. Механизм разделения элементов по поверхности звезды под влиянием магнитного поля рассматривался

Иенсеном (1962) и Бэбкоком (1963). В неоднородном магнитном поле с градиентом ∇H на каждый атом или ион, обладающий магнитным моментом μ , действует сила $\mu \times \nabla H$, направленная вдоль поля.

Для того чтобы все атомы диффундировали в одном направлении, необходима преимущественная ориентация их магнитного момента. Такую преимущественную ориентацию может создать поглощение поляризованного излучения в частоте одного из компонентов зеемановского расщепления линии. Это может произойти при движении газа, если профиль коэффициента поглощения несколько смещен относительно положения линии для неподвижного газа. Расчеты показывают, что для заметного разделения элементов на расстояния, сравнимые с радиусом звезды, необходимо существование на большой площади градиента магнитного поля $\nabla H \sim 10^{-3}$ гс/см, т. е. в 100 раз большего, чем над большими солнечными пятнами. Существование таких градиентов не согласуется с наблюдениями. Кроме того, хотя некоторые ионы группы железа и редких земель отличаются большим значением магнитного момента μ , для Gd II и Sr II μ невелико, а эти элементы часто показывают большие изменения интенсивности линий.

Остается предположить, что дифференциация элементов возникла каким-то другим путем и что она сохраняется на поверхности звезды под влиянием магнитного поля.

При наличии меридиональной циркуляции и конвекции должно происходить постепенное перемешивание вещества, и за достаточно длительный срок отдельные «пятна» должны пропадать. Наблюдения охватывают слишком ничтожный срок, чтобы можно было судить о существовании или отсутствии такого процесса. Поэтому остается предположить, что наблюдаемые сейчас «пятна» возникли сравнительно недавно и затем исчезнут либо магнитное поле на поверхности звезды полностью затормозило конвекцию и другие движения и сохраняет пятна в течение длительного времени существования звезды. В первом случае необходимо найти эффективно действующий все время механизм разделения элементов на поверхности звезды. Во втором случае достаточно, чтобы неравномерное распределение некоторых элементов воз-

никло однажды, может быть, под действием какой-то посторонней причины или при образовании звезды.

Таким образом, магнитное поле может привести к тому, что звезда становится или остается «пятнистой», однако, поле не меняет заметным образом строение фотосферы звезды. Из теоретических расчетов моделей фотосфер (например, Михалас, 1966) известно, что у нормальных звезд главной последовательности, лежащих в той же области диаграммы Герцшпрунга — Рессела, что и звезды Ар, конвективная зона слаба, и конвекция переносит незначительную долю энергии по сравнению с лучистым переносом. Торможение конвекции магнитным полем не приводит поэтому к заметным изменениям в строении атмосферы магнитной звезды Ар по сравнению с нормальной звездой. Небольшие отличия этих звезд от нормальных в строении их атмосферы все же могут иметь место. К этим отличиям относится небольшое увеличение определяемой по кривой роста турбулентной скорости и уменьшенный бальмеровский скачок, говорящий о несколько пониженном градиенте температуры в верхних слоях атмосферы звезды Ар (Глаголевский, 1966; Лябин, 1966). Дополнительный приток энергии в верхние слои магнитной звезды Ар может быть связан с процессом колебательной конвекции в сильном магнитном поле, предложенным Сыроватским и Жугждой (1968) для объяснения температуры солнечного пятна, или другими видами волновых движений, (разрешенных в магнитном поле.

2. Другая попытка объяснить переменность звезд Ар связана с пульсационной гипотезой. Представляется, что с точки зрения этой гипотезы легче найти объяснение переменности блеска и цвета и наблюдающихся в некоторых случаях сложных изменений лучевых скоростей и профилей линий. Однако простые радиальные пульсации в данном случае не подходят, так как для масс, соответствующих звездам Ар, период собственных колебаний равен примерно двум часам. Теоретические работы показывают, что влияние магнитного поля на период незначительно (Леду, 1967). Это подтверждается отсутствием какой-либо корреляции между наблюдаемой величиной поля и периодом. Кроме того, радиальные пульсации не могут объяснить смену знака магнитного поля. Рассмат-

ривались нерадиальные пульсации, могущие возникнуть при наличии магнитного поля или из-за отклонения фигуры звезды от осевой симметрии. Этой проблеме посвящен цикл работ Леду, обзор которых сделан им же (Леду, 1967). Теория предсказывает установление набора стоячих волн с различными значениями k (число пучностей на длине радиуса) и различными гармониками l колебаний (меняется плотность ρ , давление p , гравитационный потенциал g в точке r и происходят радиальные и тангенциальные смещения). Для политропных конфигураций звезды с индексом политропы $n \geq 3$ максимальные амплитуды получаются у поверхности звезды при $r = (0,9 \div 1) R$.

При наличии в звезде зоны со сверхадиабатическим градиентом температуры (зона первичной и вторичной ионизации гелия в звездах Ар) может появиться неустойчивость и возникнуть незатухающие колебания. Можно указать на два обстоятельства, отличающие звезды Ар от нормальных звезд класса А и вызывающие нестабильность, т. е. ведущие к установлению пульсаций в звездах Ар: во-первых, наличие магнитного поля может затормозить весьма слабую, но все же существующую в звездах Ар конвекцию. Как отметил Жевакин (1953), отсутствие конвекции благоприятствует возникновению пульсаций. Во-вторых, при более медленном вращении уменьшаются кориолисовы силы, повышающие устойчивость звезды. Согласно Леду (1967) учет кориолисовых сил приводит к тому, что собственные частоты высоких g -мод оказываются пропорциональными угловой скорости вращения Ω :

$$(\sigma_{l,k}^m)_g = \pm i\alpha_{l,k} + mC_{l,k} \cdot \Omega \quad (-l \leq m \leq l, \quad 0 < C_{l,k} < 1).$$

Однако и для таких колебаний период основной гармоники — такого же порядка, что и период чисто радиальных собственных колебаний, т. е. слишком мал. Как отмечает Леду (1967), для g -мод наибольшие периоды соответствуют малым l и увеличиваются с ростом k . Для $k = 20 \div 30$ периоды становятся достаточно большими и соответствуют наблюдаемым. Основную трудность представляет вопрос о том, почему в звезде могут быть усилены те или иные высокие моды и погашены низкие, причем пе-

риоды колебаний, т. е. выделенные моды, так сильно различаются для звезд, имеющих приблизительно одинаковое строение. Решение задачи сильно облегчилось бы, если бы существовали внешние причины, например, переменное гравитационное поле тесного компонента в двойной системе.

Помимо не преодоленных до конца трудностей в объяснении возникновения пульсаций нужных периодов, следует отметить, что гипотеза пульсаций не может, по-видимому, объяснить ни наблюдаемой переменности магнитного поля, ни переменной интенсивности линий в спектре звезды, которые находят объяснение в гипотезе наклонного ротатора. С наблюдательной точки зрения предположение о существовании пульсаций поддерживается полученной Ракосом (1963) из наблюдений зависимостью (правда, не очень четкой) амплитуда — период, а также зависимостью период — светимость, полученной Кам Чинг Ленгом (1967).

Возможно, что отмеченные Ракосом и Престоном небольшие быстрые изменения блеска и лучевых скоростей с периодом около 1—2 часов связаны действием пульсационного механизма, однако более заметные эффекты, характеризующие магнитно-переменные звезды Ар, объясняются моделью наклонного ротатора.

Некоторые попытки найти объяснение магнитной переменности звезд Ар заключаются в поисках аналогий с солнечной активностью. Однако никаких сколько-нибудь детальных и физически обоснованных разработок этой гипотезы не существует.

§ 7. Гипотезы происхождения и эволюции звезд Ар

Рассмотренные выше гипотезы о структуре звезд Ар не касались вопроса о происхождении пекулярности: аномалий химического состава, происхождения магнитного поля и возникновения «пятнистости». Эти вопросы тесно связаны с вопросом об эволюции звезд Ар. С этой точки зрения прежде всего интересно рассмотреть наблюдательные данные о пространственных и кинематических характеристиках этих звезд и об их встречаемости в скоплениях различного возраста.

Пространственные характеристики звезд Ар изучались К. и М. Яшеками (1967). Предполагается, что молодые звезды, возникшие в неустойчивых ассоциациях, уходят от места своего рождения со скоростями 0,5–5 км/сек. Поэтому звезды с возрастом $\sim 10^7$ лет должны встречаться только в галактической плоскости ($|z| \approx 60$ pc). Звезды с возрастом $\sim 10^8$ лет и старше успевают смешаться со звездами поля и их концентрация к галактической плоскости выражена слабее. Анализ Яшеков показал, что звезды Ар, за исключением наиболее горячих из них, распределены по галактическим координатам равномерно, 49 более горячих звезд ярче 6^m , 5 ($B - V \leq -0,10$ и $U - B \leq -0,30$), видимых на расстоянии до 250 pc, показывают заметную концентрацию к галактической плоскости, и их возраст оценивается примерно в 10^7 лет.

Кинематические характеристики рассматривались также Яшеками (1957) и приведены в табл. 31.

Таблица 31

Среднее значение пекулярной радиальной скорости V для звезд различных групп

Спектральный класс	Число звезд	V , км/сек	Спектральный класс	Число звезд	V , км/сек
(B6—B8) V	102	11,8	A III	74	15,1
(B9—A1) V	94	13,1	F III	87	18,0
(A5—A0) V	61	13,8	Ар	130	10,9

Предполагается, что разброс скоростей увеличивается с возрастом звезд. Из табл. 31 видно, что согласно этому критерию звезды Ар во всяком случае не старше, чем нормальные звезды главной последовательности того же спектрального класса.

Встречаемость в скоплениях звезд Ар анализировалась Яшеками (1962, 1967), Крафтом (1967), Гаррисоном (1967) и ван ден Хойвелом (1968). В таблице 32 приведены данные о количестве звезд Ар, обнаруженных в скоплениях различного возраста.

Таблица 32

Ар звезды в скоплениях различного возраста

Скопление	Абсолютная величина звезд у точки поворота	Масса звезд у точки поворота в $M_{\odot}$	Возраст скопления (лет)	Число звезд Ар	Принадлежность к скоплению определена по		
					собственной движению	радиальной скорости	расстоянию
α Per	—3,0	9	$2 \cdot 10^7$	1	+	+	+?
IC 2602			$2 \cdot 10^7$	2			
IC 2391	—3,0	9	$5 \cdot 10^7$	2	+	+	+
M 41	—1,3	6	$1,5 \cdot 10^8$	1	+	вероятно	+
NGC 2451	—1,1		10^8	2	+		
IC 6475			$1,5 \cdot 10^8$	1			
группа UMa	—1,0	5	$3 \cdot 10^8$	8	+	+	+
NGC 2281	—0,6	3		1	+	+	+
NGC 6633	—0,4	2,5–3,0		2	+	+	+
Соба	+0,4	2,0	$1 \cdot 10^9$	2	+	+	+
Ассоциация Скорпиона — Центавра		>10		15	принадлежность вероятна		

Из диаграмм цвет — светимость для скоплений, приведенных на рис. 105, видно, что звезды Ар, как правило, являются наиболее яркими звездами скопления, располагаясь вблизи точки поворота от главной последовательности. Однако имеются исключения, например, в молодых скоплениях α Per, IC 2391 и NGC 2451 и ассоциации Скорпиона — Центавра. В более старых скоплениях, где точка поворота расположена у звезд с массой, меньшей $2M_{\odot}$, звезды Ар не встречаются. Вопрос о числе спектрально-двойных среди звезд Ар пока изучен недостаточно. По имеющейся статистике число спектрально-двойных среди звезд Ар составляет менее 20%, тогда как среди нормальных звезд класса A0 — B8 спектрально-двойных около 40%. Однако лучевые скорости у звезд Ар меняются слож-

ным образом и, по-видимому, не всегда удается выделить орбитальное движение. Результаты изучения звезд Ар в скоплениях пока еще очень скудны и не позволяют сделать надежных выводов об эволюционном статусе звезд Ар. Тем не менее эти данные не дают никаких указаний о том, что звезды Ар эволюционируют каким-либо отличным от нормальных звезд путем.

