

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22

ФЕВРАЛЬ, 1985

ВЫПУСК 1

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ VL Lac. АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ. I <i>В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева</i> | 5 |
| ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХ ОБЪЕКТОВ ТИПА VL Lac <i>С. Г. Марченко</i> | 15 |
| ЦВЕТА И БЮРАКАНСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЛАКТИК <i>В. Г. Малумян</i> | 25 |
| ПЯТИЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ DQ Her (N Her 1934). I <i>Е. С. Дмитриенко, Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской</i> | 31 |
| О ПЕРЕМЕННОСТИ ВОДОРОДНОЙ И КАЛЬЦИЕВОЙ ЭМИССИИ В СПЕКТРЕ SU Aur <i>В. П. Грикин, А. С. Мицкевич, Л. В. Тимошенко</i> | 43 |
| СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД SV Cep, UX Ori И DD Ser <i>Л. В. Тимошенко</i> | 51 |
| СОДЕРЖАНИЕ ГОРИЯ В АТМОСФЕРАХ Am-ЗВЕЗД <i>Л. С. Лобимков, И. С. Саванов</i> | 63 |
| УТОЧНЕНИЕ МК-КЛАССИФИКАЦИИ ПО НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРАМ И СРЕДНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ЗВЕЗД КЛАССОВ O9—A0 <i>Е. В. Рубан</i> | 75 |
| ВСПЫХИВАЮЩИЕ И n _v В ЭМИССИИ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА <i>Э. С. Парсмян</i> | 87 |
| О КИНЕМАТИКЕ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ <i>Г. Н. Салуквадзе</i> | 97 |
| ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД С ИЗВЕСТНЫМИ ОРБИТАМИ <i>Э. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон</i> | 105 |
| МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ ЯРКОГО КОМПОНЕНТА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ « Sgr <i>В. В. Левшин, Г. П. Топильская</i> | 121 |
| О ВРЕМЕНАХ РЕЛАКСАЦИИ В СВЕРХТЕКУЧИХ ЯДРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян</i> | 137 |
| VVR-НАБЛЮДЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВЕЗД В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЯХ <i>Л. А. Павлова, Ф. К. Рспаев</i> | 145 |
| ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ НИЗКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ <i>Л. Н. Кондратьева</i> | 153 |

(Продолжение на 4-й странице обложки)

БРЕВАН

Խ Ե Ր Պ Պ Ր Պ Ն Կ Մ Ա Կ Ո Ւ Է Գ Ի Մ

Գ. Ս. Բինոսյանի-Կոզան, Ա. Ս. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրաջևի, Լ. Ս. Լուուդ,
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիրաձե, Ի. Ս. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մասնիչ, Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի
տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ. Յու. Տերեբիժ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачуккий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Кяладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, Б. Е. Маркарян, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терезиж, Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ազգային է ինքնատիպ հոդվածներ տաղերի ֆիզիկայի, միգամետությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սամմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեք է 1 ա. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ա. 80 կ. մեկ ամսվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծգունտորդեայա կենթա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 520.85+520.82

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
BL Lac. АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ. I

В. А. ГАГЕН-ТОРН, С. Г. МАРЧЕНКО, В. А. ЯКОВЛЕВА

Поступила 5 апреля 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Статья посвящена анализу результатов поляризационных и фотометрических наблюдений BL Lac за 1969—1982 гг., опубликованных в [1]. Фотометрические данные согласуются с двухкомпонентной моделью объекта: гигантская эллиптическая галактика плюс точечный источник, меняющийся по интенсивности, но с неизменным распределением энергии. Из рассмотрения поляризационных данных следует, что у BL Lac имеется преимущественное направление поляризации, причем высокие степени поляризации встречаются только при направлениях, близких к преимущественному. Зафиксирована сильная переменность поляризации с характерным временем порядка 1 часа, однако всего в двух случаях из 316.

1. *Введение.* В статье [1] была обоснована важность исследования фотометрического и поляризационного поведения лацертид, были опубликованы результаты выполненных в Астрономической обсерватории Ленинградского университета наблюдений BL Lac и проведено их сопоставление с данными других наблюдателей, показавшее хорошее согласие. В настоящей работе будут приведены некоторые результаты анализа опубликованных в [1] наблюдательных данных.

2. *Анализ фотометрических данных.* При анализе фотометрических данных мы использовали методику исследования, являющуюся развитием методики, предложенной Холоневским [2] для изучения переменных внегалактических объектов. Суть ее состоит в том, что после перехода от звездных величин к плотностям потоков (в дальнейшем для краткости будем называть их просто «потоками») проводится сопоставление этих величин, полученных в разных цветовых полосах. Если излучение объекта состоит из постоянного компонента и компонента, переменного по интенсивности, но с неизменным распределением энергии, то в пространстве потоков точки, соответствующие наблюдаемым потокам, должны лежать на прямой линии. «Направляющие тангенсы» этой прямой определяют показатели цвета переменного компонента. (Отметим, что аналогичный под-

ход был предложен одним из авторов этой статьи для исследования результатов поляризационных наблюдений переменных внегалактических объектов [3, 4]).

Для получения сведений о показателях цвета переменного компонента достаточно перехода к потокам в некоторых относительных единицах, что и делает Холоневский [2]. Существенно большая информация может быть получена в случае перехода к потокам в абсолютных единицах. Если воспользоваться абсолютной калибровкой B , V -величин, даваемой Джонсоном [5], то для потоков в мЯн получаются следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \lg \Phi_B &= 6.670 - 0.4 B \\ \lg \Phi_V &= 6.600 - 0.4 V \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Допустим, что точки, соответствующие наблюдаемым B , V -величинам, в пространстве (Φ_V, Φ_B) лежат на прямой линии, т. е.

$$\Phi_B = a\Phi_V + b. \quad (2)$$

Очевидно, для переменного компонента будем иметь $(\Phi_B/\Phi_V)_{\text{var}} = a$. Для определения его показателя цвета эту величину достаточно подставить в формулу

$$\lg(\Phi_B/\Phi_V) = 0.070 - 0.4(B - V), \quad (3)$$

полученную вычитанием второго из выражений (1) из первого. Будем иметь

$$(B - V)_{\text{var}} = -2.5 \lg a + 0.175. \quad (4)$$

Что же касается постоянного компонента, то представляющая его точка должна лежать на прямой (2) ближе к началу координат, чем точки, соответствующие наблюдаемым потокам. Но чтобы ее найти и разделить тем самым компоненты, необходимо сделать дополнительное предположение. Одна из возможностей состоит в том, чтобы задать показатель цвета постоянного компонента $(B - V)_{\text{const}}$. Геометрическим местом точек, соответствующих компонентам различной интенсивности с показателем цвета $(B - V)_{\text{const}}$, будет исходящий из начала координат луч $\Phi_B = a\Phi_V$, где согласно (3)

$$a = 10^{0.070 - 0.4(B - V)_{\text{const}}}. \quad (5)$$

Тогда потоки Φ_B^{const} и Φ_V^{const} найдутся как решение системы

$$\left. \begin{aligned} \Phi_B &= a\Phi_V + b \\ \Phi_B &= a\Phi_V \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Величины Φ_B и Φ_V , найденные для BL Lac по нашим фотометрическим данным с помощью формул (1), сопоставлены на рис. 1 (точки соответствуют наблюдениям, выполненным с диафрагмой 27", крестики—19"). Видно, что точки ложатся на прямую линию, так что результаты наблюдений могут быть достаточно хорошо представлены вышеуказанной двухкомпонентной моделью.

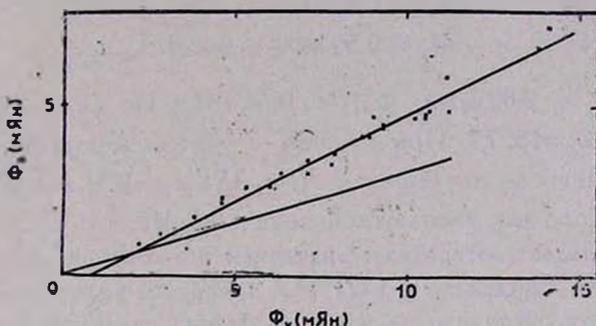


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемых потоков Φ_B и Φ_V для BL Lac. ● — 27", × — 19".

Если способом наименьших квадратов провести прямые, считая, что все ошибки заключены сначала, скажем, в Φ_B , а потом в Φ_V , и взять затем среднюю прямую (она проведена на рис. 1), то уравнение ее будет $\Phi_B = 0.521 \Phi_V - 0.420$. Подставляя $a = 0.521$ в (4), получим $(B - V)_{\text{var}} = -0^m88$. Ошибка в определении коэффициента a не больше 0.020, так что $(B - V)_{\text{var}}$ определяется с точностью $\pm 0^m04$. BL Lac расположена на галактической широте -10° , поэтому необходимо внести поправку за покраснение. Согласно нескольким независимым определениям [6, 7] избыток цвета для нее $E_{B-V} = 0^m30$, так что после исправления будет $(B - V)_{\text{var}} = 0^m58 \pm 0^m04$. Это значение согласуется с полученным Холоневским [2], который использовал другой наблюдательный материал.

Обратимся теперь к разделению компонентов. Как следует из результатов работ [8, 9], в случае BL Lac «подстилающая галактика» представляет собой гигантскую эллиптическую галактику размером $\approx 20''$. Наши наблюдения, выполненные с диафрагмой 27", должны регистрировать практически все излучение галактики (подтверждением этого может служить то, что крестики на рис. 1, соответствующие наблюдениям с диафрагмой 19", почти не уклоняются от прямой). Для гигантской эллиптической галактики $(B - V)_p = 0^m90$ [10]. BL Lac имеет красное смещение $z = 0.07$. Согласно [11] K-поправка для нее будет $K_{B-V} = 0^m23$. Поз-

тому с учетом галактического покраснения $E_{B-V} = 0^m30$ для наблюдаемого показателя цвета подстилающей галактики можно принять $(B-V)_{\text{const}} = 1^m43$. Подстановка этого значения в (5) дает $\alpha = 0.314$ (соответствующий луч также проведен на рис. 1) и система (6) запишется:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_B &= 0.314 \Phi_V \\ \Phi_B &= 0.521 \Phi_V - 0.420 \end{aligned} \right\}$$

Отсюда $\Phi_V^{\text{const}} = 2.02$ мЯн, $\Phi_B^{\text{const}} = 0.64$ мЯн. По (1) получаем $B_{\Gamma}^{\text{мбл.}} = 17^m20$, $V_{\Gamma}^{\text{мбл.}} = 15^m77$. При $z = 0.07$ с учетом K -поправки ($K_V = 0^m11$ [11]) и поправки за поглощение $A_V = 3E_{B-V} = 0^m9$ это дает при $H_0 = 50$ км/с/Мпс для абсолютной величины $M_V = -23^m3$. Полученное значение совпадает со средним значением абсолютной величины, которое было выведено Сандейджем [12] для ярчайших эллиптических галактик. Таким образом, выполненное нами выделение галактического компонента является самосогласованным.

Недавно в работе [13] отстаивалась точка зрения, что подстилающая галактика в случае BL Lac является спиральной. Это представление, как нам кажется, не согласуется с результатами фотометрических наблюдений. В случае спиральной галактики $(B-V)_{\text{const}}$ должен быть меньше, чем принятый нами. Это приведет к увеличению Φ_V^{const} . При этом M_V увеличится по модулю (на 0^m25 при уменьшении $(B-V)_{\text{const}}$ до 1^m33) и выйдет за пределы допустимого для спиральных галактик интервала.

3. *О быстрой переменности BL Lac.* Важной характеристикой лацертид (как, впрочем, и других компактных внегалактических объектов) является скорость переменности, знание которой позволяет получить оценку линейных размеров области, ответственной за переменность. Наиболее обстоятельной работой, посвященной поискам переменности на коротких временных шкалах у лацертид, является работа Мура и др. [14], в которой даются результаты кооперативных наблюдений BL Lac в течение нескольких последовательных ночей. В этой работе надежно зафиксированы небольшие изменения поляризации и блеска в течение ночи.

Мы также несколько раз пытались обнаружить быструю переменность поляризации BL Lac, для чего вели непрерывные наблюдения объекта в течение нескольких часов. Для выяснения наших возможностей выявления быстрой переменности, по данным всех опубликованных в [1] наблюдений (выполненных без фильтров), были построены графики, дающие зависимость среднеквадратичных отклонений единичного измерения поляри-

зации $\sigma_1^{(p)}$ и блеска $\sigma_1^{(m)}$ (оценки блеска получены из поляризационных записей в качестве побочного продукта) от отношения $n_{ос}/n_{\phi}$, характеризующего до некоторой степени уровень блеска объекта и атмосферные условия наблюдения. На этих графиках (первый из них приведен на рис. 2) не видно систематического различия в положении точек, соответствующих наблюдениям, выполненным с разными диафрагмами, так что точность, по-видимому, зависит не столько от абсолютного уровня блеска,

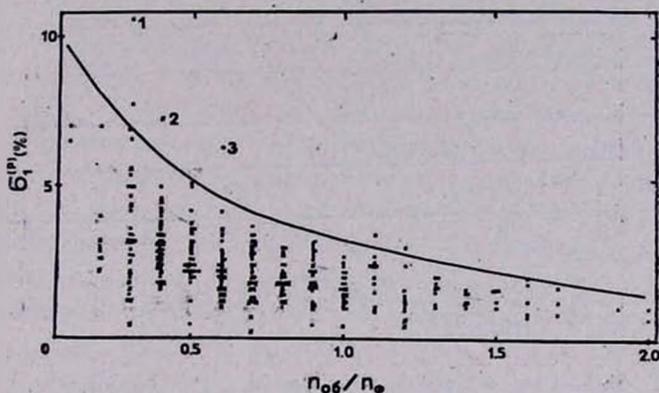


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичных уклонений единичных оценок степени поляризации от отношения $n_{ос}/n_{\phi}$. Цифрами отмечены наблюдения: 1 — 1/2.X.1981 г.; 2 — 21/22. IX. 1973 г.; 3 — 6/7. X. 1978 г.