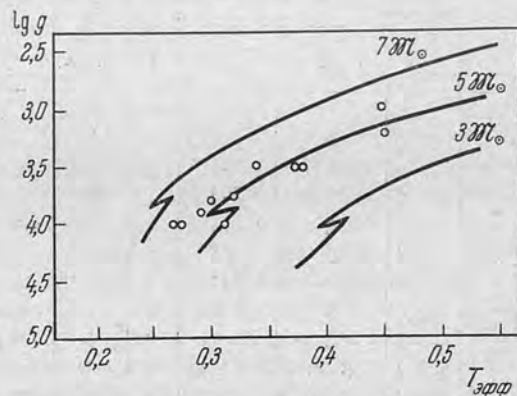


Рис. 108. Зависимость $\lg g$ от $\theta_{эфф}$ для нескольких горячих звезд Ар согласно Хиланду (1967).

Хиланд (1967) определил спектроскопически, пользуясь моделями атмосфер Михаласа, по профилям водородных линий эффективную температуру для нескольких «кремниевых», т. е. наиболее горячих звезд Ар класса B6—B9. На рис. 108 представлено положение этих звезд на диаграмме $\lg g - \theta_{эфф}$, где нанесены теоретические эволюционные треки звезд различной массы. Положение звезд Ар совпадает с эволюционным треком звезды с массой $5M_{\odot}$ (вспомним, что масса пекулярной звезды i Lib Aa B9 IV определена равной $5M_{\odot}$).

Если эволюционный путь звезд Ар такой же, как и нормальных звезд класса A главной последовательности, то возникает вопрос, когда и как могли возникнуть наблюдаемые в звездах Ар особенности: аномальный химический состав, магнитное поле и медленное вращение?

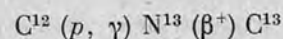
На этот счет предлагался ряд гипотез, некоторые из них при более детальном рассмотрении оказались отвергнутыми.

В 1955 г. Бербиджи и Фаулер выдвинули гипотезу об образовании наблюдаемых аномалий химического состава звезд с сильным магнитным полем в результате ядерных реакций на поверхности звезды, возникающих при явлениях, аналогичных хромосферным вспышкам. Предполагалось, что в магнитных полях происходит ускорение протонов, присоединение их к легким элементам с выделением нейтронов



Затем происходит последующий медленный захват нейтронов с образованием тяжелых элементов. При этом, однако, аномалии химического состава получаются несколько отличными от наблюдаемых: должен быть сильный избыток Ba, что, как правило, не наблюдается, и не должно быть значительного избытка Eu, Gd, Dy и Ho.

Позже Фаулер, Бербиджи и Хойл (1965) предложили новую схему ядерных превращений, ведущих к образованию наблюдаемых аномалий. Согласно этой схеме в ядре звезды выгорел водород, образовалось вырожденное ядро и происходит выгорание гелия с образованием углерода C^{12} . Предполагается, что в стадии вспышки вещество из недр перемешивается с водородом из оболочки и путем реакции



образуется источник нейтронов, так как дальше может происходить реакция $\text{C}^{13} (\alpha, n)$. При температуре $T \sim 2 \cdot 10^8$ град нейтроны захватываются элементами железного пика с образованием редких земель, Hg и Pb и более легкими элементами Mg, Si с образованием Ga, Kr. При $T \geq 10^9$ град происходит захват α -частиц легкими ядрами начиная с C^{12} , с образованием Si и затем элементов железного пика.

Однако никакие ядерные реакции внутри звезды не могут привести к дефициту гелия и легких элементов. Авторы этой схемы предполагают, что, когда в результате вспышки звезда переходит в стадию красного гиганта,

во внешних слоях ее происходит выделение большого количества энергии $\sim 10^{49}$ эрг (путем ударных волн или в виде магнитной энергии), обеспечивающей ускорение протонов до очень больших энергий. Эти протоны способны вызвать полное разрушение всех ядер, включая гелий, в некотором поверхностном слое оболочки звезды. Благодаря перемешиванию из глубины на поверхность выносятся вещество, обогащенное тяжелыми элементами. Полученная в результате смесь и составляет наблюдаемую атмосферу звезды Ар. Магнитное поле, согласно авторам этой схемы, может быть при вспышке вынесено из недр звезды на ее поверхность. Схема пока еще является результатом качественного рассмотрения процессов ядерной эволюции звезды. Требуются детальные количественные расчеты, однако они затруднены неуверенностью в значениях сечений некоторых реакций и зависимости их от температуры.

Бранкацио и Камерон (1967) показали возможность получения свойственного звездам Ар химического состава путем бомбардировки энергичными α -частицами вещества стандартного (солнечного) химического состава. Но при этом требуется соблюдение мало реальных условий: наличие локальных магнитных полей напряженностью 10^6 — 10^7 гс и ускорение в магнитном поле только α -частиц, но не протонов.

Фаулер, Бербиджи и Хойл (1965) отметили, что для получения наблюдаемых аномалий необходимо привлечь процесс быстрого захвата нейтронов, который может происходить при взрывной фазе выгорания ядерного горючего в звезде, вероятнее всего, при «гелиевой» вспышке. Это привело их к выводу о том, что звезды Ар представляют собой проэволюционировавшие и прошедшие стадию красных гигантов звезды, либо что на поверхность звезды Ар привнесено извне вещество с аномальным составом, представляющее собой продукт эволюции другой звезды.

Против первого предположения имеется серьезное возражение. Встречаемость звезд Ар в молодых скоплениях, их кинематические и пространственные характеристики, массы и светимости говорят о том, что эти звезды не старые, находящиеся на главной последовательности впервые. Можно было бы предположить, что аномалии

химического состава возникли на ранней стадии формирования звезд, еще в дозвездном облаке. Однако в этом случае одинаковые аномалии должны были бы присутствовать в обоих компонентах двойных систем. На самом деле имеются визуально-двойные системы, в которых пекулярным является лишь один компонент, в то время как другой имеет нормальный химический состав (см., например, К. Яшек, М. Яшек, 1967).

Весьма привлекательной и качественно объясняющей ряд особенностей звезд Ар является гипотеза эволюции двойной системы, в которой более массивный компонент уже прошел стадию красного гиганта и превратился в ненаблюдаемого белого карлика. Менее массивный компонент еще не сошел с главной последовательности и в результате обмена массой захватил на свою поверхность вещество от проэволюционировавшего компонента. Эту гипотезу высказал Ренсон (1964) и в последнее время ее детально разрабатывает ван ден Хойвел (1967, 1968). Эволюция двойной системы с обменом массы может сопровождаться изменением периода и расстояния между компонентами. Поэтому существовавшая когда-то тесная двойная система становится более широкой. Вследствие этого, а также вследствие того, что вторым компонентом должен быть ненаблюдаемый белый карлик, двойственность звезд Ар не всегда может быть выявлена.

Медленное вращение звезд Ар связывалось с потерей момента из-за магнитной связи звезды с окружающим звездным веществом. Однако, как показали недавние статистические исследования вращения звезд классов В и А, выполненные Дейчем (1967) и ван ден Хойвелом (1968), среди этих звезд существуют две достаточно разделенные группы медленно вращающихся и быстро вращающихся звезд, причем звезды Ар и Am целиком относятся к группе с медленным вращением. В этой же группе имеются нормальные звезды класса А, не отмеченные аномалиями химического состава и не имеющие магнитного поля. Согласно гипотезе ван ден Хойвела эти звезды в прошлом также были компонентами тесных двойных систем со вторым более массивным компонентом, сейчас проэволюционировавшим до стадии белого карлика. Приливные силы в такой тесной двойной системе привели к потере

вращательного момента. Однако обмен массой происходит по-разному и в результате получились как звезды Ар, так и медленно вращающиеся нормальные звезды А и В. Возможно, что при этом сыграло роль присутствие магнитного поля, которое регулировало потоки вещества от второго компонента. Согласно Ренсону (1967) такое перетекание вещества по магнитным силовым линиям, связывающим обе звезды, может объяснить не нашедший пока другого объяснения дефицит гелия в атмосферах звезд Ар. Гелий — единственный из наблюдаемых в звездах Ар элементов с высоким потенциалом первой ионизации. Степень его ионизации невелика, и атомы нейтрального гелия могли двигаться независимо от магнитного поля и не попадать на звезду Ар.

Вопрос о происхождении магнитного поля звезд, и даже наиболее близкой и знакомой нам звезды — Солнца — пока еще остается не ясным и в настоящем обзоре подробно не обсуждается. Имеются две точки зрения на происхождение магнитного поля звезд. Согласно одной из них магнитное поле имеет реликтовое происхождение, т. е. существовало еще в дозвездном облаке (Местель, 1967). Если дозвездное облако имело вращательный момент, не совпадающий с направлением более или менее однородного магнитного поля, то это несовпадение могло сохраниться и привести к образованию наклонного ротатора. Другая точка зрения основана на попытке найти механизм генерации магнитного поля во вращающейся звезде. Однако убедительной теории, объясняющей возникновение магнитного поля с осью, значительно наклоненной к оси вращения звезды, пока не существует. Такая теория должна также объяснить, почему сильные магнитные поля генерируются только у 10% звезд, тогда как у других магнитное поле отсутствует.

Изложенные в двух последних параграфах гипотезы строения и происхождения звезд Ар качественно намечают пути объяснения многих наблюдательных фактов, однако требуется детальная разработка этих гипотез, чтобы они смогли превратиться в достоверное объяснение, ведущее к более полному пониманию природы звезд типа α^2 CVn — весьма удивительных объектов среди звезд, населяющих Галактику.

ЛИТЕРАТУРА

- А б т, 1967 — Abt H. A., *The Magnetic and Related Stars*, ed R. Cameron, Mon-Book Corporation, Baltimore, стр. 173.
 А б т, Конти, Дейч, Валлерштейн, 1968 — Abt H. A., Conti P. S., Deutsch A., Wallerstein G., *ApJ* 153, № 1, Pt. 1, 177.
 Аллер, Росс, 1967 — Aller L. H., Ross J. E., *The Magnetic and Related Stars*, стр. 339.
 Белополюсский А. А., *Астрономические труды*, под ред. О. А. Мельникова, М., 1954.
 Бём-Витензе, 1966 — Bohm-Vitense E., *Zs. f. Ap.* 64, 326.
 Бём-Витензе, 1967 — Bohm-Vitense, *Sonderdruck Lehrst. fur Theoretische Astrophysik, Univ. Heidelberg*, № 7, 19.
 Берто, 1959 — Bertaud, *Journal des Observateurs*, 42, № 4—5.
 Берто, 1960 — Bertaud, *Journal des Observateurs* 43, № 9.
 Берто, 1965 — Bertaud, *Journal des Observateurs* 48, № 10.
 Боярчук А. А., Ефимов Ю. С., Степанов В. Е., 1960, *Изв. КРАО* 24, стр. 52.
 Бэбкок, 1958 — Babcock H. W., *ApJ Suppl.*, № 30, vol. III, стр. 141—210.
 Бэбкок, 1960 — *Звездные атмосферы*, под ред. Гринштейна, ИЛ, 1963, стр. 268.
 Бэбкок, 1963 — Babcock H. W., *ApJ* 137, № 2, 690—692.
 Бэбкок, 1967 — Babcock H. W., *The Magnetic and Related Stars*, стр. 556.
 Велау, 1967 — Wehlau W., *The Magnetic and Related Stars*, стр. 441.
 Вуд, 1964 — Wood H. J., *PASP*, 76, 158.
 Гаррисон, 1967 — Garrison R. F., *ApJ* 147, № 3, 1012.
 Глаголевский Ю. В., 1966, *АЖ* 43, № 1.
 Дейч, 1947 — Deutsch A., *ApJ* 105, № 2, 1947.
 Дейч, 1956 — Deutsch A., *PASP* 68, 92.
 Дейч, 1967 — Deutsch A., *Magnetic and Related Stars*, стр. 181.
 Жевакин С. А., 1955, *АЖ* 36, стр. 124.
 Иенсен, 1962 — Jensen E., *Nature* 194, № 4829.
 Кам Чинг Ленг, 1967 — Kam Ching Leung, *The Magnetic and Related Stars*, 449.
 Камерон, 1966 — Cameron R. C., *Georgetown observatory monograph*, N 22.
 Каулинг, 1965 — Cowling T. G., *Stars and Stellar Systems*, ed by G. R. Kuiper, vol. VIII, Chicago.
 Коген, Дейч, Гринштейн, 1969 — Cohen, Deutsch A., Greenstein J., *ApJ* 156, № 2, pt. 2.
 Кодaira, Унно, 1969 — Kodaira K., Unno W., *ApJ* 157, 768.
 Крафт, 1967 — Kraft R. P., *The Magnetic and Related Stars*, стр. 303.
 Кумайгородская Р. Н., 1969, *Астрофизические исследования САО АН СССР*, т. 2.
 Леду, 1967 — Ledoux P., *The Magnetic and Related Stars*, стр. 65.