сколько от отношения $n_{ос}/n_{\phi}$, учитывающего и атмосферные факторы. Кривая на рис. 2 представляет собой верхнюю огибающую основного массива точек; выше нее оказывается несколько точек с существенно большими значениями $\sigma_1^{(p)}$, чем у основной массы. Эти точки являются подозрительными на быструю переменность поляризации, так как при прочих равных условиях среднеквадратичные уклонения при наличии переменности должны быть выше.

Наиболее длительным из всех наших наблюдений оказалось наблюдение, выполненное 16/17. VIII. 1974 г. (6 часов, 18 серий). На рис. 3 результаты для этой ночи представлены в графической форме. В первых двух полосах даются относительные параметры Стокса p_0 и p_{45} (в инструментальной системе отсчета углов), в третьей полосе — блеск $m_{отн}$ (с произвольным нуль-пунктом). Горизонтальные прямые дают средний уровень, вертикальные штрихи — среднеквадратичные уклонения. Для p_0 и p_{45} они составляют, соответственно, 2,7% и 1,7%, для блеска — 0^m.036. Ни в одной из полос максимальное уклонение отдельных точек от средней прямой не превышает 2σ . При отношении $n_{ос}/n_{\phi} = 0,6$, как это было в данную ночь, среднее значение $\sigma_1^{(p)}$, согласно рис. 2, составляет около

2%, так что, если учесть еще, что положительные и отрицательные отклонения параметров Стокса распределены случайно, можно утверждать, что в ночь 16/17. VIII. 1974 г. поляризационной переменности зафиксировано не было. Среднее значение $\sigma_1^{(m)}$ при $n_{об}/n_{\phi} = 0.6$ составляет 0^m065 , поэтому то же самое можно сказать о переменности фотометрической.

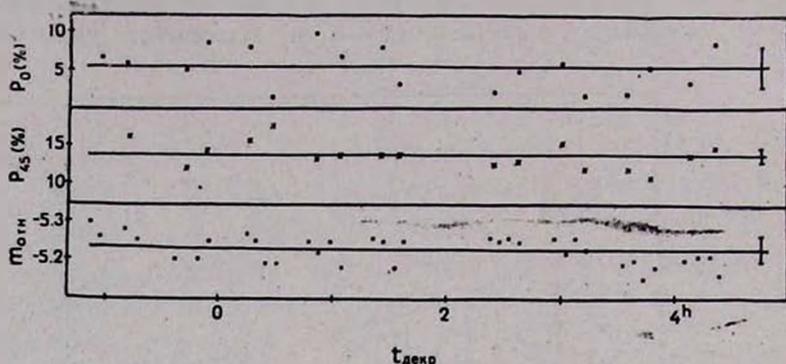


Рис. 3. Зависимость относительных параметров Стокса и блеска от времени наблюдения для 16/17. VIII. 1974 г.

Ясно, что из-за большой величины среднеквадратичных отклонений единичного измерения (что обусловлено использованием небольшого телескопа) мы имеем шансы зарегистрировать лишь сильные изменения. В

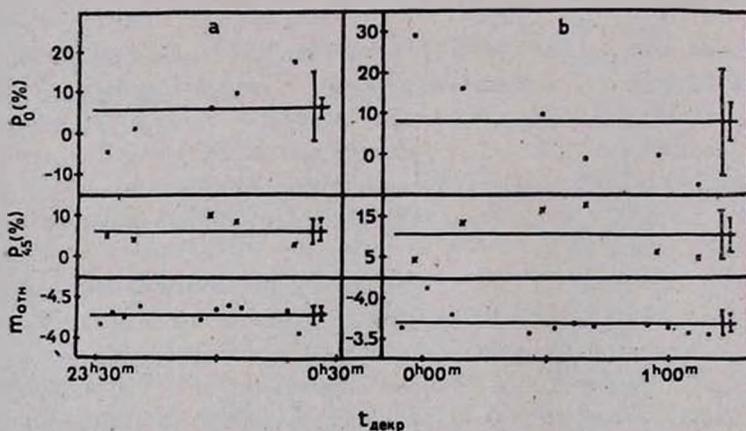


Рис. 4. Изменения со временем параметров Стокса и блеска; а) 6/7. X. 1978 г. и б) 1/2. X. 1981 г.

поисках свидетельств быстрой переменности нами были тщательно просмотрены все записи, в особенности те, для которых $\sigma_1^{(p)}$ и $\sigma_1^{(m)}$ существенно превышают средние значения. На основании этого изучения можно сделать вывод, что ни разу блеск BL Lac за время наблюдения не изме-

нился больше, чем на 0^m3 . Наиболее уверенное изменение было зафиксировано 4/5. IX. 1973 г., когда блеск за час уменьшился на 0^m3 (при неизменном уровне фона неба).

Обратимся теперь к поляризационной переменности. На рис. 2 выше кривой располагаются 6 точек. Как показал анализ, в трех случаях нет оснований утверждать, что увеличение $\sigma_1^{(m)}$ обусловлено переменностью. Из трех оставшихся наблюдений, то, которое выполнено 21/22. IX. 1973 г., состоит всего из трех серий, и, хотя переменность здесь можно заподозрить, мы не будем останавливаться на подробном анализе этого наблюдения. Данные для двух других (6/7. X. 1978 г. и 1/2. X. 1981 г.) графически представлены на рис. 4а, б. Здесь, как и на рис. 3, в последовательных полосах нанесены изменения со временем параметров Стокса и блеска. Указаны средние значения и среднеквадратичные отклонения. Прерывистые штрихи дают найденные по рис. 2 средние значения отклонений, соответствующие тем отношениям n_{0g}/n_0 , которые имели место при наблюдениях. Использование критерия Фишера [15] сравнения дисперсий (σ^2) показывает, что для первой полосы различие наблюдаемой и средней дисперсий статистически значимо на очень жестком уровне значимости 0.001.

Рассмотрение рис. 4 позволяет заключить, что нами дважды были зафиксированы сильные изменения одного из параметров Стокса за время порядка одного часа. Один раз это было систематическое увеличение параметра p_0 от -4.5% до $+17.5\%$, второй раз — уменьшение (тоже систематическое) от $+29.1\%$ до -6.8% . Трудно сказать определенно, сопровождались ли эти изменения изменениями блеска. 6/7. X. 1978 г. $\sigma_1^{(m)}$ лишь незначительно превышает среднее значение, в основном за счет последней точки, уклоняющейся вниз. Это отклонение скорее всего связано с приближением объекта к краю диафрагмы. 1/2. X. 1981 г. различия между среднеквадратичными отклонениями несколько больше, но также имеется одна сильно выделяющаяся точка. Правда здесь наблюдается увеличение блеска, так что найти инструментальную причину труднее. Возможно, что это изменение блеска реально, но так или иначе связь между изменениями относительных параметров Стокса и блеском не прослеживается.

Переменность с характерным временем 1 час дает оценку размера источника $R \leq 10^{14}$ см.

4. О наличии преимущественного направления поляризации у BL Lac. В своем обзоре [16] Энжел и Стокман указывают, что по характеру переменности направления поляризации лацертиды можно разделить на две группы: те, у которых имеется преимущественное направление поляризации, и те, у которых его нет. BL Lac они относят ко второй группе. Рассмотрение всех имеющихся сейчас данных (большую часть которых со-

ставляют полученные нами) показывает, что это не так. На рис. 5 представлено распределение наблюдаемых направлений поляризации. (Отметим, что хотя BL Lac находится на небольшой галактической широте, межзвездная поляризация для нее меньше, чем 0.8% [14], и ею можно пренебречь при анализе, поскольку наблюдаемая степень поляризации почти всегда высока). Штриховой линией нанесено распределение только по нашим данным (316 наблюдений), сплошной — распределение по всем

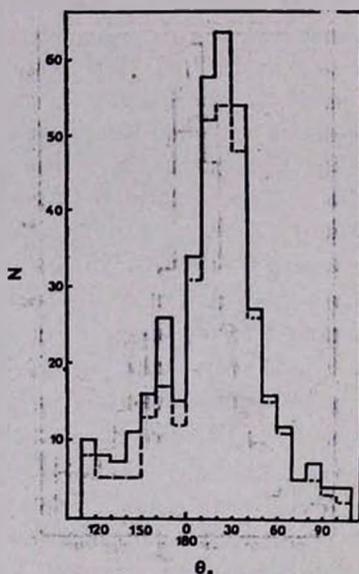


Рис. 5. Распределение наблюдаемых направлений поляризации у BL Lac.

известным нам наблюдениям (их 378). Нет никакого сомнения в том, что преимущественное направление имеется. В интервале углов от 0° до 50° располагается более двух третей всего массива данных. Среднее значение составляет около 20° . Правда встречаются и наблюдения с направлением поляризации вблизи 110° , но говорить, как это делается в [16], что у BL Lac «нет тенденции к наличию преимущественного направления», конечно нельзя. Наши данные более-менее равномерно распределены по наблюдательным сезонам и поэтому нет оснований считать, что найденное нами распределение, показывающее преимущественное направление, обусловлено тем, что наблюдения велись с большей частотой в те периоды, когда направление поляризации оказывалось в интервале 0° — 50° .

Более того, можно утверждать, что у BL Lac, как, например, и у OJ 287 [3], имеется связь между направлением поляризации и ее степенью. Соответствующая зависимость графически представлена на рис. 6, где точки относятся к нашим наблюдениям, крестики — к найденным на-

ми в литературе. Видно, что за исключением одной-двух точек высокие степени поляризации ($> 15\%$) встречаются лишь в окрестности области преимущественного направления поляризации, в интервалах же углов от 110° до 150° и от 60° до 110° степень поляризации в основном меньше 10% .

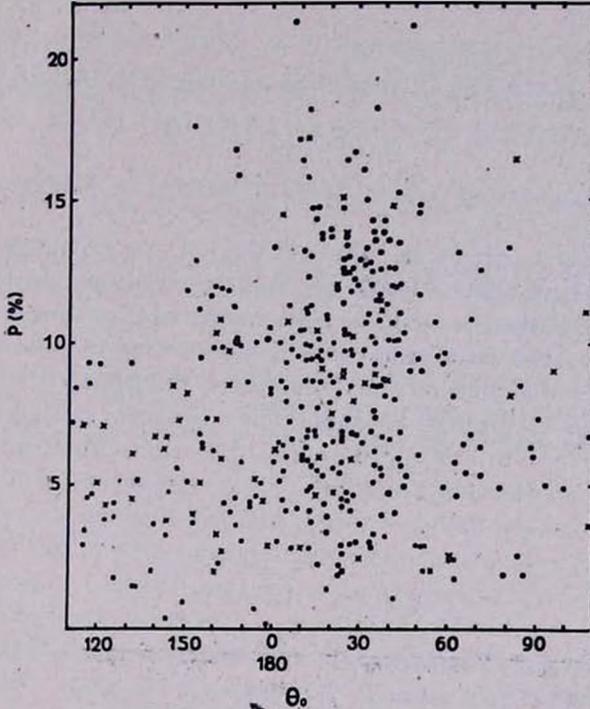


Рис. 6. Связь между степенью поляризации и ее направлением для BL Lac.

5. **Заключение.** Обсуждение полученных данных будет проведено после анализа корреляций между изменениями параметров поляризации и блеска на временных шкалах от нескольких дней до нескольких лет. Этому анализу будет посвящена следующая статья. Сейчас лишь кратко перечислим полученные результаты.

1. Анализ фотометрических данных говорит о том, что подстилающая галактика у BL Lac является гигантской эллиптической галактикой.

2. У BL Lac обнаружены сильные изменения поляризации на временных шкалах порядка 1 часа, вероятно при неизменном блеске. Такие изменения, однако, происходят крайне редко.

3. У BL Lac имеется преимущественное направление поляризации и существует связь между степенью поляризации и ее направлением: высо-

кие степени поляризации встречаются лишь при направлениях, близких к преимущественному.

Ленинградский государственный
университет

POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC STUDIES OF BL LAC. ANALYSIS OF OBSERVATIONAL DATA. I

V. A. HAGEN-THORN, S. G. MARCHENKO, V. A. YACOVLEVA

The analysis is given of the results of polarimetric and photometric observations (1969—1982) of BL Lac published in [1]. Photometric data suggest the two-component model of the object: giant elliptical galaxy plus the point source. The point source varies in intensity while its energy distribution is invariable. Polarimetric data indicate that BL Lac has a preferable angle; the highest polarization always has directions close to this preferable direction. A strong variability of polarization on the time scales of 1 hour was observed but only twice in 316 cases.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астроф. ж.*, 61, 925, 1984.
2. J. Choloniewski, *Acta Astron.*, 31, 253, 1981.
3. В. А. Гаген-Торн, *Astrophys. Space Sci.*, 73, 279, 1980.
4. В. А. Гаген-Торн, *Труды АО ЛГУ*, 36, 20, 1981.
5. H. L. Johnson, *Com. LPL*, 3, 73, 1965.
6. D. Dwyer, J. Schmitt, *Ap. J.*, 156, L135, 1969.
7. J. S. Miller, H. B. French, S. A. Hawley, *Ap. J.*, 219, L85, 1978.
8. T. H. Thuan, J. B. Oke, J. E. Gunn, *Ap. J.*, 201, 45, 1975.
9. T. D. Kinman, *Ap. J.*, 197, 49, 1975.
10. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977, стр. 407.
11. A. E. Whiteford, *Ap. J.*, 169, 215, 1971.
12. A. R. Sandage, *Ap. J.*, 178, 1, 1972.
13. K. D. Rakos, N. Fiala, *Astron. Astrophys.*, 124, L11, 1983.
14. R. L. Moore, J. T. McGraw, J. R. P. Angel et al., *Ap. J.*, 260, 415, 1982.
15. Е. И. Пустыльник, *Статистические методы анализа и обработки наблюдений*, Наука, М., 1968, стр. 131.
16. J. R. P. Angel, H. S. Stockman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 18, 321, 1980.