- Лябин В. М., 1967, АЖ 44, вып. 6, 1224.
 Местель, 1967 — Mestel L., Magnetic and Related Stars, стр. 101.
 Михалас, 1965 — Mihalas D., ApJ Suppl., № 92, vol. IX.
 Монохан, 1968 — Monaghan J. J., Zs. f. Ap. 69, Heft 2, 146.
 Морган, 1935 — Morgan W. W., Publ. Verks. Obs. VII, pt. 3.
 Осава, 1967 — Osawa K., The Magnetic and Related Stars, стр. 381.
 Престон, 1967 — Preston G. W., ApJ 150, N 3, pt. 1.
 Престон и Стёрч, 1967 — Preston G. W., Sturch C., The Magnetic and Related Stars, стр. 111.
 Престон, Стемпень, 1968 — Preston G. W., Stepień K., ApJ 151, № 2, pt. 1.
 Престон, Стемпень, Вольф, 1969 — Preston G. W., Stepień K., Wolf S., ApJ 156, 653.
 Престон, 1969a — Preston G. W., ApJ 156, N 3, Pt. 1, 969.
 Престон, 1969b — Preston G. W., ApJ 158, N 1, pt. 1, 251.
 Провин, 1953 — Provin S. S., ApJ 118, 281, 489.
 Ракос, 1962 — Rakos K., Lowell Obs. Bull., N 117, vol. V, N 12.
 Ракос, 1963 — Rakos K., Lowell Obs. Bull., N 121, vol. VI N 2.
 Ренсон, 1962 — Renison P., Bull. Soc. Roy Sci Liege, n. 11—12.
 Ренсон, 1965 — Renison P., AAp. 28, 679.
 Ренсон, 1967 — Renison P., AAp. 30, 4, 697.
 Сергент, 1964 — Sargent W. L. W., Annual Rev. of Astronomy and Astrophys., vol. 2.
 Слеттебак, 1955 — Slettebak A., ApJ 121, 653.
 Стемпень, 1969 — Stepień K., Contribution from the Lick Observatory, N 258.
 Стиббс, 1950 — Stibbs M. N. R. A. S. 110, 395.
 Стромгрэн, 1966 — Stromgren B., Annual Rev. of Astronomy and Astrophys., vol. 4, стр. 433.
 Стром, Стром, 1969 — Strom S. E., Strom K. M., ApJ 155, N 1, pt. 1.
 Сыроватский С. И., Жугжда Ю. Д., 1967, Препринт ФИАН № 15.
 Уокер, 1966 — Walker E. N., The Observatory, vol. 86, N 952, стр. 110.
 Фаулер, Бербиджи, Хойл, 1965 — Fowler W. A., Burbidge E. M., Burbidge G. R., Hoyle F., ApJ 142, N 2, 423—450.
 Хаяши 1961 — Hayaschi C., Publ. Astron. Soc. Japan 13, 450.
 Хиланд, 1967 — Hyland A. R., Magnetic and Rel. Stars. p. 311.
 Хойвел ванден, 1967 — Heuvel van den, BAN 19, 11.
 Хойвел ванден, 1968 — Heuvel van den, BAN 19, 309.
 Хонейкат, 1966 — Honeycutt R. K., PASP 78, 153.
 Хохлова, В. Л., Алиев С. Г., Руденко В. М., 1969, Изв. КрАО 39.
 Хохлова В. Л., Рябчикова Т. А., 1970, Астрофизика.
 Хохлова В. Л., 1970, АЖ 47, № 1.
 Эгген, 1967 — Eggen O. J., The Magnetic and Related Stars, стр. 141.
 Яжембовский, 1960 — Jarzebowski T., Acta Astron. 10, 31.
 Яшеки Яшек, 1962 — Jaschek C., Jaschek M., Symposium on Stellar Evolution, ed. J. Sahade (La Plata, Argentina), стр. 137.

СПЕЦИФИКА НАБЛЮДЕНИЙ ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗД

*А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг,
П. Ф. Чугайнов, Н. М. Шаховской*

Если отвлечься от физики разнообразных процессов, протекающих в эруптивных переменных, то с точки зрения наблюдателя все эти объекты обладают двумя общими важными свойствами: быстрыми изменениями блеска и необычным распределением энергии в спектре. В этой главе будет рассмотрена специфика наблюдений эруптивных звезд, обусловленная указанными особенностями этих объектов. Эта небольшая глава не заменяет собой монографию «Методы астрономии» и не конкурирует с томом настоящей серии «Методы изучения переменных звезд»: здесь не дается общее изложение методов, а лишь те их модификации, которые связаны с необходимостью высокого временного и спектрального разрешения, с аномалиями спектрального состава излучения и с необходимостью охвата широкого диапазона измеряемых интенсивностей. Кроме того, существенная часть эруптивных переменных — это весьма слабые объекты, так что их экспериментальное изучение связано, как правило, с использованием наиболее эффективной астрономической техники — крупных телескопов и высокочувствительных приемников излучения; это обстоятельство также сказывается на специфике наблюдений.

§ 1. Специфика спектральных наблюдений

На 50-дюймовом рефлекторе (Крымской астрофизической обсерватории) за три часа можно зарегистрировать спектр звезды 9^m с дисперсией 37 Å/мм; в прямом фокусе 2,6-метрового рефлектора им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ) на светосильном дифракционном спектрографе СПП-16 за три часа можно получить нерасширенный спектр звезды 16^m с дисперсией 340 Å/мм; в фокусе куда Ликского

3-метрового рефлектора за два часа можно сфотографировать спектр звезды 5^m с дисперсией $8 \text{ \AA/мм}$. (В зависимости от прозрачности и спокойствия атмосферы, от цвета звезды и спектральной области, выбранной для исследования, от чувствительности используемой фотоэмульсии и расширения спектра, которое диктуется необходимой точностью спектрофотометрических измерений, — в зависимости от всех этих дополнительных обстоятельств указанные выше предельные звездные величины могут меняться в пределах $\pm 1,5^m - 2^m$.) Все те спектральные исследования эруптивных звезд, для которых снимки с указанным временным и спектральным разрешением достаточны, проводятся обычными методами астроспектрофотометрии. Так, например, блеск сверхновых за сутки меняется на малые доли звездной величины, а ширины эмиссионных полос в их спектрах достигают $30 \text{ \AA}$; поскольку спектры звезд $14^m - 15^m$ с дисперсией $300 \text{ \AA/мм}$ можно получать на крупных телескопах за 2—3 часа, трудности спектральных исследований этих объектов связаны не с эруптивными свойствами этих звезд, а со слабостью их видимого блеска.

Положение существенно усложняется при попытке зарегистрировать спектральные изменения в ходе таких скоротечных процессов, как вспышки звезд типа U Gem и UV Cet — здесь существенные изменения блеска звезды $10^m - 14^m$ происходят за десятки минут и даже секунды, а характер спектров таков, что малая дисперсия явно приводит к потере существенной информации. Получение необходимых сведений в таких исследованиях возможно лишь при эффективном использовании крупнейших телескопов и при работе с более чувствительными приемниками излучения, чем фотоэмульсия.

Эффективность крупных телескопов при спектральных исследованиях повышается с использованием светосильных камер спектрографов. Дело в том, что с увеличением диаметра питающей оптики телескопа одновременно увеличивается эффективный фокус этой оптической системы, и из-за конечного углового размера звезды, наблюдаемой сквозь земную атмосферу, изображение звезды на щели спектрографа приобретает уже заметные размеры при эффективном фокусе телескопа около 10 м . Чтобы использовать весь падающий на щель свет, необходимо расши-

рить щель спектрографа, но чтобы при этом не понизилась чистота спектра, следует уменьшить фокусное расстояние камеры спектрографа, а для сохранения линейной дисперсии использовать решетку с большим числом штрихов

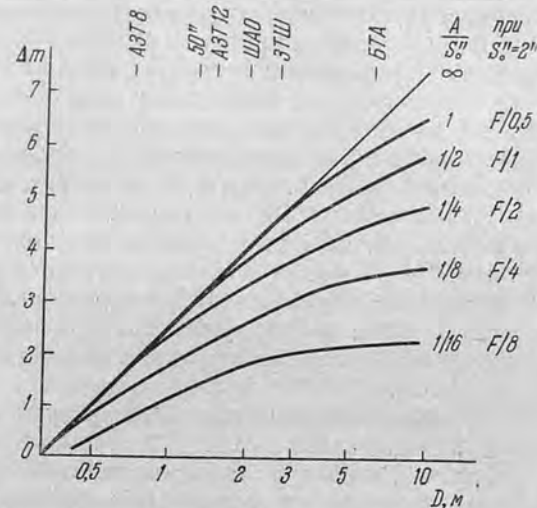


Рис. 109. Эффективность крупных телескопов (D — диаметр зеркала) для спектрографических исследований в зависимости от углового размера изображения звезды (s'') и светосилы камеры спектрографа (F).

на 1 мм . Количественные оценки потерь на щели спектрографа, установленного на большом телескопе, приведены на рис. 109: при полном использовании света проникающая сила телескопа с увеличением его диаметра росла бы по биссектрисе графика, но такое эффективное использование больших зеркал требует все более и более светосильных камер спектрографа.

Для регистрации самых быстрых процессов и для изучения самых слабых эруптивных звезд в последние годы все шире используются новые электроннографические и электронно-оптические приемники излучения.

Во Франции и в США в астрофизических исследованиях применяется электроннографическая камера Лаллемана. В этом приборе изображение астрономического объекта (или его спектр) строится на катоде трубки, испускающего фотоэлектроны; фотоэлектроны ускоряются, фокусируются и регистрируются на электроннографической эмульсии. Эта аппаратура дает примерно 30-кратный выигрыш в экспозиции по сравнению с регистрацией на лучших сортах астрономических фотопластинок; ее дополнительные преимущества — высокое разрешение электроннографических эмульсий и линейное отношение между интенсивностью падающего излучения и почернением проявленной эмульсии, недостаток — весьма сложная техника, связанная с использованием этой камеры. На такой камере, установленной в Ликской обсерватории, Уокер (1965) провел интересное исследование эруптивной звезды AE Aqr типа U Gem: он получил спектры этой звезды $12^m,5$ с временным разрешением около 15 минут и с дисперсией $65 \text{ \AA/мм}$.

В электронно-оптических преобразователях (ЭОП) фотоэлектроны, испущенные катодом и затем ускоренные и сфокусированные, вызывают свечение люминесцирующего экрана, и это свечение тем или иным способом регистрируется. В простейшем варианте ЭОП — в фотоконтактной трубке (ФКТ) — люминесцирующий экран наносится на внутренней стороне тонкой задней стенки колбы, а к ее внешней стороне прижимается фотопленка, на которой и регистрируется свечение экрана. ФКТ проста в работе, имеет высокое разрешение (не хуже, чем у высокочувствительных астрономических фотоэмульсий) и дает 10-кратный выигрыш в экспозиции. Основной ее недостаток — малое поле, поэтому при спектральных исследованиях эруптивных звезд ФКТ используются в случаях, когда достаточно малая дисперсия или особый интерес представляют узкие спектральные интервалы. Дифракционный спектрограф с ФКТ успешно используется на южной станции ГАИШ для исследования спектров сверхновых и для изучения профилей линий звезд типа Т Тау (Дибай, Есипов, Проник, 1966; Дибай, Есипов, 1968, 1969).

Если с экраном ФКТ совместить катод второго аналогичного устройства, то получится более сложный, кас-

кадный ЭОП. В настоящее время каскадные ЭОП являются наиболее чувствительными светоприемниками для спектральных астрофизических исследований. В практически используемых образцах каскадных ЭОП достигается 50—100-кратный выигрыш в экспозиции, и возможное дальнейшее увеличение их чувствительности ограничено пока быстрым ростом собственных шумов ЭОП. Помимо высокой чувствительности, преимущество каскадных ЭОП по сравнению с ФКТ — сравнительно большое поле, но их недостатки — более сложная техника использования и меньшее разрешение. На отечественном каскадном ЭОП в 1965 г. в Крымской астрофизической обсерватории на ЗТШ были получены спектры вспышек звезды AD Leo ($m_v = 9^m,5$) с разрешением до нескольких секунд и с дисперсией $55 \text{ \AA/мм}$ (Боярчук и др., 1967). В 1966—1967 гг. американская фирма RCA изготовила подобные ЭОП; сейчас они осваиваются во многих обсерваториях мира. В Италии, например, группа Розино успешно применила такой прибор на 1,2-метровом рефлекторе в Асыаго для спектральных исследований различных эруптивных звезд. Наиболее мощный, 5-каскадный ЭОП использовался Линдсом и его группой на обсерватории Китт Пик при спектральных исследованиях предельно слабых объектов — квазаров.

В последние годы проходит испытания новый электроннографический прибор — спектракон (Мак-Ги и др., 1967), который сочетает в себе лучшие свойства ЭОП и камеры Лаллемана.

Независимо от приемника излучения очевидный способ сокращения экспозиции — это уменьшение высоты спектра, вплоть до получения нерасширенных, «ниточных» спектров; но точность измерения «ниточных» спектров очень низка. Удовлетворительную точность спектрофотометрических измерений и одновременно высокое временное разрешение можно получить, если за все время экспозиции прогонять звезду вдоль щели только один раз: в результате на спектрограмме направление, перпендикулярное к дисперсии, оказывается осью времени. Таким способом при регистрации на фотопластинку спектра WZ Sge Крафт (1965) обнаружил орбитальное движение в системе бывшей новой; Уокер на описанной выше спек-

трограмме, полученной за четыре часа, открыл быстрые изменения в эмиссионных линиях; Гершберг (Гершберг и Чугайнов, 1966) на полученной с ЭОП за 18 сек spectroграмме вспышки AD Leo выделил спектральные особенности в пределах 4 сек около максимума блеска; Кункель (1967) с помощью такой «временной» spectroграммы вспышки EV Lac обнаружил изменения бальмеровского декремента по мере развития вспышки. Такой однократный прогон звезды по щели может длиться несколько часов, и чтобы использовать этот прием с высокочувствительным каскадным ЭОП, где существенны собственные шумы трубки, на экран ЭОП целесообразно надевать маску с узкой щелью для спектра и расширение спектра получать медленным движением фотоэмульсии (при неподвижной звезде на щели); при этом паразитное свечение экрана в меньшей степени ограничивает проникающую силу системы.

Необычное распределение энергии в спектрах эруптивных звезд делает крайне желательным одновременную регистрацию спектра в возможно более широком диапазоне длин волн, поскольку полученные в различных участках длин волн последовательные spectroграммы скоротечных процессов могут и не дать правильного и полного представления о развитии спектра в ходе этого процесса. Подавляющее большинство астрономических спектрографов с умеренной дисперсией дает возможность одновременно спектрографировать участок спектра около 2000 Å, и задача сводится к тем или иным специальным приемам или к выбору наиболее репрезентативного участка спектра. Так, если спектр исследуемого объекта состоит в основном из отдельных эмиссионных линий, то, используя несколько порядков дифракционной решетки без световыделительных фильтров, можно получить одновременно линии из разных областей, как это делали Бааде и Минковский (1954) при фотографировании спектров радиоисточников. Другой прием состоит в использовании вместо фильтров, отделяющих разные порядки, призмы или прозрачной решетки, разводящих порядки поперек основной дисперсии; этот способ успешно используется при наблюдениях вспышек на Солнце. Следует, однако, заметить, что поместить весь спектр на одну фотопластин-

ку — это решение только геометрической задачи, а остается еще более трудная фотометрическая задача: зарегистрировать за одну экспозицию излучение в широком диапазоне длин волн, интенсивность в разных точках которого может различаться в десятки и сотни раз.

Даже в сравнительно узких спектральных участках нестационарные звезды содержат эмиссионные линии различной интенсивности, поэтому при наблюдениях этих объектов необходимо регистрировать излучение в широком диапазоне интенсивностей. Очень часто этот диапазон значительно превосходит широту фотоэмульсии, что вносит дополнительные трудности. Приходится получать ряд снимков в одной и той же области длин волн с различными экспозициями. Опыт показывает, что наиболее удобным является различие во времени двух соседних экспозиций в 2,5—3 раза: при меньшем «шаге» неоправданно быстро возрастает необходимый объем наблюдений для перекрытия всего диапазона интенсивностей, а при большем «шаге» трудно выдержать общую фотометрическую шкалу. Для сохранения общей шкалы интенсивностей линий от самых слабых до самых сильных, когда этот диапазон интенсивностей достигает двух-трех порядков величины, крайне желательно промерить несколько линий различной интенсивности фотоэлектрически. Этот способ часто употребляется при исследовании относительных интенсивностей эмиссионных линий газовых туманностей, но, к сожалению, он неприменим при изучении скоротечных эруптивных процессов.

В заключение рассмотрим вопрос о непрерывном спектре эруптивных звезд. Как правило, континуум эруптивных звезд весьма сложен, так как складывается из различных составляющих: наряду с обычным, фотосферным излучением там заметен вклад излучения активных областей, обычно неравновесного, и поскольку многие эруптивные звезды — двойные, в спектре часто обнаруживаются характерные детали обоих компонентов. Стремление представить такой сложный континуум одной величиной — спектрофотометрическим градиентом — является данью традиции, которая во многих случаях лишь вредна: определение температуры излучающего объекта по его спектрофотометрическому градиенту предполагает план-

ковское распределение энергии в спектре, что в ряде случаев совершенно неверно (например, на определенном этапе излучение новых является чисто рекомбинационным, а состав излучения сверхновых I типа вообще не известен); с другой стороны, при вычислении спектрофотометрических градиентов опускается много важных деталей, которые сами по себе могут нести важную информацию о природе анализируемого излучения. Поэтому из наблюдений следует получать распределение энергии в спектре с максимально доступной детальностью. Особое внимание следует уделять области спектра около балмеровского скачка, поскольку рекомбинационное свечение водорода наблюдается почти при всех нестационарных процессах на звездах, а по наблюдаемому балмеровскому скачку можно получить важные сведения об активных областях. Так как исследование непрерывного спектра выполняется обычно на приборах с низкой чистотой спектра (на спектрографах с малой дисперсией или на бесщелевых спектрографах), то получаемый ход непрерывного спектра вблизи балмеровского предела оказывается чисто инструментальным из-за переналожения большого числа водородных (эмиссионных и абсорбционных) линий. В этом случае традиционный способ определения распределения энергии в спектре исследуемой звезды по отношению к распределению энергии в спектре стандартной звезды с последующим переходом к абсолютному распределению энергии может содержать существенные ошибки; эти ошибки связаны с тем обстоятельством, что при абсолютном исследовании континуума стандартной звезды учитывались инструментальные эффекты одного прибора, а при исследовании эруптивного объекта и стандартной звезды учитываются инструментальные эффекты другого прибора. Чтобы избежать таких ошибок, целесообразно прежде всего определить кривую спектральной чувствительности собственного прибора. Для этого удобно воспользоваться звездами с известным распределением энергии и не имеющими заметных балмеровских скачков. Так как кривая спектральной чувствительности фотоэмульсии, пропускание оптики и земной атмосферы являются гладкими функциями длины волны, то и кривая спектральной чувствительности всей аппа-

ратуры должна быть гладкой. Особенно следует обращать внимание на область вблизи балмеровского скачка, где из-за ошибок в исходной кривой распределения энергии в спектре стандартной звезды могут возникнуть ложные «горбы» и «ямы»; отсутствие таких деталей на кривой спектральной чувствительности аппаратуры — критерий правильности определения этой кривой. Зная эту кривую, по наблюдениям легко найти распределение энергии в спектре исследуемого объекта, освобожденное от инструментальных эффектов, и определить величину балмеровского скачка — столь важную деталь для интерпретации спектра эруптивной звезды. С аналогичными предосторожностями следует определять скачки интенсивностей и у пределов молекулярных полос TiO в спектрах поздних звезд: замытие этих скачков непрерывной эмиссией, возникающей в активных областях, дает важные сведения о физических условиях в этих областях.

§ 2. Специфика фотометрических и колориметрических наблюдений

Огромная информация по эруптивным звездам получена и получается по сей день классическими — визуальными и фотографическими методами изучения переменных звезд. Но здесь нет смысла останавливаться на этих методах, и не потому, что, в некоторых случаях их оказывается недостаточно (см. гл. II и V), а потому, что в применении к эруптивным звездам они не претерпевают каких-либо специфических изменений — все дело сводится лишь к попыткам делать чаще визуальные оценки блеска или фотографировать с возможно более короткими экспозициями. С другой стороны, новые наблюдательные средства астрофизики последних лет еще мало проникли в область звездной фотометрии: существуют лишь пионерские работы Шевченко (1967) по фотометрии звезд типа Т Тау в близкой инфракрасной области с помощью ФКТ и первые телевизионные (с ЭОП) наблюдения вспыхивающих (Бакоз, 1969) и сверхновых звезд (Абраменко и Прокофьева, 1967). Поэтому в дальнейшем речь будет идти лишь о специфике фотоэлектрических наблюдений эруптивных звезд, связанной с необходимостью обнару-

жения и изучения нерегулярных во времени, быстрых и больших по амплитуде изменений блеска и с проблемой выбора оптимальной фотометрической и колориметрической систем.

Для обнаружения и исследования быстрых и нерегулярных изменений блеска эруптивных звезд используется метод непрерывной фотоэлектрической регистрации их блеска в течение многих часов. Как правило, этот метод применяется к объектам, принадлежность которых к эруптивным звездам уже установлена или требует специальной проверки, но массовые поиски эруптивных объектов следует проводить фотографически, с помощью снимков на широкоугольных камерах. Методом непрерывной фотоэлектрической регистрации наблюдались новые в минимуме блеска, звезды типа U Gem и вспыхивающие звезды типа UV Cet. Здесь возникает проблема выбора спектральной области, в которой лучше всего выявляются эруптивные процессы. Излучение спокойной звезды создает «шум» (случайные флуктуации фототока), препятствующий выявлению слабых вспышек. Поэтому эруптивные процессы лучше всего выявляются в той спектральной области, в которой их излучение имеет наибольший контраст по отношению к излучению спокойной звезды.

Проблема выявления вспышек звезд типа UV Cet недавно была рассмотрена Кункелем (1967). Как известно, предельная звездная величина m_{lim} следующим образом связана со средним отклонением шумовых флуктуаций фототока:

$$m_{\text{lim}} = -2,5 \lg \sigma_N + \text{const.}$$

Вспышки и флуктуации блеска звезды всегда наблюдаются на фоне некоторой постоянной составляющей излучения, величина которой в основном и определяет уровень шумовых флуктуаций фототока. Поэтому можно считать, что

$$\sigma_N = (\text{сигнал})^{0,5},$$

где под «сигналом» подразумевается фототок постоянной составляющей. Аналогично можно ввести понятия

предельных показателей цвета:

$$(B - V)_{\text{lim}} = -2,5 \lg \frac{\sigma_B}{\sigma_V}, \quad (U - B)_{\text{lim}} = -2,5 \lg \frac{\sigma_U}{\sigma_B},$$

причем очевидно, что, например,

$$\frac{\sigma_B}{\sigma_V} = \left(\frac{\text{синий отсчет}}{\text{визуальный отсчет}} \right)^{0,5}.$$

Используя данные своих наблюдений вспыхивающих звезд, Кункель нашел средние значения $(B - V)_{\text{lim}} = +1^m,3$ и $(U - B)_{\text{lim}} = +0^m,2$. Эти величины должны быть справедливы и для всех других наблюдений вспыхивающих звезд, так как различия инструментальных систем и условий наблюдений при патрулировании этих объектов не очень велики. С другой стороны, поскольку собственные цвета излучения вспышек таких звезд составляют в среднем $U - B = -1^m,3$ и $B - V = +0^m,2$, обнаружимость вспышек в ультрафиолете значительно выше, чем в синей и визуальных областях: преимущество полосы U по сравнению с B в этом отношении составляет $1^m,1$ и по сравнению с V — около $2^m,4$. Практика наблюдений подтверждает этот вывод. Можно отметить, что, как обнаружил Кункель, число вспышек в единицу времени патрулирования зависит почти экспоненциально от предела их обнаружимости.

У эруптивных переменных некоторых других типов — T Tau, U Gem, симбиотических, вспышечных — фото-сферное излучение также имеет низкую эффективную температуру, и налагающаяся на него дополнительная эмиссия при вспышках наиболее заметна в ультрафиолетовом участке спектра; поэтому обнаружимость вспышек таких звезд в ультрафиолете наибольшая. Но наблюдения в ультрафиолете незначительно повышают порог обнаружения вспышек при поисках таких процессов у голубых звезд — источников рентгеновского излучения, бывших новых и т. п.

Задача перекрытия широкого диапазона интенсивностей при непрерывной регистрации блеска решается одним из двух способов: либо дискретным изменением чувствительности аппаратуры во время вспышки, либо использо-

ванием в фотометре логарифмического усилителя. Линейная шкала регистрограммы, естественно, удобнее при обработке, но логарифмический усилитель делает работу наблюдателя менее напряженной.

При непрерывной регистрации блеска звезды временное разрешение определяется постоянной времени фотометра. Как правило, эта постоянная порядка 1 сек, и для подавляющего большинства наблюдений эруптивных звезд такое временное разрешение достаточно высоко. Имеет смысл даже понижать это разрешение и использовать интегрирующие схемы. Но во вспышках звезд типа UV Set подъем блеска к максимуму бывает столь быстрым, что даже при постоянной времени 1 сек регистрируется не истинная, а «инструментальная» восходящая ветвь вспышки.

Специфика колориметрических исследований эруптивных звезд связана с проблемами одновременности регистрации «разноцветного» излучения и с выбором наиболее репрезентативных областей спектра для наблюдений.

Для одновременной регистрации блеска звезды в разных участках спектра наиболее подходящими являются многоканальные фотометры. Шестиканальный фотометр Хилтнера (Джонсон, 1967), схема которого приведена на рис. 110, одновременно измеряет яркость звезды и фона неба в трех спектральных интервалах. В фотометре Димова (1966) одновременно измеряется излучение одного объекта тоже в трех спектральных областях, причем границы этих областей можно легко менять. В случае применения обычных одноканальных фотометров необходимы приспособления, обеспечивающие быструю смену фильтров. Выбор наименьшего интервала времени, в течение которого должны быть выполнены наблюдения во всех используемых фильтрах, зависит от типа исследуемой эруптивной звезды и ее видимого блеска. Если звезда не слишком слаба, то лучше, чтобы наблюдение состояло из серии отсчетов, каждый из которых занимает время не больше нескольких секунд. Если при обработке окажется, что систематического изменения блеска за время наблюдений не произошло, то отсчеты можно усреднить и повысить точность наблюдений.

U, B, V и другие распространенные фотометрические системы были разработаны для изучения нормальных звезд. Как уже отмечалось, излучение эруптивных звезд состоит, как правило, из нескольких компонентов, возникающих в разных физических условиях и имеющих

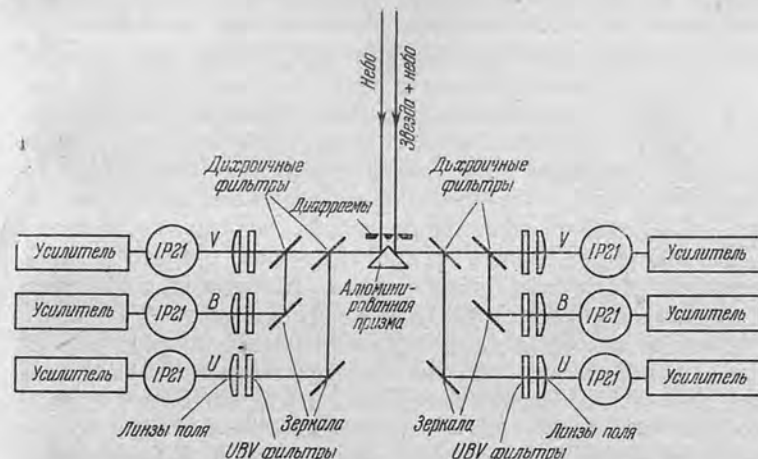


Рис. 110. Схема шестиканального фотометра Хилтнера.

разную природу. Так, в спектрах многих эруптивных звезд наблюдается континуум и абсорбционные линии, соответствующие нормальному фотосферному излучению, на которые накладываются эмиссионные линии и непрерывное излучение оболочек; иногда обнаруживается или подозревается и другой компонент излучения. Например, Мендоза (1966) обнаружил у звезд типа Т Тау мощное инфракрасное излучение, природа которого пока не ясна. Поэтому для наблюдений эруптивных звезд необходимы специальные фотометрические системы, позволяющие выделить излучение в характерных участках спектров.

Анализ фотометрических и колориметрических наблюдений эруптивных звезд требует точного знания спектральной чувствительности аппаратуры. Даже небольшие различия спектральной чувствительности могут дать заметный эффект. Например, различия в кривой спектральной

чувствительности полосы V с коротковолновой стороны приводят к тому, что очень интенсивная эмиссионная линия H_β включается или не включается в эту полосу; известно также, что фотоумножители с сурьмяно-цезиевым фотокатодом имеют значительные различия чувствительности в красной области, и по этой причине относительная чувствительность к линии H_α , входящей в полосу V , может различаться в несколько раз. Эти и аналогичные им обстоятельства усложняют редукцию наблюдений эруптивных звезд, выполненных в двух, даже близких фотометрических системах. По-видимому, обычная процедура создания опорной сети фотометрических стандартов и привязки к ним инструментальной системы неприменима при наблюдениях эруптивных звезд. Представляется более целесообразным давать результаты наблюдений в собственной инструментальной системе и указывать при этом спектральную чувствительность аппаратуры.

Результаты широкополосной фотометрии эруптивных звезд позволяют сделать некоторые выводы о возможностях, даваемых этими системами, и о желательных изменениях этих систем для более эффективного фотоэлектрического изучения эруптивных звезд. Как показали исследования Гершберга (1964) и Кункеля (1967), наблюдения вспыхивающих звезд в системе UBV дают некоторые сведения о природе их излучения, но не всегда позволяют сделать однозначный выбор механизма излучения. Чтобы уменьшить влияние эмиссионных балмеровских линий при фотоэлектрических наблюдениях звезд типа Т Тау, Смак (1964) несколько видоизменил систему UBV : синий спектральный участок был ограничен им фильтрами BG 12 (2 м) + GG3 (2 м) + Corning 3387 (1 м) и назван $\mathfrak{B}$. Границам $\mathfrak{B}$ соответствовали длины волн 4300 и 5100 Å: H_δ и все высшие члены балмеровской серии в $\mathfrak{B}$ не попадали. Чувствительность системы к H_γ была небольшой, а к H_β — довольно значительной; фильтры U и V остались обычными фильтрами системы Джонсона — Моргана. Показатель цвета $\mathfrak{B} - V$ оказался лучшей характеристикой эффективной температуры звезд типа Т Тау, чем показатель $B - V$, так как влияние эмиссионных линий на показатель $\mathfrak{B} - V$ в 3—10 раз меньше, чем на показатель $B - V$. Как показали Крон и Смит (1951),

хорошей характеристикой эффективной температуры звезд-карликов спектральных классов M_0 и более поздних может служить показатель $R - I$. Эффективные длины волн R и I соответственно 6800 и 8250 Å. Полоса I системы Крона — Смита приходится примерно на максимум излучения звезд dM4. Представляют интерес фотоэлектрические измерения блеска и в более низкочастотных областях с эффективными длинами волн 8800 Å, 12500, 22000 и 360000 Å (Джонсон и Митчелл, 1962).

Узкополосная фотоэлектрическая фотометрия позволяет более точно отделить излучение в непрерывном спектре от линейчатого излучения. Для исследования изменений континуума должен быть выбран участок спектра вблизи балмеровского скачка и участки, расположенные между сильными эмиссионными линиями (водородными, гелиевыми, запрещенными линиями кислорода); вообще выбор подходящих спектральных участков должен проводиться применительно к определенному типу эруптивных звезд и даже применительно к отдельным звездам.

Фотоэлектрический трехканальный фотометр Димова (1966) специально предназначен для узкополосной фотометрии эруптивных звезд. Оптическая схема этого прибора показана на рис. 111, а. Изображение звезды фокусируется в плоскости диафрагмы, а за диафрагмой установлена выдвижная призма P_3 , которая вводит в пучок света гидрировочный окуляр и включает люминофор $\mathfrak{M}$. Свет звезды, пройдя через диафрагму, попадает в диспергирующую систему, состоящую из параболических внеосевых зеркал M_1 и M_2 коллиматора и камеры и двух кварцевых призм Корню P_4 и P_5 . Спектр звезды фокусируется в плоскости разделителя P , схема которого показана на рис. 111, б. Участок спектра от 3000 до 4000 Å попадает через кварцевую линзу Фабри L_3 на катод фотоумножителя Φ_3 , участки спектра от 4000 до 5000 Å и от 5000 до 6000 Å, проходя через призмы полного внутреннего отражения P_2 и P_1 и через линзы Фабри L_2 и L_1 , попадают на фотоумножители Φ_2 и Φ_1 . Сигналы от фотоумножителей усиливаются тремя усилителями постоянного тока с постоянной времени 1 сек и регистрируются на трех самописцах. В плоскости разделителя установлена непрозрачная пластинка с отверстиями, которые выделяют

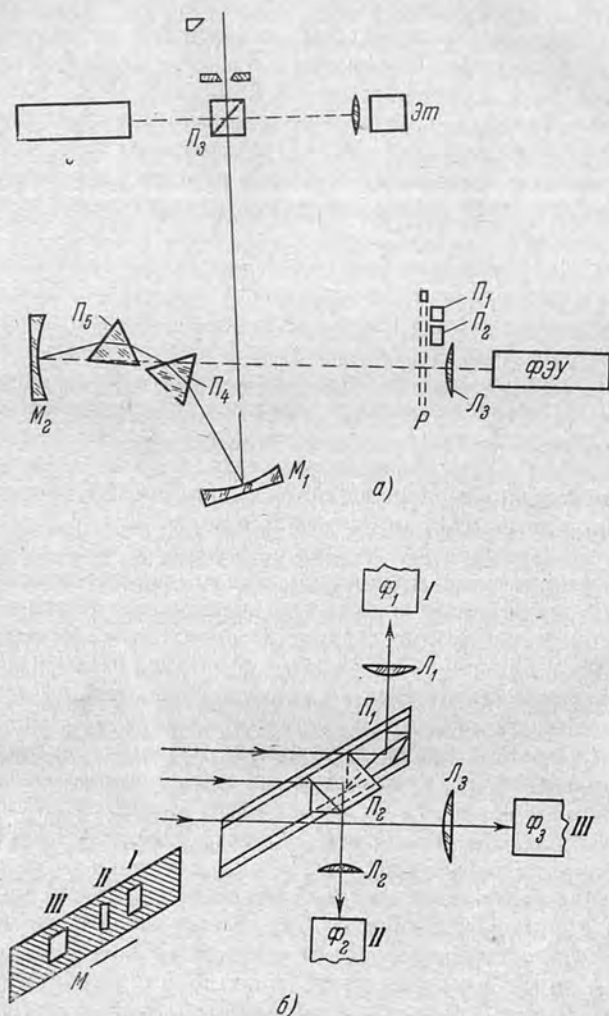


Рис. 111. а) Схема трехканального фотометра Димова. б) Схема разделителя спектральных областей в фотометре Димова.

следующие спектральные интервалы: 5100—5300, 4140—4290 и 3300—3640 Å. Основным преимуществом такого фотометра является большая свобода выбора исследуемых спектральных интервалов и одновременная регистрация во всех трех каналах. Недосток фотометра — изменения границ спектральных интервалов в ходе наблюдений из-за неточности гидирования: при размере рабочей диафрагмы 10" максимальное смещение спектральных областей составляет ± 50 , ± 25 и $\pm 12,5$ Å соответственно для зеленого, синего и ультрафиолетового участков. Этот прибор установлен на 70-сантиметровом рефлекторе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории и применяется для исследования непрерывного излучения звезд типа UV Cet во время вспышек.

Узкополосная фотоэлектрическая фотометрия эруптивных звезд может быть осуществлена также с помощью интерференционных светофильтров. Следует отметить, что для этого пригодны только фильтры с многослойными диэлектрическими покрытиями, так как фильтры с алюминиевым покрытием и диэлектрическим разделителем имеют малое пропускание в максимуме и далекие крылья с заметным пропусканием. Для изучения изменений эквивалентной ширины эмиссионной линии H_{β} в спектрах звезд типа UV Cet во время вспышек Чугайнов (1967) применял интерференционные фильтры Spectrolab; фильтры были центрированы на 4861 и 4990 Å, имели пропускание в максимуме 70% и полуширину полосы пропускания 70 Å. Эквивалентная ширина H_{β} во время вспышек исследовавшихся звезд составляла 100—300 Å, так что линейчатая эмиссия вспышки уверенно измерялась с фильтром указанной полуширины. Но в спокойном состоянии вспыхивающих звезд, в спектрах звезд типа Т Тау и некоторых других эруптивных объектов эквивалентные ширины H_{β} примерно в 10 раз меньше, и для их измерения нужны более узкополосные фильтры.

§ 3. Специфика поляризационных наблюдений

Измерение поляризации излучения всегда сводится к измерениям разностей интенсивности светового потока при различных положениях поляризационного анализа-

тора. При этом любые не связанные с поворотом анализатора изменения интенсивности света приведут к появлению некоторой ошибки в поляризационных измерениях. В принципе эту ошибку можно полностью исключить, если нам достаточно точно известна кривая изменения блеска звезды во время наблюдения. Но на практике очень трудно получить кривую блеска с нужной для этого точностью до 0,1% и с достаточным разрешением во времени, и обычно параметры поляризации вычисляются без учета изменений блеска. Поэтому в методике и аппаратуре, предназначенных для поляризационных наблюдений быстро меняющихся переменных звезд, необходимо предусмотреть специальные меры для устранения влияния ошибки, связанной с изменением блеска звезды.

Очевидно, что эта ошибка будет тем меньше, чем короче продолжительность одного полного цикла поляризационных измерений. Каждый такой цикл должен включать в себя измерения полной интенсивности света или интенсивности его поляризованной составляющей при необходимых (минимум — трех) положениях анализатора. Но случайная ошибка измерения, связанная с дробовым эффектом фототока и с мерцаниями звезды, возрастает с уменьшением полного времени наблюдения. Таким образом, требования наименьшего влияния изменений блеска и наилучшего усреднения случайных флуктуаций противоречат одно другому. Способ для разрешения этого противоречия указали Шаховской и Димов (1962). В созданном ими приборе — интегрирующем звездном электрополяриметре — полное измерение параметров поляризации состоит из многих последовательных циклов, результаты которых автоматически усредняются с помощью интегрирующих РС-ячеек. Длительность каждого цикла составляла 0,5 сек, а полное время усреднения — три или десять минут. Если изменение блеска звезды за время одного цикла (0,5 сек) достаточно мало, то даже значительные изменения блеска во время наблюдения не внесут заметных ошибок в полученные значения параметров поляризации. Опыт работы с этим прибором показал, что при изменениях блеска, достигающих 0^m,25/мин (Дибай и Шаховской, 1966; Ефимов, 1967), удается получить вполне надежные значения параметров поляризации.

Ефимов (1970) теоретически рассмотрел влияние изменений блеска звезды на результаты поляризационных наблюдений для методов, использующих автоматическое усреднение многих кратковременных циклов измерения. Он показал, что ошибка измерения параметров поляризации, возникающая при неучитываемых линейных изменениях блеска звезды, составляет

$$\Delta p \approx 20 \Delta T \frac{dm}{dt},$$

где Δp — ошибка в степени поляризации в процентах, $\frac{dm}{dt}$ — средняя скорость изменения блеска в звездных величинах в секунду и ΔT — длительность одного полного цикла измерения в секундах. Отсюда следует, что для поляриметра Шаховского и Димова (1962) с длительностью цикла 0,5 сек изменения блеска со скоростью 0^m,25/мин внесут ошибку порядка 0,05%, что существенно меньше средней случайной ошибки измерений. Если же поставить задачу измерения поляризации излучения звезд типа UV Cet во время вспышек, когда скорость изменения блеска достигает 0^m,1/сек с точностью не хуже 0,1%, то длительность единичного цикла измерения не должна превосходить 0,05 сек.

Для того чтобы поляризационные наблюдения быстрых эруптивных переменных звезд достаточно полно отражали реальные свойства их излучения в различных фазах активности, необходимо получить высокое разрешение во времени. Интервал временного усреднения параметров поляризации должен быть существенно меньше характерного времени изменения блеска и других характеристик этих звезд. Здесь, как и при рассмотрении влияния изменений блеска во время наблюдения, требование малого времени наблюдений находится в противоречии с требованием достаточной точности измерения. С одной стороны, время наблюдения должно быть достаточно большим для хорошего усреднения случайных флуктуаций сигнала, а с другой стороны — достаточно малым для обеспечения нужного разрешения во времени. Для правильного выбора интервала усреднения параметров поляризации в конкретных условиях необходимо знать зависимость точности

измерений от яркости звезды и возможных ее изменений, параметров аппаратуры и времени наблюдения. Эта зависимость подробно исследована в работе Ефимова (1970). Рис. 112, заимствованный из этой работы, дает соотношение между временем наблюдения, скоростью изменения

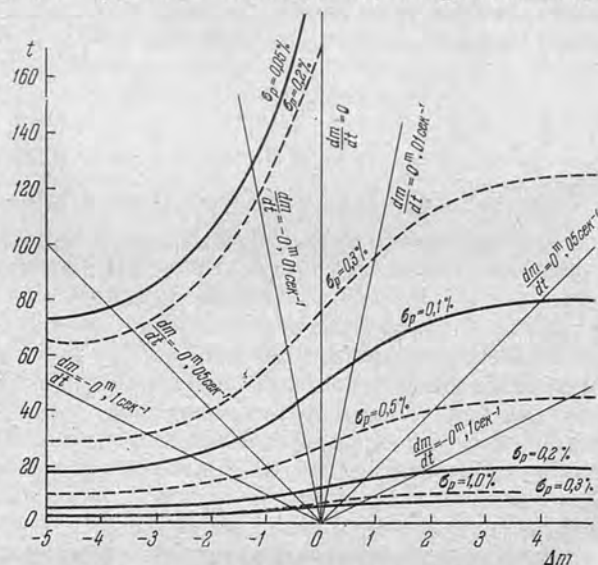


Рис. 112. Зависимость точности поляризационных наблюдений от скорости изменения блеска звезды $\frac{dm}{dt}$ и полного времени наблюдений t .

блеска звезды и точностью измерения параметров поляризации. По оси абсцисс отложена величина Δm — амплитуда линейного изменения блеска звезды за время наблюдения ($\Delta m > 0$ соответствует уменьшению блеска, $\Delta m < 0$ — возрастанию блеска). По оси ординат откладывается полное время наблюдения. Наклонные прямые линии соответствуют определенным значениям скорости изменения блеска. Кривые линии дают величины средней квадратичной ошибки в параметрах поляризации. Все вычисления выполнены для звезды 10^m , наблюдаемой с синим фильтром системы UBV . Приняты следующие параметры

аппаратуры: угловой диаметр диафрагмы $10''$, квантовый выход ФЭУ 0,1, темновой ток ФЭУ 50 имп/сек. Сплошные кривые соответствуют диаметру телескопа 2,6 м, пунктирные — 70 см. Из рисунка следует, что при скорости возрастания блеска $\frac{dm}{dt} = -0^m,1/\text{сек}$, характерной для всплеск звезд типа UV Cet, поляризация излучения звезды 10^m может быть измерена за 8–10 сек с ошибкой порядка 0,2% на 2,6-метровом телескопе и с ошибкой около 0,8% на 70-сантиметровом телескопе.

Зависимость точности измерений от яркости звезды для телескопа диаметром 1 м, построенная также по данным Ефимова (1970) при тех же параметрах аппаратуры и при времени измерения 100 сек, приведена на рис. 113. При этом считалось, что изменения блеска звезды во время наблюдения являются пренебрежимо малыми. Для перехода к другим телескопам и другому времени измерения можно пользоваться формулой

$$\sigma = \frac{1000 \sigma_0}{D \sqrt{T}},$$

где σ — средняя ошибка при наблюдениях с телескопом диаметром D см и временем усреднения T сек, а σ_0 — значение, снятое с графика.

Часто мы не можем априорно задать величину и скорость изменения параметров поляризации, необходимые для правильного выбора времени усреднения. В таких случаях целесообразно проводить непрерывные наблюдения с минимально возможным временем усреднения. Такие наблюдения могут дать максимум информации

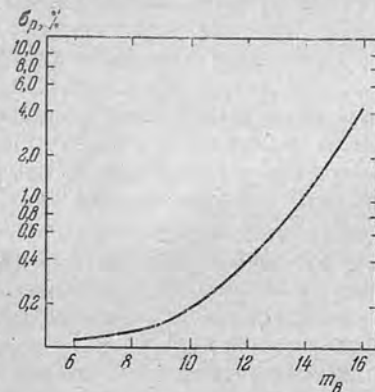


Рис. 113. Зависимость точности поляризационных измерений от яркости звезды при наблюдениях с телескопом диаметром 1 м.

о быстрых изменениях поляризации. Аппаратура для подобных наблюдений описана Осканяном, Кубичелой и Арсениевич (1967).

Попытка применения этой аппаратуры к наблюдениям поляризации излучения звезд типа UV Cet во время вспышек оказалась мало результативной из-за недостаточных размеров телескопа (60 см), не позволивших получить необходимую точность при достаточно малом времени усреднения.

Так как механизмы возникновения излучения в линиях и в различных областях непрерывного спектра эруптивных звезд могут быть совершенно различными, то параметры поляризации могут быть в общем случае весьма сложными функциями длины волны. Поэтому для однозначной интерпретации поляризационных наблюдений эруптивных переменных звезд необходимо знать кривую реакции приемника излучения (вместе со светофильтрами, поляризационной оптикой и т. д.). Всегда являются крайне желательными поляризационные наблюдения в различных областях спектра.

Информативность таких наблюдений при разумно выбранных положениях и ширинах полос реакции несравненно выше, чем наблюдений в одной области спектра.

В некоторых случаях поляризационные наблюдения в слишком широких спектральных областях вообще не дают правильного представления о поляризации излучения звезды.

Так, наблюдения Ефимова (1969) вспыхивающей звезды AD Leo в спокойном состоянии показали, что положения плоскости поляризации в цветах *B* и *V* системы *UBV* различаются почти на 90° при близкой величине степени поляризации (порядка 0,5%). Если бы мы провели наблюдения этой звезды в интегральном свете, то нашли бы поляризацию, существенно меньшую, чем реально существующая в отдельных областях спектра. Сильная зависимость параметров поляризации (как степени поляризации, так и положения плоскости поляризации) от длины волны наблюдается у многих переменных звезд различных типов (Крушевский, Герельс и Серковский, 1968; Шаховской, 1969).

ЛИТЕРАТУРА

- Абраменко А. Н., Прокофьева В. В., 1967, Изв. КрАО, 38, 252.
 Бааде и Минковский, 1954 — Baade W., Minkowski R., *ApJ* 119, 206.
 Бакос, 1969 — Bakos G. A., *Proceedings of the IAU Colloquium on non-periodic phenomena in variable stars*, Budapest.
 Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я., Монин Г. А., Чуваев К. К., 1967, Изв. КрАО 36, 277.
 Гершберг Р. Е., 1964, Изв. КрАО 32, 133.
 Гершберг Р. Е. и Чугайнов П. Ф., 1966, АЖ 43, 1168.
 Дибай Э. А., Есипов В. Ф., 1968, АЦ 470; АЖ 45, 566.
 Дибай Э. А., Есипов В. Ф., 1969, Труды IV Симпозиума МАС по непериодическим явлениям в нестационарных звездах. Будапешт.
 Дибай Э. А., Есипов В. Ф., Проник В. И., 1966, АЖ 43, 907.
 Дибай Э. А. и Шаховской Н. М., 1966, АЖ 41, 1319.
 Димов Н. А., 1966, Изв. КрАО 35, 279.
 Джонсон, 1967 — Johnson H. L., *Методы астрономии*, «Мир», стр. 149.
 Джонсон и Митчелл, 1962 — Johnson H. L., Mitchell R. I., *Comm. Lunar and Planet. Lab.* № 14.
 Ефимов Ю. С., 1967, Изв. КрАО 37, 251.
 Ефимов Ю. С., 1969, Изв. КрАО 39, 42.
 Ефимов Ю. С., 1970, Изв. КрАО 41—42, 373.
 Крафт Р., 1965, Взрывные переменные как двойные звезды, «Мир».
 Крон и Смит, 1951 — Kron G. E., Smith J. L., *ApJ*, 113, 324.
 Крушевский, Герельс, Серковский, 1968 — Kruszewski A., Gehrels T., Serkowski K., *AJ* 73, 677.
 Рункель, 1967 — Kunkel W. E., *Dissertation. University of Texas*.
 Мак-Ги и др., 1967 — McGee and al., *Advances in electronics and electron physics*, v. 22A, London.
 Мендоза, 1966 — Mendoza E. E., *ApJ* 143, 1010.
 Осканян, Кубичелла, Арсениевич, 1967 — Oskanian V., Kubicela A., Arsenijewic J. (in press).
 Смак, 1964 — Smak, *ApJ* 139, 1095.
 Уокер, 1965 — Walker M. F., *Sky and telescope* 29, 23.
 Чугайнов П. Ф., 1967, Изв. КрАО 38, 200.
 Шаховской Н. М., 1969, Изв. КрАО 39, 11.
 Шаховской Н. М. и Димов Н. А., 1962, Изв. КрАО 27, 291.
 Шевченко В. С., 1967, Диссертация, Ташкент.

УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

Абраменко А. Н. 357
Абт (Abt H. A.) 310, 346
Авени (Aveni A. F.) 278
Адольфссон (Adolfsson T.) 275
Алиев С. 313
Аллен (Allen C. W.) 24
Аллер (Aller L. H.) 122, 124, 136,
139, 140, 143, 154, 313
Амбарцумян В. А. 224, 231, 241,
245, 250, 251, 287, 290, 292
Антипова (Баранова) Л. И. 35, 38,
49, 56
Аракелян М. А. 218, 231, 251, 284
Аро (Haro G.) 249, 228—231, 244,
250, 264, 284, 285, 287—289, 299
Арп (Arp H. C.) 13, 14, 24
Арсениевич (Arsenijewic J.) 370
Артюхина Н. М. 273, 285

Бааде (Baade W.) 14, 50, 354
Бадалян Г. С. 267, 284
Байдельман (Bidelman W. P.) 114—
116, 176
Бакос (Bakos G. A.) 357
Баранова Л. И. (см. Антипова Л. И.)
Барвелл (Burwell C. C.) 115, 116
Барташ (Рачковская) Т. М. 48, 260
Бартая Р. А. 72, 100, 290
Баскомб (Buscombe W.) 25
Беклин (Beclin E. E.) 296
Белякина Т. С. 114, 116, 120, 121,
126, 127, 129, 130, 146, 154
Бём (Bohm K. H.) 250, 251
Бём-Витензе (Bohm-Vitense E.) 331—
333
Бербидж (Burbidge E. M.) 226, 343,
344
Бербидж (Burbidge G. R.) 226, 343,
344
Берман (Berman L.) 168, 170
Берто (Bertaud Ch.) 307
Бисбрук, ван (Bisbroeckvan G.) 183,
194
Блаау (Blaauw A.) 275, 285, 286
Благих (Blagikh A.) 263
Бланко (Blanco V. M.) 284
Бонд (Bond G. P.) 241
Бонзак (Bonshack W. K.) 255
Боттлингер (Bottlinger K. F.) 26
Боцула Р. А. 270
Боярчук А. А. 48, 49, 51, 57, 114,
115, 121, 122, 124, 126, 132, 142—
144, 148, 150—155, 160, 168, 310,
353
Бранкацио (Brancazio P. J.) 344

Бэбкок (Babcock H.) 70, 98, 258,
314—316, 325, 326, 330, 336

Валлерштейн (Wallerstein G.) 310,
316
Вардия (Vardya M. S.) 237
Варнер (Warner B.) 169, 176, 177
Варшавский (Varsavsky C. M.) 254,
276, 278
Вахман (Wachmann A. A.) 122, 179,
180
Вебер (Weber J.) 184
Вебстер (Webster L.) 115, 116
Велау (Wehlau W.) 335
Венцель (Wenzel W.) 121, 264—266,
268, 273, 275, 280
Викрамасингх (Wickramasinghe N. C.)
175
Виллстроп (Willistrop R. V.) 151
Вилсон (Wilson R. E.) 116, 184, 192
Вильямс (Williams J. A.) 208
Вокулер, де (Vaucouleurs de G.) 25
Вольф (Wolf M.) 241
Вольф (Wolf S.) 327
Воронцов-Вельяминов Б. А. 47, 48,
106, 134
Вошчик (Woszyk A.) 18
Вуд (Wood H. J.) 330
Вязовов В. В. 284

Гапошкин (Gaposchkin S.) 184, 242,
244, 279
Гаррисон (Garrison R. F.) 340
Герельс (Gehrels T.) 370
Герцшпрунг (Hertzsprung E.) 179,
215
Гершберг Р. Е. 126, 150, 151, 185—
188, 192, 195, 202, 203, 217, 219,
220, 226, 354, 362
Гётц (Götz W.) 268
Глаголевский Ю. В. 330, 337
Глебонкий (Glebocki R.) 18
Годовников Н. В. 150, 151
Гози (Gauzit J.) 122, 136
Горбачкий В. Г. 39, 44, 80, 83, 86,
87, 89, 92, 106, 111, 225, 237
Горделадзе Ш. Г. 107
Гордон (Gordon K. C.) 185, 224, 250,
251
Грант (Grant G.) 103
Гринштейн (Greenstein J.) 57, 71, 91,
108, 115, 170, 225, 226, 245, 255,
291, 329

Грубиссич (Grubissich C.) 284
Гумбольдт (Humboldt A.) 12
Гурзadian Г. А. 226, 287

Дальгрэн (Dahlgren E.) 12
Дамкёлер (Damkoehler J. E.) 184
Данцигер (Danziger I. J.) 168—
171, 176
Дейч (Deutsch A. J.) 140, 310, 316,
328, 329, 331, 345
Дженкинс (Jenkins L. F.) 121, 135,
142, 168
Джой (Joy A. H.) 67, 83, 108, 171,
181, 182, 193, 194, 242—246, 248,
249
Джонсон (Johnson H. L.) 299, 300,
360, 363
Джонсон (Johnson H. M.) 287
Джонсон (Johnson M.) 193, 225, 252,
268
Дибай Э. А. 287, 352, 366
Диван (Divan L.) 100
Димов Н. А. 360, 363, 364, 366,
367
Долидзе М. В. 284
Доремус (Doremus K.) 330
Драгомирецкая Б. А. 266
Дункан (Duncan J.) 286

Ерлексова Г. Е. 114
Есипов В. Ф. 352
Ефимов Ю. С. 236, 258, 310, 366—
370
Ефремов Ю. И. 114

Жевакин С. А. 338
Железняков В. В. 223
Жилиев Б. Е. 237
Жугжда Ю. Д. 337

Иванов В. В. 251
Иенсен (Jensen E.) 336
Импалломени (Impallomeni A. G.)
284
Ириарте (Iriarte B.) 257

Каллоглян Н. Л. 72
Кам Чинг Ленг (Kam Ching Leung)
339
Камерон (Cameron R. S.) 308, 316,
344
Камп, ван де (Kamp van de P.) 184
Кандел (Kandel R.) 238
Каплан С. А. 293, 294
Карпентер (Carpenter E. F.) 181
Каулинг (Cowling T. G.) 334
Кемпбелл (Campbell L.) 93, 95
Кертис (Curtis H. D.) 24
Кинан (Keenan P. C.) 170
Киппер Т. А. 251
Киселева Т. К. 272
Клейнманн (Kleinmann D. E.) 296
Коген (Kohen J. G.) 329

Когоутек (Kohoutek L.) 157, 161
Кодайра (Kodaira K.) 333, 335
Колесник И. Г. 224, 237, 252
Конти (Conti P. S.) 310, 316
Копал (Kopal Z.) 110
Копылов И. М. 15, 27, 49
Коровяковский Ю. П. 87
Крафт (Kraft R. P.) 21, 58, 66—68,
70, 90, 107, 109, 309, 340, 353
Кривошеина А. А. 335
Кристальди (Cristaldi S.) 187
Крон (Kron G. E.) 185, 224, 257,
362
Крушевский (Kruszewski A.) 177, 370
Кубичела (Kubicela A.) 370
Кукарин Б. В. 26, 66, 94, 114
Кумайгордская Р. Н. 47, 330
Кумар (Kumar S. S.) 232, 234
Кункель (Kunkel W. E.) 185, 187,
193, 194, 206—208, 218—220, 222,
235, 354, 358, 359, 362
Курочкин Н. Е. 244, 267
Кухи (Kuhi L. V.) 254, 284
Кшеминский (Krzeminski W.) 21, 75,
79, 104, 105
Кэннон (Cannon N.) 129

Лампланд (Lampland C. O.) 241
Леду (Ledoux P.) 337, 338
Ливитт (Leavitt H. C.) 241
Лиллер (Liller W.) 185
Лим (Lim Ham-keng) 284
Линдсей (Lindsay E. M.) 121
Липпинкотт (Lippincott S. L.) 183,
184
Ловелл (Lowell V.) 190, 210—212, 215
Локвуд (Lockwood G.) 330
Лорте-Цукерман (Lortet-Zuckermann
M.) (см. Цукерман)
Лоу (Low F. J.) 296, 297
Лукацкая Ф. И. 267
Лундмарк (Lundmark K.) 12, 24, 126
Лютен (Luyten W.) 66, 181
Лябин В. М. 337

Маанен, ван (Maanen van A.) 180, 181
Майерскаф (Myerscough V. P.) 177
Майнунгер (Meinunger L.) 246, 271,
280
Мак-Ги (McGee R. X.) 296, 353
Мак-Карти (McCarthy M. F.) 300
Мак-Каски (McCuskey S. W.) 273
Мак-Лафлин (McLaughlin D. B.) 15,
24, 26, 30, 36, 58
Мамфорд (Mumford G. S.) 19, 67, 73
Манова Г. А. 284
Магьян (Magyan C.) 288
Мартель (Martel L.) 95—97
Маффей (Maffei P.) 263, 284
Мейалл (Mayall M.) 126, 169
Мендоза (Mendoza E. E.) 252,
361
Менон (Menon T. K.) 300
Меррилл (Merrill P. W.) 113—116,
121, 124, 129, 130, 132, 134, 143—145,
154, 155

Местель (Mestel L.) 346
 Минин И. Н. 39, 44
 Минковский (Minkowski R.) 157, 289, 354
 Мирзоян Л. В. 72, 100, 126, 251
 Митчелл (Mitchell R. J.) 193, 268, 299, 300, 363
 Михалас (Mihalas D.) 308, 335, 342
 Монохан (Monaghan J. J.) 334
 Морено (Moreno A.) 244, 284
 Мосидзе Л. Н. 268, 269, 272
 Мустель Э. Р. 35, 37, 38, 40, 41, 47, 49, 51, 55—57

Нейгебауер (Neugebauer G.) 296
 Нейл (McKibben — Nail V.) 14

О'Делл (O'Dell C. R.) 115, 134
 О'Киф (O'Keefe J. A.) 175, 176
 Олмстед (Olmsted M.) 194
 Осава (Osawa K.) 307
 Осканян (Oskanjan V.) 182, 185, 188, 231, 370
 Остерброк (Osterbrock D. E.) 289
 Оук (Oke J. B.) 172, 173

Паренато П. П. 66, 94, 114, 242, 261—263, 265, 272, 284, 291
 Парсамян Э. С. 286
 Патстон (Patston G. E.) 212, 213
 Пачинский (Paczynski B.) 21, 107
 Пейдж (Page T.) 181
 Пейн-Гапошкина (Payne-Gaposchkin C.) 13, 16, 23, 114, 116, 121, 167, 171—174, 176, 242, 244, 278
 Пелс (Pels G.) 285, 286
 Перек (Perck L.) 159
 Пеш (Pesch P.) 300
 Пикельер С. Б. 138, 293
 Пласскетт (Plaskett H. H.) 113
 Поведя (Poveda A.) 233, 297
 Прагер (Prager R.) 114
 Прендергаст (Prendergast K.) 79
 Престон (Preston G. W.) 318, 325, 326—328, 330, 339
 Провин (Provin S. S.) 326
 Прокофьева В. В. 357
 Проник В. И. 150, 352
 Проник И. И. 51
 Пти (Petit M.) 182, 183, 184

Размадзе Н. А. 134, 286
 Ракос (Rakos K.) 326, 339
 Рачковская Т. М. (см. Барташ Т. М.)
 Реддиш (Reddish V. C.) 300
 Ренсон (Renson P.) 313, 314, 330, 345, 346
 Робинсон (Robinson B. J.) 296
 Розино (Rosino L.) 24, 28, 230, 284, 353
 Рок (Roques P. E.) 185, 187, 189
 Романо (Romano C.) 121, 122, 284
 Росс (Ross J. E.) 313
 Руденко В. М. 313

Рудкёбинг (Rudkjøbing M.) 244, 275, 284
 Рябчикова Т. А. 329, 330, 334

Саржент (Sargent W. L. W.) 311
 Сахаде (Sahade J.) 115, 143
 Свингс (Swings P.) 115, 121, 143, 143
 Секко (Secco L.) 107
 Серковский (Serkowski K.) 177, 370
 Сирл (Searle L.) 168, 170, 176
 Ситон (Seaton M. J.) 160
 Слеттебак (Slettebak A.) 308
 Сли (Slee O. B.) 212, 213
 Смак (Smak J.) 277, 278, 362
 Смит (Smith E.) 257
 Смит (Smith B. J.) 297
 Смит (Smith J. L.) 362
 Смолинский (Smolinski J.) 18
 Соболев В. В. 140
 Соломон (Solomon L. H.) 183, 185, 210—213, 226
 Старикова Г. А. 262
 Стейниц (Steinitz R.) 326, 331
 Стемпень (Stepien K.) 327, 328
 Степанов В. Е. 310
 Степанян Н. Н. 237
 Стёрч (Sturch C.) 326
 Стефенсон (Stephenson Ch. B.) 115
 Стиббс (Stibbs D. N.) 331
 Стремгрен (Strömrgren B.) 308
 Стренд (Strend K.) 66
 Струве (Struve O.) 115, 121, 143, 143, 181, 226, 241, 244, 245, 275, 284
 Суон (Swore H. H.) 116
 Сыроватский С. И. 337
 Сэндиг (Sandig H. U.) 126
 Сэнфорд (Sanford R. F.) 116, 255

Теккерей (Thackeray A. D.) 115
 Тиффт (Tift W. E.) 115
 Тринор (Treanor P. H.) 300

Уиппл (Whipple F. L.) 210—212, 226
 Уитни (Whitney B.) 286
 Унно (Unno W.) 333
 Уокер (Walker E. N.) 315
 Уокер (Walker M. F.) 20—22, 58, 59, 110, 254, 275, 284, 352, 353
 Уорселл (Worsell W. M.) 241
 Уранова Т. А. 273
 Уэйд (Wade C. M.) 300
 Уэстон (Weston E. B.) 258, 284, 286

Фаулер (Fowler W. A.) 343, 344
 Фист (Feast M. W.) 168, 169, 171, 172, 174, 176
 Франк-Каменецкий Д. А. 252, 256

Хаббл (Hubble E.) 13, 27
 Хаммер (Hummer D. G.) 147
 Харман (Harman R. J.) 160
 Хачикян Э. Е. 286

Хаяши (Hayashi Ch.) 232, 294—296, 330
 Хенайз (Henize K.) 14, 24, 115, 284
 Хеньи (Henyeu L. G.) 232
 Хербинг (Herbig G. H.) 115, 134, 171, 174—176, 194, 219, 231, 244, 245, 247—251, 253—256, 258—260, 270, 272, 273, 280, 284—288, 290, 291, 296
 Херцег (Herczeg T.) 109
 Хиггинс (Higgins C. S.) 210, 211
 Хидайат (Hidayat B.) 284
 Хиланд (Hyland A. R.) 342
 Хильтнер (Hiltner W. A.) 257
 Химпель (Himpel K.) 126
 Хинд (Hind J. R.) 241
 Хиндерер (Hinderer F.) 70, 98
 Хог (Hoag A. A.) 257
 Хогг (Hogg F. S.) 113, 120, 143
 Хойвел, ван ден (Heuvel van den E. P. J.) 316, 340, 345
 Хойл (Hoyle E.) 175, 244, 343, 344
 Холл (Hall R. C.) 286
 Холопов П. Н. 114, 244, 245, 262, 264, 272, 273, 275, 280, 284, 286, 290, 293, 294
 Хоуард (Howard V. S.) 20, 21
 Хоутен (Houten C. J.) 22
 Хофмейстер (Hofmeister C.) 243, 246, 247, 260, 261, 264, 265, 272, 284
 Хоффлейт (Hoffleit D.) 14, 24, 184
 Хохлова В. Л. 313, 329, 330, 334, 335
 Хунгер (Hunger K.) 253, 257
 Хьюматон (Humason M. L.) 171, 181, 182, 193, 194
 Хьюс (Hughes E. E.) 181
 Хюльст, ван де (Hulst van de H. C.) 54

Цвикки (Zwicky F.) 14
 Цераская Л. П. 241
 Цесевич В. П. 266

Цзе (The Pik-Sin 284
 Цзе Цунг (The Tsung H.) 12
 Циннер (Zinner E.) 12
 Цуджи (Tsuji T.) 237
 Цукерман (Лорте-Цукерман) М. (Zuckermann M.) 70, 72—74, 93, 98, 99, 103, 107

Чавира (Chavira E.) 229, 230, 299
 Чжан (Cian A.) 230
 Чинкарини (Chinkarini G.) 20, 21, 110
 Чуваев К. К. 51, 101, 103
 Чугайнов П. Ф. 185—191, 193, 195, 202—205, 215, 220, 221, 223, 267, 354, 365

Шайн Г. А. 141, 170
 Шалонж (Chalange D.) 100
 Шаров А. С. 28, 126, 127, 157, 270
 Шаховский Н. М. 366, 367, 370
 Шацман (Schatzman E.) 60, 225, 226
 Шевченко В. С. 252, 267, 270, 272, 278, 357
 Шепли (Shapley H.) 184, 242
 Шкловский И. С. 137, 296

Эгген (Eggen O. J.) 308
 Эйбелл (Abell G. O.) 193
 Экстин (Eksteen J. P.) 189
 Элви (Elvey C.) 70, 97, 116
 Энгелькемер (Engelkemeir D.) 193
 Эндрюс (Andrews A. D.) 185, 190, 192, 218

Якембовский (Jarzemowski T.) 326
 Якия (Jaschia L.) 122
 Яшек К. (Jaschek C.) 308, 311, 340, 345
 Яшек М. (Jaschek M.) 308, 311, 340, 345

ЭРУПТИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ

М., 1970 г., 376 стр. с илл.

Редактор Г. С. Куликов.
Техн. редактор С. Я. Шкляр
Корректоры Е. А. Белицкая,
И. Б. Мамулова.

Сдано в набор 14/V 1970 г. Подписано
к печати 23/IX 1970 г. Бумага 84×108¹/₂.
Физ. печ. л. 11,75 Условн. печ. л. 19,74
Уч.-изд. л. 20 Тираж 1600 экз.
Т-15112 Цена книги 1 р. 90 к.
Заказ № 638.

Издательство «Наука».
Главная редакция
физико-математической
литературы

Москва, В-71, Ленинский
проспект, 15.

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

НАО и ПЛАНЕТАРИУМ Дж. Бруно*
Димитровград - 4, тел. 37-97

1 п. 90 к

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ
И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

ЭРУПТИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ

ЭРУПТИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ