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХ ОБЪЕКТОВ ТИПА BL Lac

С. Г. МАРЧЕНКО

Поступила 17 апреля 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Приводятся результаты поляризационных и фотометрических наблюдений лацертидов ОI 090.4 за 1979—1982 гг. и В2 1418+54 за 1980—1982 гг. Для обоих объектов отмечено наличие переменности на временной шкале от нескольких лет до нескольких дней. Сопоставление поляризационных параметров свидетельствует о существовании преимущественного направления поляризации как для В2 1418+54 ($\theta_0 = 120^\circ$), так и для ОI 090.4 ($\theta_0 = 50^\circ$), что говорит об устойчивом магнитном поле. Для ОI 090.4 наблюдается некоторая зависимость параметров поляризации от длины волны.

1. *Введение.* С 1968 г. в Астрономической обсерватории Ленинградского университета ведется программа фотометрического и поляризационного исследования объектов типа BL Lac (лацертидов). Характерным свойством этих объектов является значительная переменность блеска, достигающая в оптике нескольких звездных величин. При внегалактической природе лацертидов, которая в настоящее время признается всеми, это свидетельствует о происходящих в них огромных энергетических изменениях. Излучение объектов типа BL Lac линейно поляризовано в радио, инфракрасном и оптическом диапазонах, причем параметры поляризации сильно переменны [1]. В настоящей статье приводятся результаты фотометрических и поляризационных наблюдений лацертидов В2 1418+54 и ОI 090.4.

В 1977 г. радиоисточник В2 1418+54 (ОQ 530) был отождествлен Кюром [2] с голубым звездообразным объектом 15^m0. Спектр объекта был подробно исследован в работе [3]. Это типичный спектр лацертида. Оптическая переменность В2 1418+54 была изучена Миллером [4] по пластинкам Гарвардской стеклянной коллекции. Амплитуда изменения блеска в цвете В за период с 1890 г. по 1977 г. оказалась около 5^m0. По данным работ [5, 6] линейная поляризация излучения в оптике изменяется от 0 до 24%.

Радиосточник с плоским спектром ОI 090.4 был отождествлен со звездобразным объектом с высокой линейной поляризацией по данным фотографической поляриметрии [7]. Исследованный впоследствии оптический спектр объекта оказался чисто непрерывным. Зекл и др. [8] изучили фотометрическое поведение ОI 090.4 за период с 1901 г. по 1980 г. по архивным пластинкам Гейдельбергской обсерватории и нашли, что амплитуда изменения блеска в цвете B составляет около 2^m . Переменность оптической поляризации, отмеченная уже Тапиа и др. [7], была подтверждена в нескольких работах [9—11].

2. *Результаты наблюдений.* В АО ЛГУ объекты В2 1418+54 и ОI 090.4 наблюдаются с 1979 г. Часть результатов для первого из них уже опубликована [6]. В табл. 1 приведены результаты фотографических оценок блеска этих объектов в цвете B . Наблюдения проводились на телескопе АСТ-453 ($D = 453$ мм) Бюраканской станции АО ЛГУ. Каждая оценка блеска есть результат усреднения данных двух-трех пластинок. Звездные величины звезд сравнения для В2 1418+54 были определены в 1979 г. фотографической привязкой к области объекта ОJ 287. Но в 1980 г. в связи с тем, что В2 1418+54 ослабел, последовательность звезд сравнения была дополнена более слабыми звездами. Для привязки использовалась область объекта ЗС 351, в которой имеется последовательность звезд сравнения [12]. Хотя величины звезд сравнения, определенные в 1979 г. и 1980 г. оказались в удовлетворительном согласии, тем не менее, как всегда в случае фотографической привязки, они являются предварительными. Для объекта ОI 090.4 фотоэлектрические величины звезд сравнения взяты из работы [13].

В табл. 2 приведены результаты поляризационных измерений В2 1418+54 и ОI 090.4, выполненные на телескопе АЗТ-14 ($D = 480$ мм) Бюраканской станции АО ЛГУ с электрополяриметром АФМ-6 [14]. Методика наблюдений и обработки описывалась неоднократно (см., например, [15]). Наблюдения проводились без фильтра. Ошибки в значениях степени поляризации и ее направления найдены из внутренней сходимости отдельных серий наблюдений, число которых указано в последнем столбце. В столбце 5 дается отношение потока от объекта к потоку от фона неба n_o/n_ϕ для диафрагмы, с которой выполнялось наблюдение. Размер этой диафрагмы указан в столбце 6 (1—18."8, 3—26."7).

3. *Обсуждение результатов.* Из рассмотрения табл. 1 следует, что амплитуда изменения блеска В2 1418+54 и ОI 090.4 за указанный период составляет около $1^m.5$. Объект В2 1418+54 в основном был слабее $16^m.0$, в то время, как в 1979 г. его минимальный блеск составил $16^m.1$ (здесь и далее, когда речь идет о наших наблюдениях В2 1418+54 в

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

| Дата | JD 2440000+ | B | Дата | JD 2440000+ | B |
|------------|----------------|-------|----------|----------------|-------|
| B2 1418+54 | | | 22/23. 7 | 4808.29 | 16.45 |
| 1980 г. | | | 21/22. 8 | 4838.25 | 16.50 |
| 11/12. 2 | 4281.48 | 15.93 | 28/29. 8 | 4845.24 | 16.37 |
| 12/13. 2 | 4282.50 | 15.89 | 29/30. 8 | 4846.24 | 16.18 |
| 23/24. 2 | 4293.50 | 16.31 | 31/ 1. 9 | 4848.23 | 16.08 |
| 19/20. 3 | 4318.44 | 16.46 | 1982 г. | | |
| 20/21. 3 | 4319.43 | 16.53 | 4/ 5. 1 | 4974.60 | 16.28 |
| 12/13. 4 | 4342.31 | 16.64 | 19/20. 1 | 4989.51 | 16.53 |
| 19/20. 4 | 4349.36 | 16.37 | 23/24. 1 | 4993.55 | 15.84 |
| 4/ 5. 5 | 4364.27 | 16.42 | 26/27. 2 | 5027.48 | 16.60 |
| 15/16. 5 | 4375.28 | 15.89 | 26/27. 3 | 5055.41 | 16.16 |
| 7/ 8. 6 | 4398.25 | 16.29 | 27/28. 3 | 5056.44 | 16.09 |
| 8/ 9. 6 | 4399.37 | 16.11 | 29/30. 3 | 5058.39 | 15.86 |
| 10/11. 6 | 4401.31 | 16.06 | 13/14. 4 | 5073.31 | 15.90 |
| 11/12. 6 | 4402.30 | 15.83 | 19/20. 4 | 5079.33 | 15.86 |
| 20/21. 6 | 4411.38 | 15.96 | 22/23. 4 | 5082.38 | 16.32 |
| 4/ 5. 7 | 4425.32 | 16.82 | 20/21. 5 | 5110.35 | 15.97 |
| 13/14. 7 | 4434.39 | 17.0 | 28/29. 5 | 5118.48 | 15.70 |
| 19/20. 7 | 4440.34 | 17.0 | 9/10. 6 | 5130.26 | 16.39 |
| 6/ 7. 8 | 4458.22 | 16.42 | 13/14. 6 | 5134.31 | 16.40 |
| 7/ 8. 8 | 4459.21 | 15.92 | 15/16. 6 | 5136.28 | 16.43 |
| 14/15. 8 | 4466.21 | 15.80 | 20/21. 6 | 5141.36 | 16.50 |
| 16/17. 8 | 4468.23 | 15.96 | 22/23. 6 | 5143.29 | 16.70 |
| 30/31. 8 | 4482.19 | 16.52 | 10/11. 7 | 5161.29 | 16.22 |
| 4/ 5. 9 | 4487.18 | 16.94 | 13/14. 7 | 5164.29 | 16.49 |
| 12/13. 9 | 4495.16 | 17.0 | 14/15. 7 | 5165.28 | 16.47 |
| 17/18.12 | 4591.60 | 16.00 | 11/12. 8 | 5193.28 | 16.20 |
| | | | 13/14. 8 | 5195.27 | 16.08 |
| | | | 16/17. 8 | 5198.26 | 16.66 |
| 1981 г. | | | OI 090.4 | | |
| 8/ 9. 1 | 4613.60 | 16.42 | 1979 г. | | |
| 6/ 7. 4 | 4701.53 | 15.90 | 20/21.12 | 4228.41 | 14.68 |
| 28/29. 5 | 4753.36 | 15.43 | 21/22.12 | 4229.41 | 15.19 |
| 29/30. 5 | 4754.42 | 15.32 | 1980 г. | | |
| 7/ 8. 6 | 4763.36 | 15.67 | 15/16. 1 | 4254.41 | 15.50 |

Таблица 1 (окончание)

| Дата | JD 2440000+ | <i>B</i> | Дата | JD 2440000+ | <i>B</i> |
|----------|----------------|----------|----------|----------------|--------------------|
| 11/12. 2 | 4281.29 | 15.40 | 25/26.11 | 4934.51 | 15.69 |
| 12/13. 2 | 4282.38 | 15.69 | 30/ 1.12 | 4939.51 | 15.65 |
| 21/22. 5 | 4291.40 | 15.07 | 20/21.12 | 4959.44 | 16.00 |
| 6/ 7. 3 | 4305.24 | 15.38 | 1982 г. | | |
| 9/10. 3 | 4308.29 | 15.83 | 1/ 2. 1 | 4971.46 | 15.68 |
| 19/20. 3 | 4318.33 | 15.20 | 15/16. 1 | 4985.34 | 15.71 |
| 12/13. 4 | 4342.18 | 15.75 | 17/18. 1 | 4987.36 | 15.82 |
| 18/19.10 | 4531.56 | 15.37 | 18/19. 1 | 4988.36 | 16.03 |
| 3/ 4.11 | 4547.53 | 15.72 | 19/20. 1 | 4989.30 | 16.03 ³ |
| 4/ 5.11 | 4548.54 | 15.64 | 20/21. 1 | [4990.35 | 15.93 |
| 1/ 2.12 | 4575.45 | 15.88 | 23/24. 1 | 4993.38 | 15.80 |
| 7/ 8.12 | 4581.44 | 15.70 | 24/25. 1 | 4994.42 | 15.71 |
| 8/ 9.12 | 4582.46 | 15.84 | 21/22. 2 | 5022.33 | 15.45 |
| 17/18.12 | 4591.54 | 15.90 | 25/26. 2 | 5026.34 | 15.93 |
| 1981 г. | | | 26/27. 2 | 5027.41 | 15.45 |
| 1/ 2. 1 | 4606.47 | 15.43 | 13/14. 3 | 5042.28 | 15.33 |
| 8/ 9. 1 | 4613.39 | 16.28 | 26/27. 3 | 5055.26 | 15.45 |
| 9/10. 1 | 4614.42 | 16.05 | 28/29. 3 | 5057.24 | 15.23 |
| 28/29. 1 | 4633.38 | 16.13 | 27/28.10 | 5270.50 | 15.52 |
| 10/11. 3 | 4674.39 | 15.86 | 12/13.11 | 5286.51 | 15.59 |
| 2/ 3. 4 | 4697.30 | 15.79 | 14/15.11 | 5288.55 | 15.40 |
| 27/28.10 | 4905.52 | 15.88 | 15/16.11 | 5289.54 | 15.47 |
| 6/ 7.11 | 4915.52 | 15.63 | 10/11.12 | 5314.42 | 15.11 |

1979 г., см. [6]). В июле 1980 г. блеск В2 1418+54 упал ниже 17.^m0. Это самый низкий уровень блеска в цвете *B*, известный для этого объекта. В это же время наблюдалось уменьшение на 20% общего излучения в инфракрасном диапазоне [16].

В 1979 г. блеск В2 1418+54 часто изменялся очень быстро, в период же с 1980 г. по 1982 г. таких быстрых и значительных по величине изменений блеска не было. Для объекта ОI 090.4, наоборот, за указанный в табл. 1 период времени характерны быстрые и значительные по величине изменения блеска: например, в конце декабря 1979 г. блеск за один день изменился на 0^m.5, в марте 1980 г. — за три дня на 0^m.5, а затем за один день возрос примерно до прежнего значения.

В период с 1980 г. по 1982 г. степень линейной поляризации В2 1418+54 изменялась от 6 до 18%, то есть в меньших по сравнению с

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

| Дата | ID 2440000+ | $(p \pm \sigma_p) \%$ | $(\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0})^\circ$ | $n_{об}/n_{ф}$ | d | Число серии |
|------------|----------------|-----------------------|------------------------------------------|----------------|-----|----------------|
| B2 1418+54 | | | | | | |
| 1980 г. | | | | | | |
| 25/26. 1 | 4264.58 | 8.3±2.0 | 135±7 | 0.2 | 3 | 6 |
| 11/12. 2 | 4281.40 | 7.5 1.8 | 177 7 | 0.35 | 1 | 4 |
| 23/24. 2 | 4293.49 | 16.9 1.5 | 75 3 | 0.4 | 1 | 4 |
| 20/21. 3 | 4319.34 | 16.7 2.8 | 138 5 | 0.2 | 1 | 2 |
| 12/13. 4 | 4342.33 | 15.7 2.3 | 93 4 | 0.15 | 1 | 4 |
| 15/16. 5 | 4375.27 | 12.4 2.6 | 106 5 | 0.3 | 1 | 4 |
| 8/ 9. 6 | 4399.36 | 9.0 1.8 | 95 6 | 0.3 | 1 | 6 |
| 10/11. 6 | 4401.33 | 6.0 1.7 | 108 8 | 0.2 | 3 | 5 |
| 11/12. 6 | 4402.31 | 9.9 1.1 | 101 3 | 0.3 | 1 | 4 |
| 20/21. 6 | 4441.41 | 17.2 3.5 | 118 6 | 0.2 | 1 | 4 |
| 1981 г. | | | | | | |
| 28,29. 5 | 4753.34 | 14.0 0.9 | 131 2 | 0.8 | 3 | 4 |
| 29/30. 5 | 4754.36 | 12.5 0.8 | 104 2 | 0.6 | 3 | 4 |
| 7/ 8. 6 | 4763.42 | 5.7 1.6 | 120 8 | 0.4 | 3 | 5 |
| 1/ 2. 7 | 4787.35 | 8.4 2.2 | 154 7 | 0.5 | 1 | 4 |
| 22,23. 7 | 4808.29 | 7.0 1.6 | 32 7 | 0.3 | 1 | 4 |
| 1982 г. | | | | | | |
| 24/25. 2 | 5025.51 | 9.2 1.3 | 148 4 | 0.35 | 1 | 4 |
| 26/27. 2 | 5027.46 | 9.6 1.7 | 159 5 | 0.3 | 1 | 4 |
| 22/23. 4 | 5082.44 | 8.2 1.7 | 144 6 | 0.4 | 1 | 4 |
| 20/21. 5 | 5110.43 | 11.9 1.5 | 128 3 | 0.7 | 1 | 5 |
| 28/29. 5 | 5118.46 | 10.6 1.7 | 162 3 | 0.4 | 1 | 4 |
| OI 090.4 | | | | | | |
| 1979 г. | | | | | | |
| 21/22.12 | 4229.43 | 19.7 2.1 | 49 3 | 0.4 | 3 | 2 |
| 1980 г. | | | | | | |
| 16/17. 1 | 4255.41 | 23.8 1.7 | 45 2 | 0.2 | 3 | 4 |
| 19/20. 3 | 4318.39 | 17.5 4.5 | 21 7 | 0.2 | 1 | 4 |
| 17/18.10 | 4530.54 | 3.6 2.1 | 154 17 | 0.2 | 1 | 4 |
| 18/19.10 | 4531.54 | 4.1 1.3 | 17 9 | 0.25 | 1 | 4 |
| 1982 г. | | | | | | |
| 1/ 2. 1 | 4971.43 | 21.9 1.6 | 41 2 | 0.3 | 3 | 5 |
| 22/23. 2 | 5023.34 | 2.0 1.4 | 16 20 | 0.3 | 3 | 4 |
| 25/26. 2 | 5026.30 | 3.0 2.7 | 115 26 | 0.4 | 1 | 6 |
| 26/27. 2 | 5027.32 | 5.2 1.7 | 21 9 | 0.6 | 1 | 6 |

1979 г. пределах. Степень поляризации ОI 090.4 с конца 1979 г. по 1982 г. изменялась от 2 до 24%, что соответствует интервалу изменения, указанному в работе [7].

Для объекта В2 1418+54 по данным 1979 г. мы отмечали возможную зависимость между степенью поляризации и блеском, а именно: с возрастанием блеска степень поляризации увеличивалась. Наши дальнейшие наблюдения не противоречат этому, но кроме того указывают на возможное возрастание степени поляризации и при значительном уменьшении блеска. Рис. 1 дает зависимость между степенью поляризации и блеском для В2 1418+54. Здесь нанесены результаты всех наших наблюдений

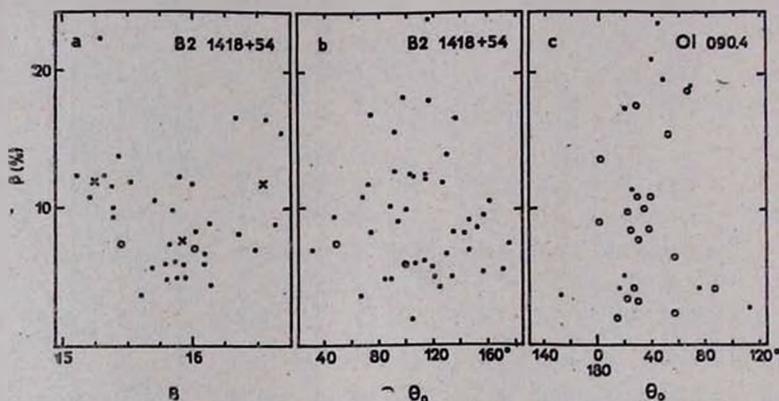


Рис. 1. а) Зависимость степени поляризации от блеска для В2 1418+54. б) Связь между степенью поляризации и ее направлением для В2 1418+54. в) Связь между степенью поляризации и ее направлением для ОI 090.4.

(точки) и данные, найденные в литературе (жружки) [10]. Из рассмотрения рис. 1 следует, что при увеличении блеска объекта от $15^m.5$ до $15^m.0$ поляризации возрастает, когда же видимая величина объекта находится в интервале $15^m.5$ — $16^m.0$, поляризация, как правило, не превышает 10%. При дальнейшем падении блеска, когда объект становится слабее $16^m.0$, поляризация снова возрастает (на рис. 1 крестиками отмечены средние значения степени поляризации для интервалов блеска $15^m.0$ — $15^m.5$, $15^m.5$ — $16^m.25$ и $16^m.25$ — $17^m.0$).

Мы уже отмечали [6], что в 1979 г. у В2 1418+54 при высокой степени поляризации наблюдалось преимущественное ее направление. На рис. 2 изображена зависимость между степенью поляризации и позиционным углом (обозначения те же, что и на рис. 1). Из этого графика следует, что высокая степень поляризации имеет место лишь при значениях

угла $\theta_0 = 120^\circ$, в то время как весь интервал изменения направления поляризации очень широк ($30^\circ - 180^\circ$).

Совместное рассмотрение рис. 1 и 2 позволяет предположить у В2 1418+54 существование постоянно действующего источника поляризованного излучения с направлением около 120° . На этот источник могут накладываться источники с другими направлениями поляризации, что должно уменьшить суммарную степень поляризации. Кажется, такая картина и наблюдается, когда блеск объекта находится в интервале от $15^m.5$ до $16^m.0$. Тогда увеличение степени поляризации с возрастанием блеска можно объяснить увеличением блеска постоянно действующего поляризованного источника, а увеличение степени поляризации при падении блеска ниже $16^m.0$, возможно, связано с уменьшением числа поляризованных источников. Следует отметить, что в [17] уже выдвигалось предположение, что у OJ 287, по-видимому, имеется постоянно действующий поляризованный источник с определенным направлением поляризации, и считалось, что с большой вероятностью переменность полного излучения лацертиды можно связать с переменностью компонентов, дающих поляризованное излучение.

Для объекта OI 090.4 также можно говорить о существовании преимущественного направления поляризации при высокой ее степени (см. рис. 3, обозначения на котором те же, что и на рис. 2). Рис. 3 позволяет предположить, что высокая степень поляризации имеет место лишь при значениях позиционного угла около 50° .

Как уже указывалось выше, излучение лацертидов в ИК-диапазоне поляризовано, поэтому сопоставление параметров поляризации в различных диапазонах крайне интересно. Для объекта OI 090.4 такое сопоставление проводилось в [10, 18]. По данным работы [18] в направлении поляризации в оптике и ИК-диапазоне существует разница, составляющая около 30° , однако согласно Пушелу и Стейну [10], если такое отличие имеется, то оно не превышает 10° . По счастливой случайности наши наблюдения OI 090.4 в декабре 1979 г. выполнялись практически одновременно с поляризационными наблюдениями авторов работы [16], которые исследовали этот объект в полосах H и K. Из сопоставления этих данных (см. табл. 3) видно, что при переходе из оптического диапазона в инфракрасный степень поляризации уменьшается, а изменение позиционного угла, если оно имеется, не превышает 10° .

Для объекта В2 1418+54 также можно попробовать провести сопоставление поляризационных параметров в оптике с результатами той же работы [16]. Но в этом случае даты наблюдений различаются на 8 дней (см. табл. 4), что существенно при переменности, свойственной В2 1418+54, поэтому сопоставление носит характер грубой оценки. Рассмотрение

табл. 4 позволяет предположить, что с уменьшением длины волны степень поляризации несколько увеличивается, а позиционный угол практически не меняется.

Таблица 3
ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ОІ 090.4 ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

| Дата | d'' | λ (мкм) | $(p \pm \sigma_p) \%$ | $(\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0})^\circ$ |
|-------------|-------|-----------------|-----------------------|------------------------------------------|
| 21.12.79 | 10 | 2.28 | 8.8 ± 2.6 | 41 ± 8.4 |
| 21.12.79 | 10 | 1.65 | 11.7 1.2 | 39 ± 3.0 |
| 21/22.12.79 | 26.7 | 0.53 | 19.7 2.1 | 49 ± 3 |

Таблица 4
ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ
В2 1418+54 ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

| Дата | d'' | λ (мкм) | $(p \pm \sigma_p) \%$ | $(\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0})^\circ$ |
|------------|-------|-----------------|-----------------------|------------------------------------------|
| 20.4.80 | 15 | 2.28 | 9.2 ± 3.4 | 89 ± 18 |
| 20.4.80 | 15 | 1.65 | 9.7 6.1 | 76 18 |
| 12/13.4.80 | 18.6 | 0.53 | 15.7 2.3 | 93 4 |

4. *Заключение.* В результате анализа данных фотографических и поляризационных наблюдений объектов В2 1418+54 и ОІ 090.4 можно сделать следующие выводы:

а) Обоим объектам свойственна значительная оптическая переменность блеска на временной шкале от нескольких лет до нескольких суток.

б) И В2 1418+54, и ОІ 090.4 присуща большая по величине и переменная линейная поляризация. Высокая степень поляризации требует в рамках синхротронной модели высокой однородности магнитного поля в области образования оптического излучения.

в) У обоих лацертидов отмечена зависимость между степенью поляризации и позиционным углом, которая говорит в пользу присутствия в излучении этих объектов постоянно действующего поляризованного источника.

г) У ОІ 090.4, возможно, имеется слабая зависимость параметров поляризации от длины волны.

Автор благодарен В. А. Гаген-Торну за критические замечания при обсуждении результатов наблюдений и помощь при подготовке статьи.

PHOTOMETRIC AND POLARIMETRIC INVESTIGATIONS
OF TWO BL LAC-TYPE OBJECTS

S. G. MARCHENKO

The results of photometric and polarimetric observation of BL Lac-type objects OI 090.4 in 1979—1982 and B2 1418+54 in 1980—1982 are given. The brightness and polarization variability for both objects on time scales from several years to several days are observed. The comparison of polarization parameters suggests the existence of preferable direction of polarization for both B2 1418+54 ($\theta_0 = 120^\circ$) and OI 090.4 ($\theta_0 = 50^\circ$). Some wave-length dependence of polarization parameters for OI 090.4 is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. P. Angel, H. S. Stockman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 18, 321, 1980.
2. H. Kühr, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 29, 139, 1977.
3. S. L. O' Dell, J. J. Puschell, W. A. Stein, F. Owen, R. W. Porcas, S. Mufson, T. J. Moffett, M.-H. Ulrich, *Ap. J.*, 224, 22, 1978.
4. H. R. Miller, *Ap. J.*, 223, L67, 1978.
5. E. R. Craine, R. E. Duerr, S. Tapia, *Pittsb. Conf. on BL Lac Objects*, 99, 1978.
6. С. Г. Марченко, *Письма АЖ*, 6, 564, 1980.
7. S. Tapia, E. R. Craine, M. R. Gearhart, E. Pacht, J. Kraus, *Ap. J.*, 215, L71, 1977.
8. H. Zekl, G. Klare, I. Appenzeller, *Astron. Astrophys.*, 103, 342, 1981.
9. J. R. P. Angel, T. A. Boroson, M. T. Adams, et al., *Pittsb. Conf. on BL Lac Objects*, 117, 1978.
10. J. J. Puschell, W. A. Stein, *Ap. J.*, 237, 331, 1980.
11. J. Bailey, J. H. Hough, D. J. Axon, *M. N. RAS*, 203, 339, 1983.
12. R. J. Angione, *A. J.*, 76, 412, 1971.
13. J. H. Baumert, *P. A. S. P.*, 92, 156, 1980.
14. В. А. Домбровский, В. А. Газен-Торн, С. М. Гуткевич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов, *Труды АО ЛГУ*, 22, 83, 1965.
15. В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрон. ж.*, 1984.
16. C. D. Imrey, P. W. J. L. Brand, R. D. Wolstencraft, P. M. Williams, *M. N. RAS*, 200, 19, 1982.
17. В. А. Газен-Торн, *Astrophys. Space Sci.*, 73, 279, 1980.
18. G. H. Rieke, M. J. Lebofsky, J. G. Kemp, G. V. Coyne, S. J., and S. Tapia, *Ap. J.*, 218, L37, 1977.

УДК: 524.6:535.6

ЦВЕТА И БЮРАКАНСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЛАКТИК

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 27 января 1984.

Принята к печати 20 июля 1984

Показано, что галактики бюраканских классов 2 и 5, принадлежащие к морфологическим подтипам Sa, Sab, Sb и Sbc (включая SB галактики), в среднем несколько голубее галактик классов 3 и 4 этих же подтипов. Среди галактик классов 2, 5 и 2s гораздо чаще встречаются объекты с избыточным ультрафиолетовым излучением, чем среди галактик классов 3 и 4. Если Sa, Sab, Sb и Sbc галактики классов 3 и 4 по среднему $B-V$ и $U-B$ почти не отличаются, то Sc и Scd галактики класса 4, так же, как и классов 2 и 5, в среднем голубее класса 3. По сравнению с последними, среди Sc и Scd галактик классов 2, 4 и 5 объектов с отрицательными $U-B$ намного больше. Эти факты, наряду с уже известными признаками активности галактик классов 2, 4, 5 и 2s, в свою очередь указывают на активные процессы, имеющие место в галактиках с диффузными, расщепленными, звездоподобными или звездообразными ядрами.

1. *Введение.* В ряде работ [1, 2] показано, что ядра спиральных галактик бюраканских классов 2, 4, 5 и 2s обладают признаками активности. Эта активность проявляется в повышенном инфракрасном и радиоизлучении, в том, что в центральных частях галактик указанных классов чаще встречаются обладающие пологими спектрами радиоизлучения компактные компоненты и т. д.

Как известно, галактики с активными ядрами наряду с другими особенностями часто имеют более голубой цвет и обладают избыточным ультрафиолетовым излучением [3—7]. В связи с этим представляет интерес сопоставление цветов спиральных галактик, принадлежащих к разным классам бюраканской классификации. Для этой цели мы использовали данные о цветах галактик, приведенных во Втором справочном каталоге ярких галактик [8]. В этом каталоге приведены полностью исправленные интегральные показатели цвета $B-V$ 263 спиральных галактик различных бюраканских классов из списка [9], где дается бюраканская классификация центральных частей более 700 галактик. Для 151 галактики из 263 в [8] даны также показатели цвета $U-B$.

Ввиду того, что морфологический состав галактик, принадлежащих к различным классам бюраканской классификации, не одинаков и имеется:

связь между цветом и морфологическим подтипом спиральных галактик (галактики поздних морфологических подтипов голубее галактик ранних подтипов), то прямое сравнение цветов галактик разных классов будет некорректно. Для исключения влияния связи между морфологическим подтипом и цветом мы проводили сравнение цветов галактик различных бюраканских классов в отдельности для подтипов Sa + Sab, Sb + Sbc и Sc + Scd. Во всех указанных подтипах учитывались также галактики с перемычкой SB.

2. *Результаты.* В табл. 1 приведены средние значения $B-V$ и $U-B$ для галактик подтипов Sa + Sab. Во втором и четвертом столбцах даны числа объектов, на основании которых определены средние $B-V$ и $U-B$ соответственно. В последнем столбце для каждого бюраканского класса приведены проценты объектов с отрицательным $U-B$. Аналогичные данные для подтипов Sb + Sbc и Sc + Scd приведены в табл. 2 и 3 соответственно. Содержание столбцов табл. 2 и 3 аналогично содержанию соответствующих столбцов табл. 1.

Таблица 1

Sa+Sab ГАЛАКТИКИ

| Бюраканский класс | N_{B-V} | $\overline{B-V}$ | N_{U-B} | $\overline{U-B}$ | Процент объектов с $U-B < 0$ |
|-------------------|-----------|------------------|-----------|------------------|------------------------------|
| 1 | 1 | 0.62 | — | — | — |
| 2 | 2 | 0.79 ± 0.08 | 1 | 0.43 | 0 |
| 3 | 28 | 0.72 ± 0.02 | 15 | 0.2 ± 0.035 | 7 |
| 4 | 17 | 0.70 ± 0.02 | 7 | 0.2 ± 0.05 | 14 |
| 5 | 9 | 0.67 ± 0.02 | 9 | 0.040 ± 0.06 | 44 |
| 2s | — | — | — | — | — |

Как видно из табл. 1 средние значения величин $B-V$ для Sa и Sab галактик классов 3, 4 и 5 почти не различаются между собой (сказать что либо о классах 1 и 2 затруднительно из-за малого количества объектов). Данные третьего столбца табл. 2 указывают на то, что Sb и Sbc галактики бюраканских классов 1, 2 и 5 в среднем несколько голубее галактик классов 3, 4 и 2s. Если эти различия для Sb и Sbc галактик все еще незначительны, то в случае Sc и Scd галактик (табл. 3) они уже больше. Например, это различие для объектов классов 2 и 3 подтипов Sc и Scd составляет в среднем 0.15 со статистической значимостью на уровне 1%.

Как видно из табл. 1 и 2 галактики классов 3 и 4 подтипов Sa, Sab, Sb и Sbc по среднему $B-V$ не отличаются. Sc и Scd галактики класса 4, по-видимому, голубее галактик класса 3 этих же подтипов (табл. 3).

Рассмотрение данных о средних $U-B$, приведенных в табл. 1, 2 и 3, показывает, что по этой величине галактики классов 1, 2 и 5 отличаются от галактик классов 3 и 4. Отличие средних $U-B$ для Sb и Sbc галактик классов 3 и 2 составляет 0.16, а для галактик классов 4 и 5 оно достигает 0.18. Эти отличия имеют статистическую значимость на уровне лучше 1%.

Sb+Sbc ГАЛАКТИКИ

Таблица 2

| Бюраканский класс | N_{B-V} | $\overline{B-V}$ | N_{U-B} | $\overline{U-B}$ | Процент объектов с $U-B < 0$ |
|-------------------|-----------|------------------|-----------|------------------|------------------------------|
| 1 | 4 | 0.51 ± 0.08 | 2 | -0.12 ± 0.19 | 50 |
| 2 | 16 | 0.56 ± 0.02 | 8 | -0.10 ± 0.06 | 75 |
| 3 | 40 | 0.64 ± 0.02 | 26 | 0.06 ± 0.02 | 19 |
| 4 | 34 | 0.62 ± 0.02 | 23 | 0.09 ± 0.03 | 17 |
| 5 | 13 | 0.57 ± 0.04 | 6 | -0.09 ± 0.04 | 83 |
| 2s | 7 | 0.66 ± 0.05 | 5 | 0.02 ± 0.04 | 60 |

Sc+Scd ГАЛАКТИКИ

Таблица 3

| Бюраканский класс | N_{B-V} | $\overline{B-V}$ | N_{U-B} | $\overline{U-B}$ | Процент объектов с $U-B < 0$ |
|-------------------|-----------|------------------|-----------|-------------------|------------------------------|
| 1 | 5 | 0.44 ± 0.02 | 3 | -0.15 ± 0.08 | 100 |
| 2 | 35 | 0.48 ± 0.02 | 19 | -0.14 ± 0.03 | 84 |
| 3 | 5 | 0.63 ± 0.05 | 4 | 0.045 ± 0.07 | 25 |
| 4 | 19 | 0.48 ± 0.02 | 8 | -0.085 ± 0.03 | 87 |
| 5 | 5 | 0.46 ± 0.02 | 2 | -0.17 ± 0.01 | 100 |
| 2s | 2 | 0.53 ± 0.02 | 2 | -0.025 ± 0.01 | 100 |

Данные, приведенные в последнем столбце табл. 2, показывают, что процент объектов с отрицательным $U-B$ среди Sb и Sbc галактик классов 2, 5 и 2s существенно выше, чем среди галактик классов 3 и 4. Этот факт хорошо иллюстрируется на рис. 1.

Необходимо отметить, что хотя в каждом из морфологических подтипов количество объектов класса 5 с измеренным $U-B$ невелико, однако во всех подтипах галактики этого класса по сравнению с галактиками класса 3 обладают избыточным ультрафиолетовым излучением и среди последних объекты с $U-B < 0$ встречаются значительно реже, чем среди первых. То же самое можно сказать об объектах класса 2, если их сравнить с объектами класса 3 среди Sb+Sbc и Sc+Scd галактик. Это дает основание считать, что различия в цветах галактик указанных классов реальны.

Более голубой цвет галактик класса 1, по-видимому, является следствием того известного факта, что галактики без ядер голубее галактик, имеющих ядра [10].

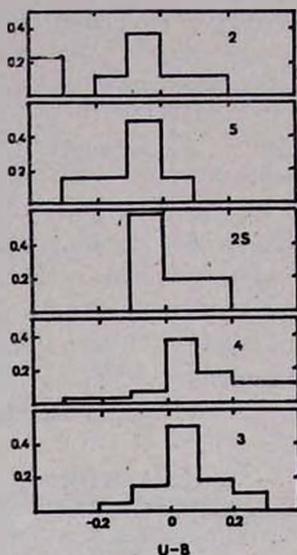


Рис. 1. Гистограммы распределения показателей цвета $U-B$ для галактик морфологических подтипов Sb и Sbc бюраканских классов 2, 5, 2s, 4 и 3. На вертикальной оси отложены относительные количества галактик.

Для многих галактик классов 4 и 5 в [9] наряду с интегральной фотографической величиной галактик приведены также и фотографические величины их ядер. Это дает возможность оценить вклад ядра в суммарную яркость галактики. Для Sa и Sab галактик класса 4 на долю ядер в среднем приходится 12% суммарной яркости галактики, а для галактик класса 5 — примерно 25%. Это дает основание предположить, что в случае галактик этих морфологических подтипов более голубой цвет и ультрафиолетовый избыток объектов класса 5 по сравнению с классом 4 может быть обусловлен вкладом их ядер. В случае же Sb и Sbc галактик более голубой цвет объектов класса 5, по-видимому, нельзя объяснить вкладом их ядер, поскольку вклад ядер галактик классов 4 и 5 этих подтипов в суммарную яркость галактики, будучи почти одинаковым, составляет в среднем всего 5—7%. В этом случае более голубой цвет и ультрафиолетовый избыток в излучении объектов класса 5, а также класса 2, по-видимому, обусловлен звездным населением галактик. Сказанное может быть справедливым и для галактик других морфологических подтипов. Это свидетельствует в пользу связи между видом центральных частей и составом звездного населения галактики.

3. *Заключение.* Резюмируя вышеизложенное, можно сказать, что среди спиральных галактик классов 2, 5 и может быть 2s объекты с избыточным ультрафиолетовым излучением встречаются чаще, чем среди галактик класса 3. Галактики классов 2 и 5, а также класса 1 несколько голубее галактик класса 3.

Эти факты, вместе с известными уже признаками активности, также свидетельствуют в пользу активных процессов, протекающих в галактиках, имеющих диффузные, звездобразные или расщепленные ядра.

Из табл. 1 и 2 видно, что галактики классов 4 и 3 морфологических подтипов Sa+Sab и Sb+Sbc по цвету практически не отличаются. Несмотря на это, галактики класса 4 обладают рядом признаков активности, некоторые из которых перечислены во введении к настоящему сообщению, тогда как большинство галактик класса 3 не показывает таких признаков [1, 2]. Это указывает на то, что процессы активности в галактиках, по-видимому, либо не всегда сопровождаются избыточным ультрафиолетовым излучением, либо оно иногда настолько мало, что почти не влияет на интегральный цвет галактики.

Автор благодарен академику В. А. Амбарцумяну за замечания и советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE COLOURS AND BYURAKAN CLASSIFICATION OF GALAXIES

V. H. MALUMIAN

It is shown that galaxies of Byurakan classes 2 and 5 which belong to morphological Subtypes Sa, Sab, Sb and Sbc (including SB galaxies), in average, are somewhat bluer than galaxies of classes 3 and 4 of the same subtypes. Among the galaxies of classes 2.5 and 2s the objects with ultraviolet excess radiation occur many times more often than among galaxies of classes 3 and 4. Sa, Sab, Sb and Sbc galaxies of classes 3 and 4 have nearly the same mean $B-V$ and $U-B$. Sc and Scd galaxies of class 4 as well as of classes 2 and 5, in average, are bluer than Sc and Scd galaxies of class 3. In comparison with the latter, among Sc and Scd galaxies of classes 2, 4 and 5 there is a large excess of objects with negative $U-B$. These facts as well as the properties of activity of galaxies of classes 2, 4, 5, and 2s, which were known earlier, indicate the active processes occurring in galaxies with diffuse, split, starlike or semistellar nuclei.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 2, 419, 1966; 3, 555, 1967; 12, 555, 1976; 18, 25, 1982.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 19, 251, 1983.
3. Б. Е. Маркарян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 34, 3, 1963.
4. V. A. *Ambartsumian*, *Pont. Acad. Sci. Scripta Varia*, 35, 1971.
5. В. А. Амбарцумян, *Нестационарные явления в галактиках*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968.
6. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 8, 165, 1972.
7. А. В. Засов, Э. А. Дибай, *Астрон. ж.*, 47, 23, 1970.
8. G. de *Vaucouleurs*, A. de *Vaucouleurs*, H. *Corwin*, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, London, 1976.
9. Классификация центральных частей 711 галактик. *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 43, 1975.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Внегалактическая астрономия*, Наука, М., 1972.

УДК: 523.4:520.827

ПЯТИЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ DQ HER (N HER 1934). I

Е. С. ДМИТРИЕНКО, Ю. С. ЕФИМОВ, Н. М. ШАХОВСКОЙ

Поступила 16 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Впервые получены пятицветные фотометрические кривые блеска N Her 1934, охватывающие практически весь орбитальный цикл системы. Наблюдения проводились с временным разрешением 25–45 с на 1.25-м телескопе АЭТ-11 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1982–1983 гг. в пяти широкополосных фильтрах, близких к стандартным полосам системы *UBVRI*. Форма кривых блеска, а также величины блеска в затмении и вне его меняются в течение месяца и суток, что наблюдалось и в 1954–1956 гг. и в 1975 г. По сравнению с 1978 г. внезатменный блеск системы значительно увеличился и практически достиг уровня 1954 г. В затмении светимость DQ Her изменилась незначительно. Следовательно, повышение внезатменного блеска системы обусловлено возрастанием мощности излучения ее главного компонента. Этот факт, а также качественное подобие фотометрического поведения DQ Her и карликовых Новых указывают на возрастание активности главного компонента системы по сравнению с его активностью в 1954–1978 гг. Возможно, что спустя почти 50 лет после вспышки Новой в 1934 г. в системе DQ Her появились условия для развития следующего этапа активности.

1. *Введение.* Открытие двойственности DQ Her (N Her 1934) в 1954 г. [1] способствовало существенному прогрессу в понимании природы Новых звезд. Согласно общепринятой модели Новых [2–6], красный компонент системы DQ Her заполняет полость Роша и теряет массу через внутреннюю точку Лагранжа. Это приводит к образованию вокруг белого карлика дискообразной оболочки с горячим пятном в месте столкновения газовой струи с внешней границей оболочки. Белый карлик с дискообразной оболочкой принято называть главным компонентом, а красную звезду — вторичным.

Слабый блеск системы затрудняет спектральные и фотометрические исследования. Вплоть до 1978 г. этому препятствовал и значительный вклад в общее излучение небулярной оболочки, оставшейся после вспышки 1934 г. У самой DQ Her имеется расположенный на 4" к югу от нее визуальный спутник, спектральный класс которого — поздний F или ранний G [7].

С 1954 г. по 1978 г. мощность наблюдаемого излучения от составного источника (системы DQ Her, ее визуального спутника и небулярной оболочки) уменьшилась [1, 7, 8], испытав в 1975 г. резкий скачок вниз в течение 0.7 года [8]. После 1978 г. опубликованных данных по кривым блеска системы DQ Her нет. С целью изучения дальнейшей эволюции Новой DQ Her после ее вспышки в 1934 г. авторами были проведены в 1982—1983 гг. фотометрические наблюдения этой системы.

В данной статье приводятся результаты наших наблюдений и сравнение их с ранее известными данными. Результаты анализа решения кривых блеска системы DQ Her в 1982—1983 гг. будут опубликованы в следующей статье (далее — статья II).

2. *Наблюдения.* Фотометрические наблюдения DQ Her проводились в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 1.25-м телескопе АЗТ-11. В мае 1982 г. использовался одноканальный электрофотометр АФМ-8. Наблюдения велись в полосе B , с большой точностью соответствующей этой полосе в стандартной системе UBV . Время экспозиции и временное разрешение были равны 10.24 с. Фон неба и звезда сравнения B из [1] регистрировались с интервалами 20÷45 минут. В остальные ночи наблюдения велись с помощью пятиканального фотометра-поляриметра Хельсинкской обсерватории [9]. Этот прибор при работе в режиме фотометра позволяет проводить одновременные измерения в пяти спектральных интервалах $ubvri$, близких к стандартной системе $UBVRI$ Джонсона. Фон неба регистрируется квазиодновременно с объектом в тех же пяти каналах путем быстрой (~ 100 Гц) модуляции потока от двух равных диафрагм, в одной из которых наблюдается объект с фоном, а в другой — только фон. Чистое время интеграции выбиралось от 10 до 20 секунд, чему соответствовало временное разрешение 25÷45 с. Атмосферная экстинкция учитывалась по той же звезде сравнения, что и в мае 1982 г. Ее UBV -величины были взяты из статьи [1], а величины R и I определялись привязкой к фотометрическому стандарту HD 195919 (BD + 26°3930) [10]. По наблюдениям стандартных звезд из списков [10, 11] были определены коэффициенты перехода от инструментальной системы $ubvri$ к стандартной. В результате обработки для звезды сравнения были приняты значения: $U=11^m08$, $B=11^m07$, $V=10^m56$, $R=10^m13$, $I=9^m84$. Все наблюдения выполнялись с диафрагмой $10''$ при изображениях не хуже $3''$. Автоматическое гидирование с помощью офсетного фотогида обеспечивало ошибку слежения не более $0.5 \div 1''$.

3. *Результаты наблюдений.* Составной источник. В табл. 1 приведены даты наблюдений; эпоха главного минимума в юлианских днях и по всемирному времени, отнесенные к Солнцу; начало и конец наблюдений по

всемирному времени; время интеграции сигнала в одной точке наблюдения.

Таблица 1

| № | Дата | Minimum I | | UT наблюдений начало конец | Экспозиции (сек) |
|---|----------|--------------------------|-------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|---------------------|
| | | JD _☉ 2445000+ | UT | | |
| | 1982 г. | | | | |
| 1 | 25—26.05 | 115. ^d 3940 | 21 ^h 24 ^m 43 ^s | 20 ^h 48 ^m —24 ^h 09 ^m | 10 |
| 2 | 26—27.05 | 116.3621 | 20 38 47 | 20 06 — 24 17 | 10 |
| 3 | 18—19.07 | 169.4142 | 21 53 56 | 21 18 — 24 23 | 10, 20 |
| 4 | 19—20.07 | 170.3823 | 21 07 59 | 19 58 — 23 47 | 15 |
| 5 | 13—14.09 | 226.3887 | 20 07 10 | 18 03 — 22 53 | 10 |
| 6 | 14—15.09 | 227.3069 | 19 21 17 | 17 47 — 19 50 | 10 |
| | 1983 г. | | | | |
| 7 | 13—14.08 | 560.3069 | 20 00 40 | 19 27 — 23 04 | 20 |

Эпоха минимума определялась по элементам системы из [12]:

$$\text{Minimum} = \text{JD}_{\odot} 2434954.9438 + 0^{\text{d}}193620897 \cdot E \quad (1)$$

$$\pm 2 \qquad \qquad \qquad \pm 5$$

При использовавшейся нами диафрагме (10") наблюдался суммарный поток от собственно DQ Her, ее визуального спутника и части небулярной оболочки.

В табл. 2 приводятся усредненные за 2÷4 периода 71-секундных осцилляций величины суммарного блеска, редуцированные к стандартной системе *UBVR I* для моментов затмения в системе DQ Her и вне затмения. Там же приводятся ошибки, вычисленные по формуле

$$dm = 1.086 K \sqrt{\delta^2 + \delta'^2}, \quad (2)$$

где δ , δ' — относительные ошибки интенсивности для DQ Her и звезды сравнения соответственно, определенные по разбросу относительно среднего. (Эти ошибки практически совпадают с ошибками, вычисляемыми по статистике счета импульсов с учетом фона). K — коэффициент перехода от инструментальных величин к стандартным. В среднем по всем датам ошибки индивидуальных измерений в *ubvri* вне затмения $\simeq 0^{\text{m}}03$, $0^{\text{m}}03$, $0^{\text{m}}03$, $0^{\text{m}}02$ и $0^{\text{m}}04$, а в затмении $\simeq 0^{\text{m}}10$, $0^{\text{m}}10$, $0^{\text{m}}10$, $0^{\text{m}}07$ и $0^{\text{m}}20$ соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
СОСТАВНОГО ИСТОЧНИКА

| Дата | Фаза | U | B | V | R | I |
|----------|-------|---------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|
| 1982 г | | | | | | |
| 25—26.05 | 0.00 | | 17 ^m 47±0 ^m 03 | | | |
| | 0.50 | | 14.76±0.01 | | | |
| 26—27.05 | 0.00 | | 17.42±0.20 | | | |
| | 0.45 | | 14.68±0.01 | | | |
| | 0.50 | | 14.70±0.01 | | | |
| | 0.67 | | 14.78±0.01 | | | |
| 18—19.07 | 0.00 | 16 ^m 22 ±0 ^m 06 | 17.18±0.08 | 16 ^m 63±0 ^m 08 | 15 ^m 70 ±0 ^m 03 | 15 ^m 01±0 ^m 10 |
| | 0.33 | 14.00 ±0.02 | 14.71±0.02 | 14.47±0.02 | 14.01 ±0.01 | 13.67±0.02 |
| | 0.45 | 13.82 ±0.02 | 14.59±0.02 | 14.33±0.02 | 13.89 ±0.01 | 13.54±0.02 |
| | 0.50 | 13.64 ±0.02 | 14.46±0.02 | 14.22±0.02 | 13.76 ±0.01 | 13.52±0.02 |
| 19—20.07 | 0.00 | 15.87 ±0.04 | 16.82±0.05 | 16.42±0.04 | 15.52 ±0.03 | 15.02±0.08 |
| | 0.50 | 13.49 ±0.015 | 14.23±0.016 | 13.98±0.015 | 13.59 ±0.007 | 13.33±0.012 |
| 13—14.09 | 0.67 | 13.96 ±0.01 | 14.67±0.01 | 14.38±0.01 | 13.878±0.007 | 14.55±0.02 |
| | 0.00 | 16.30 ±0.09 | 17.08±0.10 | 16.72±0.07 | 15.73 ±0.02 | 14.93±0.13 |
| | 0.43 | 13.79 ±0.01 | 14.47±0.01 | 14.22±0.01 | 13.865±0.007 | 13.54±0.02 |
| | 0.50 | 13.83 ±0.01 | 14.53±0.01 | 14.26±0.01 | 13.845±0.007 | 13.54±0.02 |
| 14—15.09 | 0.00 | 16.38 ±0.16 | 17.00±0.14 | 16.53±0.10 | 15.66 ±0.09 | 15.34±0.06 |
| 1983 г | | | | | | 15.00±0.06 |
| 13—14.08 | 0.00 | 16.26 ±0.04 | 17.18±0.04 | 16.80±0.07 | 15.66 ±0.03 | 13.32±0.01 |
| | 0.455 | 13.762±0.007 | 14.47±0.01 | 14.18±0.01 | 13.734±0.005 | |

На рис. 1—4 приведены графики кривых относительной интенсивности составного источника $L_{\text{отн}}(t)$ в случае наблюдений 25—26 мая 1982 г. в полосе B ; 19—20 июля, 13—14 сентября 1982 г. и 13—14 августа 1983 г. в полосах $ubvri$, соответственно. Для исключения атмосферной экстинкции величина $L_{\text{отн}}(t)$ для каждого фильтра определялась с привязкой к звезде сравнения следующим образом:

$$L_{\text{отн}}(t) = \frac{I(t)}{I'(t)} C(t_0),$$

где $C(t_0) = \frac{I(t_0)}{I'(t_0)}$; $I(t)$, $I'(t)$ — величины сигналов от объекта и от звезды сравнения, соответственно, t_0 — момент времени, когда ин-

тенсивность излучения от объекта принимается за условную энергетическую единицу, в долях которой выражается интенсивность во все другие моменты времени. Для рассматриваемых кривых блеска t_0 соответствует орбитальной фазе, близкой к 0.45. Наибольший разброс точек на кривой в фильтре i обусловлен наименьшим отношением сигнала к шуму в нем по сравнению с другими.

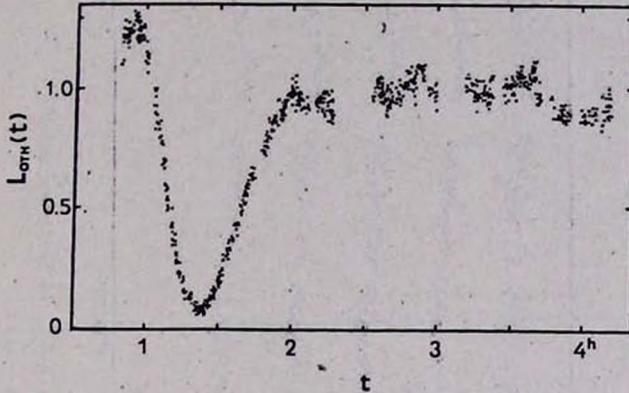


Рис. 1. Зависимость относительной интенсивности составного источника $L_{OTN}(t)$ от времени в полосе B для 25—26 мая 1982 г. в долях внезатменной интенсивности на фазе около 0.45. Приводимая здесь и далее на рис. 2, 3, 4 шкала времени соответствует местному декретному времени. Последнее отличается от всемирного на 4 часа.

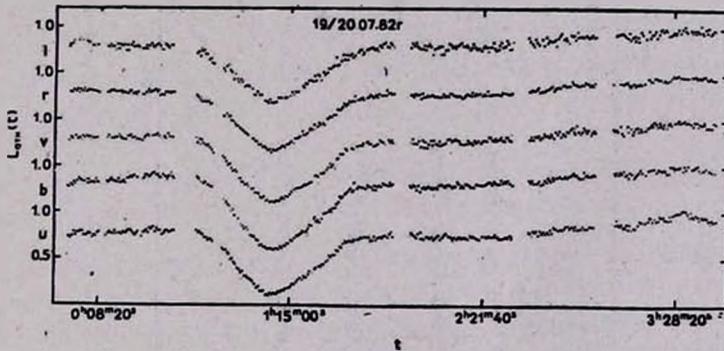


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности составного источника $L_{OTN}(t)$ от времени в долях внезатменной интенсивности на фазах около 0.45 в $ubvri$ для 19—20 июля 1982 г.

На рис. 5а, б представлены зависимости относительной интенсивности $L_{OTN}(t)$ системы DQ Нег от времени для 1982—1983 гг. в полосах $UBVRI$ в затмении и вне его, соответственно. Там же приводится ее относительная интенсивность в 1978 г. Данные 1978 г. по системе DQ Нег взя-

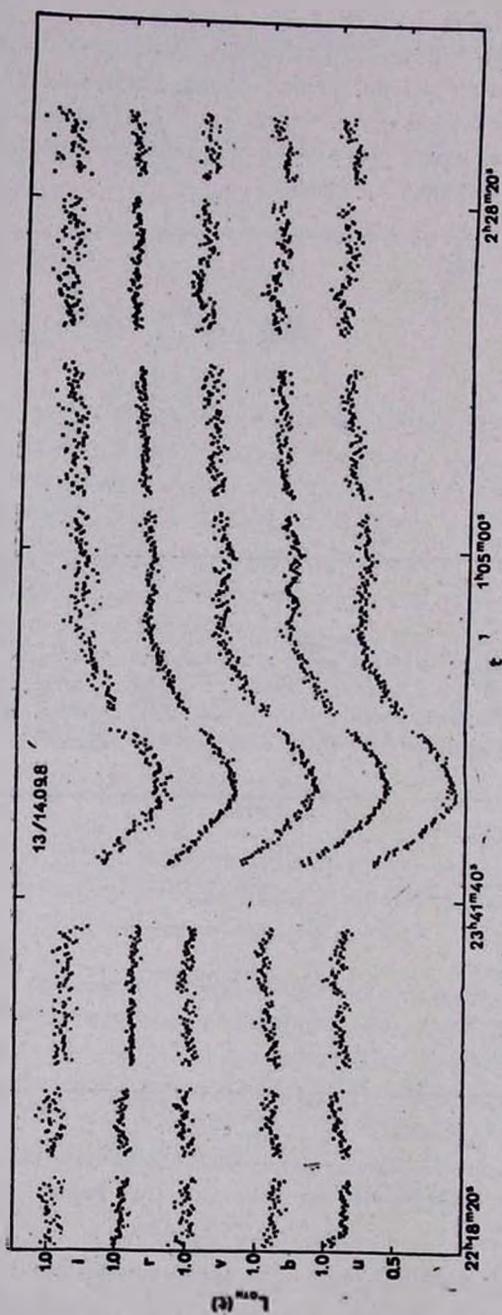


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для 13—14 сентября 1982 г.

ты из статьи Шнейдера и Гринстейна [7]. При вычислении блеска DQ Her в 1982—1983 гг. по наблюдениям составного источника использовались полученные этими же авторами данные для небулярной оболочки и визуального спутника системы. Так как в 1982 г. светимость небулярной оболочки

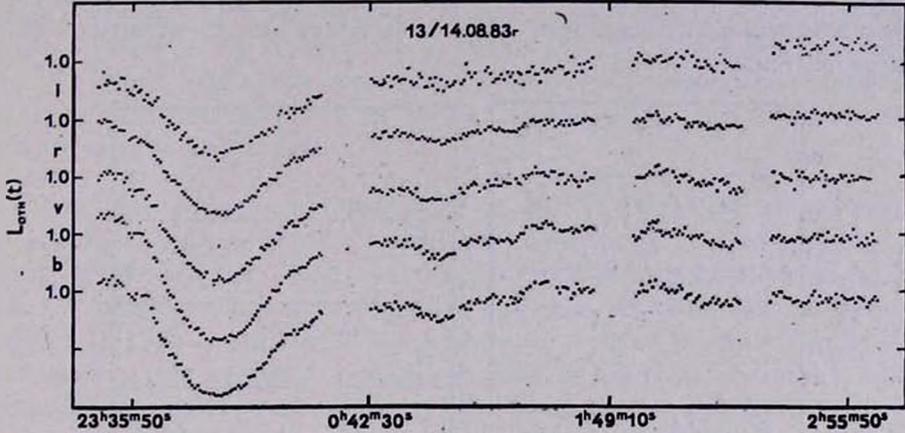


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для 13—14 августа 1983 г.

должна быть меньше, чем в 1978 г., то величина $L_{отн}^*(t)$ на графике соответствует нижней границе мощности излучения системы DQ Her. Она несущественно отличается от истинного значения ввиду того, что уже в 1978 г. вклад небулярной оболочки в общее излучение не превышал $1 \div 3\%$ [7]. Следует подчеркнуть, что для сравнения приведенных на рис. 5а, б величин $L_{отн}^*(t)$, все они выражены в долях интенсивностей, соответствующих 13^m7 в U , 14^m5 в B , 14^m2 в V , 13^m7 в R и 13^m4 в I .

4. Анализ результатов наблюдений и основные выводы. Основные результаты наблюдений можно свести к следующим:

1. Форма кривых блеска и величины показателей цвета на фазе 0.0 указывают, что затмение не является полным. Его глубина растет от I к B , но в U она меньше, чем в B . Следовательно, мощность излучения затмеваемого источника наибольшая в полосе B . Это характерно для излучения дискообразной оболочки вокруг белого карлика и соответствует общепринятой модели системы DQ Her.

2. После выхода из затмения главного компонента наблюдается увеличение амплитуды нерегулярных колебаний блеска. В видимой области эти колебания больше, чем в инфракрасной.

3. Интенсивность излучения системы вне затмения показывает значительную переменность в течение месяца и суток. Так, 19—20 июля 1982 г. наблюдалось повышение внезатменного блеска в полосе B на 0^m53 (на фазе 0.5) по сравнению с 25—26 мая 1982 г. По сравнению с внезатменными, колебания интенсивности на фазе 0.0 не существенны. Поэтому изменения интенсивности должны быть связаны с главным компонентом системы.

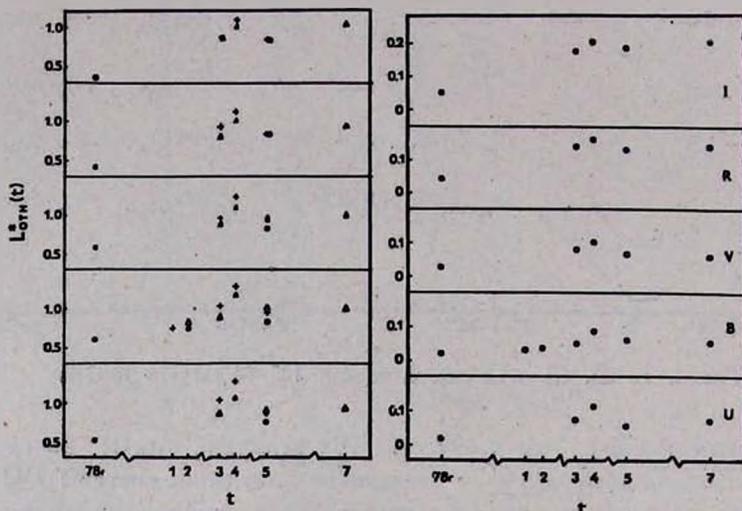


Рис. 5. а) Относительная интенсивность системы DQ Her $L_{отн}^*(t)$ в $UBVR$ для 1978 г., 1982 г. и 1983 г. в долях интенсивностей, соответствующих $13^m.7$ в U , $14^m.5$ в B , $14^m.2$ в V , $13^m.7$ в R и $13^m.4$ в I в случае затмения. б) То же, что и на рис. 5а, но вне затмения: треугольники соответствуют орбитальной фазе 0.45, крестики — 0.50, открытые кружки — 0.67.

4. Относительно 1978 г. (см. рис. 5б) светимость DQ Her в 1982—83 гг. заметно возросла. 13—14 сентября 1982 г., например, блеск на фазе 0.67 увеличился в $UBVRI$ приблизительно на 46, 36, 41, 97 и 143%, соответственно. Повышение светимости в затмении с 1978 г. по 1982 г. по сравнению с ее увеличением вне затмения незначительно. Следовательно, возрастание светимости системы обусловлено изменениями, происходящими в ее главном компоненте. (Поток излучения с той стороны вторичного компонента, которая наблюдается на фазах около 0.0, на фоне этих изменений можно считать постоянным. Возможные изменения потока от стороны вторичного компонента, видимого на фазах 0.3÷0.5, обсуждаются в статье II).

5. К 1982 г. внезатменный блеск DQ Her практически достиг того уровня, который наблюдался для составного источника в 1954 г. Уокером

[1]. Использование решения кривых блеска 1954 г. и 1975 г. [13] позволяет учесть излучение от незатмеваемых на фазе 0.0 областей главного компонента. Благодаря этому можно оценить вклад в общую светимость от небулярной оболочки. В статье II будет проведен анализ изменений суммарного блеска с 1954 г. по 1978 г. На основе этого анализа будет показано, что наряду с ослаблением мощности излучения небулярной оболочки происходило и падение блеска самой DQ Нег. Повышение светимости DQ Нег к 1982 г. свидетельствует о том, что относительно спокойная фаза, наблюдаемая с 1954 г. по 1978 г., закончилась, и система вступила в новую стадию активности.

6. В 1982 г., как и в 1954—1956 гг., 1975 г. [1, 14, 8] высота горба на кривой блеска до и после затмения изменяется в течение месяца и суток. (Как известно, горб обусловлен наличием у видимой на фазах $0.8 \div 0.9$ и 0.1 стороны дискообразной оболочки горячего пятна). Высота горба (ΔH) на фазах $0.8 \div 0.9$ относительно уровня блеска на фазе 0.2 пропорциональна светимости горячего пятна. Амплитуда колебаний величины ΔH наибольшая в полосах UBV и наименьшая в I . Следует отметить, что в 1982 г. по сравнению с 1954—1956 гг. и 1975 г., как правило, наблюдается более высокий горб на нисходящей ветви кривой затмения, чем на восходящей. Это может происходить по следующим причинам:

а) или горячее пятно при своей неизменной светимости переместилось дальше от линии, соединяющей центры компонентов системы;

б) или же оно практически осталось на том же расстоянии от этой линии, что и до 1982 г., но одновременно уменьшились и светимость горячего пятна и поглощение его излучения на фазах $0.8 \div 0.9$ газовыми потоками;

в) светимость горячего пятна возросла, но оно сместилось дальше от линии центров, в результате чего горб на восходящей ветви стал едва различимым.

7. Во всех пяти фильтрах имеется повышение блеска от фаз около 0.2 до фаз $0.45 \div 0.5$. Максимальная амплитуда этого повышения (A) наблюдается в видимой области спектра. Маловероятно, что такое изменение блеска обусловлено «просвечиванием» сквозь дискообразную оболочку горячего пятна, т. к. относительно большей величине параметра A соответствует меньшая высота горба ΔH . Так, например, в полосе B 19—20 июля 1982 г. по сравнению с 25—26 мая 1982 г. параметр A увеличился приблизительно в 1.5 раза, а ΔH уменьшилась приблизительно в 1.5 раза. Не исключено также, что светимость горячего пятна повышается из-за возрастания скорости поступления массы от красной звезды в дискообраз-

ную оболочку. Но вместе с этим, вследствие увеличения притока вещества, оболочка утолщается. Поэтому повышение горячего пятна не будет сопровождаться усилением его «просвечивания».

Возрастание внезатменного уровня блеска на фазах около $0.45 \div 0.5$ может происходить благодаря прогреву вторичного компонента излучением главного, как уже отмечалось при анализе решения кривых блеска DQ Her 1954 г. и 1975 г. [13]. Это возрастание может обуславливаться также и неравномерным распределением яркости по главному компоненту.

8. Уменьшение высоты горба, происходящее в течение месяца и суток, сопровождается не только увеличением параметра A . Вместе с понижением ΔH возрастают и глубина затмения, и абсолютный внезатменный блеск системы (L^*). Такое поведение кривых блеска DQ Her можно объяснить переменностью скоростей поступления вещества из красной звезды в дискообразную оболочку (\mathfrak{M}_{rd-d}) и из последней — на белый карлик (\mathfrak{M}_{d-wd}).

Если предположить, что поглощение газовыми потоками излучения горячего пятна усиливается при повышении скорости истечения вещества из вторичного компонента, то увеличение L_* и A , а значит и \mathfrak{M}_{d-wd} может происходить вследствие возрастания \mathfrak{M}_{rd-d} .

Если же рассматриваемое понижение ΔH не связано с поглощением излучения горячего пятна газовыми потоками, то оно может являться результатом уменьшения скорости захвата вещества из вторичного компонента главным. Увеличение L^* может обуславливаться поярчением главного компонента из-за более интенсивного выпадения газа на белый карлик. Увеличение \mathfrak{M}_{d-wd} при уменьшении \mathfrak{M}_{rd-d} может иметь место за счет расхода ранее накопленного вещества в дискообразной оболочке в результате, например, развития тепловой и динамической неустойчивостей. Не исключена также и возможность дополнительной подпитки дискообразной оболочки веществом, поступающим в нее через внешнюю точку Лагранжа из общей оболочки системы.

Интересен тот факт, что описываемое выше поведение кривых блеска DQ Her качественно очень похоже на то, которое наблюдается у карликовых Новых: спокойному состоянию этих систем соответствует более ярко выраженный горб при существенно меньшей светимости по сравнению с активной фазой (см., например, [15]). Правда, в случае DQ Her изменения блеска наблюдались пока с гораздо меньшей амплитудой, чем у карликовых Новых.

Уже давно стоит вопрос: едины ли по своей природе катаклизмические переменные или же в них имеются существенно разные по характеру происходящих в них вспышек группы объектов?

Исходя из сходства основных физических параметров Новых и карликовых Новых, Фогт [16] предложил считать их различными стадиями катаклизмической переменной, которые она проходит циклически. Согласно [16], в течение продолжительного промежутка времени между двумя вспышками Новой, она показывает типичное поведение карликовой Новой.

До сих пор единственным объектом с проявлением свойств Новой и карликовой Новой считалась GK Per. После вспышки Новой в 1901 г., спустя 56 лет, эта система проявляет активность, типичную для карликовой Новой: с периодом около 400 дней наблюдались вспышки с амплитудами от 1^m0 до 2^m5 (см. ссылки в [16]).

В свете сказанного не исключено, что фаза развития системы DQ Her, в которую она вступила к 1982 г. и в которой наблюдается усиление активности ее главного компонента, обусловлена проявлением у DQ Her свойств карликовой Новой.

Авторы благодарят Н. Н. Петрову, М. Н. Ловкую и Н. И. Меркулову за помощь при наблюдениях; Н. Н. Петрову и В. Т. Жоголеву за участие в оформлении статьи; А. Г. Щербакова и И. С. Саванова за помощь в обработке наблюдательного материала.

Крымская астрофизическая
обсерватория

FIVE-COLOR PHOTOMETRY OF DQ HERCULES (N HER 1934). I

E. S. DMITRIENKO, YU. S. EFIMOV, N. M. SHAKHOVSKOY

The five-color light curves of N Her 1934 with almost complete phase coverage have been obtained for the first time. The observations with a time resolution 25—45 s were performed in 1982—1983 using 1.25 m reflector at the Crimean astrophysical observatory in five broadband filters close to the standard UBVRI system. There are day-to-day and month-to-month light variations of the system as observed in 1954—1956 and in 1975. The out-of-eclipse light of DQ Her itself became brighter as compared with that in 1978 and was in 1982—1983 at the light level of 1954. The mid-eclipse light level of DQ Her changed insignificantly. Hence, the out-of-eclipse light increase of the system is due to the power increase of its main component. This fact and the resemblance of the photometric behaviour of DQ Her to that of dwarf novae indicate the increasing activity of the main component of the system towards 1982 as compared with its activity in 1954—1978. It is possible that 50 years after the Nova outburst in 1934 conditions have arisen for the next activity stage of DQ Her.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. F. Walker*, *Ap. J.*, 123, 68, 1956.
2. *R. Kraft*, *Ap. J.*, 130, 110, 1959.
3. *R. Kraft*, *Adv. in Astronomy and Astrophysics*, 2, 43, 1963.
4. *В. Г. Горбацкий*, *Новоподобные и Новые звезды*. Наука, М., 1974.
5. *В. Г. Горбацкий*, *Письма АЖ.*, 1, 23, 1975.
6. *B. Warner*, *IAU Symp. 7: "Structure and Evolution of Close Binary Systems"*,
D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1976, p. 82.
7. *D. R. Schneider, J. L. Greenstein*, *Ap. J.*, 233, 935, 1979.
8. *M. R. Nelson, E. C. Olson*, *Ap. J.*, 207, 195, 1976.
9. *V. Pitrolo*, *Astron. Astrophys.*, 27, 383, 1973.
10. *Th. Neckel, R. Chini*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 39, 411, 1980.
11. *Th. G. Barnes, Th. J. Moffett*, *P. A. S. P.*, 91, 28, 1979.
12. *E. C. Olson, J. L. Africano*, *P. A. S. P.*, 93, 130, 1981.
13. *Е. С. Дмитриенко, А. М. Черепашук*, *Астрон. ж.*, 57, 749, 1980.
14. *M. F. Walker*, *Ap. J.*, 127, 319, 1958.
15. *B. Warner*, *M. N. RAS.*, 168, 235, 1974.
16. *N. Vogt*, *Astron. Ges. Mitt.*, N57, 79, 1982.

УДК: 524.338.5—355

О ПЕРЕМЕННОСТИ ВОДОРОДНОЙ И КАЛЬЦИЕВОЙ ЭМИССИИ
В СПЕКТРЕ SU Aur

В. П. ГРИНИН, А. С. МИЦКЕВИЧ, Л. В. ТИМОШЕНКО

Поступила 17 августа 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Патрульными спектральными наблюдениями, выполненными в Крыму и Шемахинской астрофизической обсерватории, выявлены следующие особенности переменности эмиссионного спектра звезды типа Т Тельца SU Aur: 1) Появление абсорбции в длиноволинном крыле линии H_{α} , свидетельствующее о выпадении газа на звезду. 2) Резкое усиление эмиссии в линии H_{α} в ночь 11—12. 10. 1982, сопровождавшееся выбросом газа из звезды. 3) Переменность кальциевой эмиссии с характерным временем поядка одного часа. Кратко обсуждается природа переменности.

1. *Введение.* Согласно классификации Хербига [1] и Коэна и Кухи [2] неправильная переменная SU Aur спектрального класса G2 пе III принадлежит к звездам типа Т Тельца. По характеру фотометрической переменности ($m_{pg} = 9^m7 - 11^m3$) она относится к подклассу звезд с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска [3]. Эмиссионный спектр SU Aur выражен довольно слабо: в пятибалльной шкале Хербига [1] она относится к классу I. Из линий бальмеровской серии в эмиссии, как правило, видна только линия H_{α} . На двух спектрограммах, полученных Зайцевой и Колотиловым [4], ее эквивалентная ширина была равна 1.9 и 3 А. Слабая эмиссия в линиях H и K Ca II отмечалась Хербигом [1] и в линиях Na D — Хартманном [5].

Данные о переменности эмиссионных линий в спектре SU Aur довольно скудны. На спектрограмме, полученной Шнибергером и др. [6], эмиссия в H_{α} имеет двухкомпонентную структуру с центральным абсорбционным провалом. Аналогичный тип профиля наблюдался Зайцевой и Колотиловым [4]. С другой стороны, Хартманн [5] зарегистрировал более сложный тип профиля линии H_{α} : широкую эмиссию, изрезанную абсорбционными деталями.

С целью получения более полного представления о характере переменности водородной эмиссии в спектре SU Aur в КрАО в 1982 г. были выполнены патрульные спектральные наблюдения в области H_{α} . В данном

сообщении приводятся некоторые результаты этих наблюдений и данные о переменности кальциевой эмиссии, полученные в ШАО АН Аз.ССР.

2. *Наблюдения.* Патрульные наблюдения в линии H_{α} проводились в период октябрь—ноябрь 1982 г. на 1.22-м рефлекторе КрАО. Использовался дифракционный спектрограф UAGS, оснащенный однокамерным ЭОП. Дисперсия составляла 75 А/мм в области H_{α} , спектральное разрешение—около 1.5 А. Спектры фотографировались на пленку 103 а-Г (среднее время экспозиции составляло 50^m) и записывались на автоматизированном микрофотометре КрАО. Всего получено 25 спектров в области H_{α} для 25-и ночей наблюдений.

В дополнение к этому на 2.6-м телескопе КрАО 24—25.12. 1982 была получена серия спектрограмм, охватывающих участок спектра от линии Н и К Са II до линии H_{α} . Использовался спектрограф СПЭМ, оснащенный трехкаскадным ЭОП, дисперсия в области линий Н и К Са II составляла 45 А/мм.

Переменность эмиссии в линиях Н и К Са II зарегистрирована в процессе спектральных наблюдений, выполненных в 1977—1978 гг. на 2-м телескопе ШАО на двухпризменном спектрографе «Канберра» с дисперсией 60 А/мм в области линий Н и К Са II. Спектры регистрировались на жластинках ORWO ZU-2 и Kodak 103 а-О. Всего получена 51 спектрограмма для 16 ночей наблюдений. Время экспозиции составляло от 10 до 60^m .

3. *Результаты.* На рис. 1 для восьми дат наблюдений приведены характерные типы профилей линии H_{α} в спектре SU Aug. Чаще всего наблюдалась асимметричная двухкомпонентная эмиссия со смещенным в синюю сторону абсорбционным провалом. В случае звезд типа Т Тельца такой тип профиля обычно интерпретируется как результат истечения вещества из звезды. При этом предполагается, что скорость истечения уменьшается с удалением от поверхности звезды (Куан [7]) от значения v_{max} до значения v_a , соответствующего смещению абсорбционного компонента линии относительно лучевой скорости звезды $v_* = +24$ км/с [1].

Измерение лучевых скоростей деталей профилей показало, что среднее значение $v_a \approx -60$ км/с. При этом максимальная скорость движения, определяемая по полуширине линии у основания, составляет около 500 км/с.

Особый интерес представляют профили линии H_{α} , полученные 2/3. 10 и 3/4. 11, на которых отчетливо виден абсорбционный компонент в красном крыле линии. Как известно, профили такого типа (как называемые, «зрательные Р Суг-профили») наблюдаются у ряда звезд типа Т Тельца [8—10]. Однако, в отличие от SU Aug, они, как правило, видны в выс-

ших членах бальмеровской серии и лишь иногда в линии H_3 , [11—12]). Таким образом, SU Aur является, по-видимому, первой звездой этого типа, у которой обратный P Cyg профиль наблюдался в главной линии бальмеровской серии.

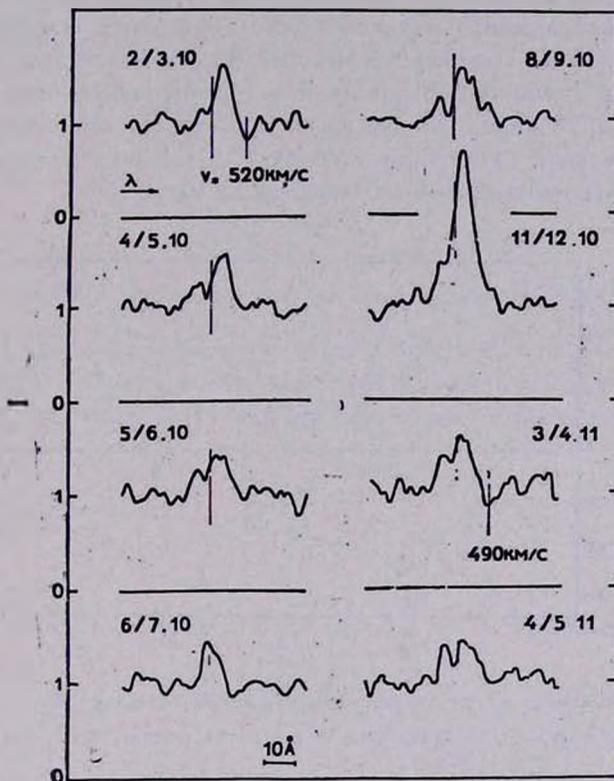


Рис. 1. Типичные профили линии H_α , зарегистрированные в ходе патрульных наблюдений.

По своему виду профиль линии H_α за 3/4.11 похож на профиль линии H_β , наблюдавшийся Ридгреном [13] в спектре S CrA. В обоих случаях наряду с абсорбцией в красном крыле линии имеется также центральный компонент, слегка смещенный в синюю сторону. Согласно расчетам Берту (см. [10]) и Гринина [14] подобный тип профиля (с двойной абсорбцией) соответствует простейшему случаю радиально-симметричной аккреции. Однако наблюдаемое смещение центральной абсорбции в синюю сторону свидетельствует о том, что выпадение газа на звезду в данном случае происходит на фоне расширения внешних слоев оболочки.

Для всех дат наблюдений были определены эквивалентные ширины линии H_α (рис. 2а), а также измерены лучевые скорости центральной аб-

сорбции в тех случаях, когда она была видна на профиле (рис. 26). За исключением одной даты наблюдений значения $W_{H\alpha}$ находились в пределах от 2 до 5 А. В ночь 11/12. 10 было зарегистрировано резкое увеличение $W_{H\alpha}$ до значения 13.7 А, т. е., более чем в три раза по сравнению со средним уровнем. Визуальные оценки блеска, проводившиеся до и после спектральных наблюдений, не показали сколько-нибудь заметного ослабления блеска SU Aug. Поэтому увеличение $W_{H\alpha}$ следует связать с усилением эмиссии в линии $H\alpha$, обусловленным резким повышением активности звезды. Из рис. 26 видно, что вспышка в линии $H\alpha$ сопровождалась смещением центральной абсорбции профиля в синюю сторону, свидетельствующим об усилении истечения вещества из звезды.

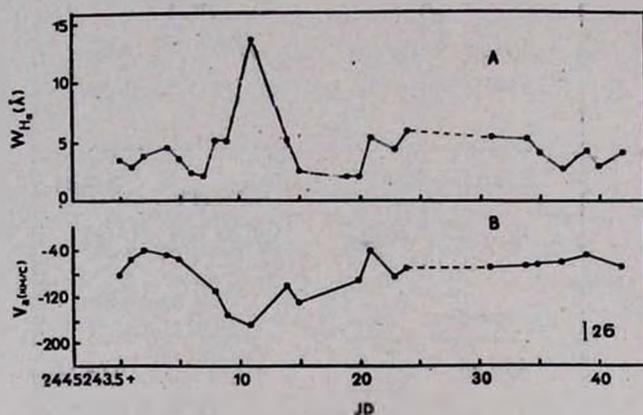


Рис. 2. $H\alpha$ -вспышка: а) изменение эквивалентной ширины $W_{H\alpha}$, б) изменение лучевой скорости центральной абсорбции в системе координат, связанной со звездой.

На рис. 3 представлен участок спектра в окрестности линий H и K Ca II, полученный на 2,6-м телескопе 24/25. 12. 1982. В центре линий поглощения отчетливо видны узкие эмиссионные линии, по которым была измерена лучевая скорость звезды: $v_* = +30$ км/с, что согласуется с оценкой Хербига [1]: $v_* = +24$ км/с, сделанной по фотосферным линиям.

Просмотр спектрограмм SU Aug, полученных в ШАО АН Аз.ССР в период 1977—1978 гг., показал, что интенсивность эмиссионных ядер линий H и K Ca II меняется с течением времени. Наименьшее характерное время переменности было зарегистрировано 22/23. 02. 1977 и 1/2. 01. 1978. На рис. 4 каждая из этих ночей представлена серией спектрограмм, следующих одна за другой. Время экспозиции каждой спектрограммы составляло 25^м. Видно, что в ночь 22/23. 02. 1977 эмиссионное ядро в линии K Ca II наблюдалось в течение примерно одного часа (спектрограммы 2—4) и отсутствовало на спектрограммах 1 и 5. Аналогичная картина

быстрой переменности видна также на серии спектрограмм, полученных в ночь 1/2. 01. 1978.

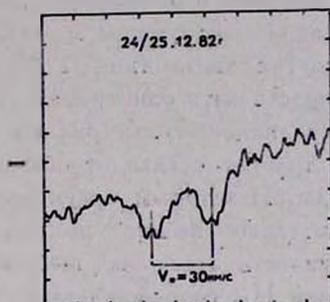


Рис. 3. Хромосферная эмиссия в ядрах линий H и K Ca II.

4. *Обсуждение.* Таким образом, как показывает проведенное исследование, звезда SU Aur представляет собой чрезвычайно интересный объект, в котором, как в фокусе, сконцентрирована вся проблематика звезд типа

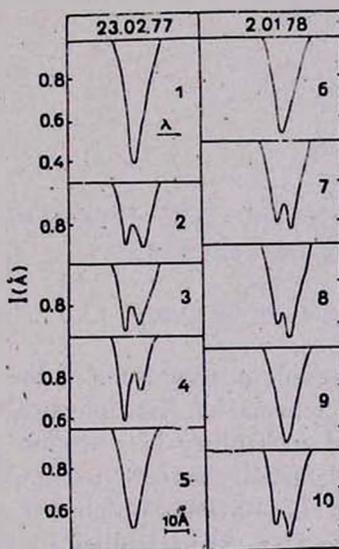


Рис. 4. Переменность эмиссионного ядра линии K Ca II. Время экспозиции последовательных спектрограмм 25^m.

Т Тельца. В ее эмиссионном спектре одновременно наблюдаются линии, типичные для звездных хромосфер (эмиссионные ядра линий H и K) и для протяженных околозвездных оболочек (линия H_α). Быстрая переменность эмиссии в линиях H и K Ca II с характерным временем порядка од-

ного часа свидетельствует о существовании нестационарных процессов на поверхности звезды. Профили линии H_{α} , расширенные крупномасштабными движениями газа в оболочке, систематически указывают на истечение вещества из звезды. Однако в отдельные даты наблюдаются профили, обратные Р Суг, свидетельствующие о выпадении газа на звезду. Причем, как и в случае других звезд типа Т Тельца [12, 15—17], оба типа движений могут сосуществовать одновременно.

В простейшем случае радиально-симметричных движений столь сложная кинематика оболочки требует отказа от обычно-используемого предположения сплошной среды. Некоторым аргументом в пользу того, что оболочка SU Aur действительно весьма неоднородна, и, по-видимому, представляет собой совокупность отдельных выбросов, является вспышка, зарегистрированная в линии H_{α} , сопровождавшаяся выбросом газа из звезды. Это определенно свидетельствует о том, что по крайней мере часть потери массы звездой носит дискретный характер, обусловленный вспышечной активностью на поверхности звезды.

Авторы приносят глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за полезные обсуждения и П. П. Петрову за помощь при выполнении спектральных наблюдений на 2.6-м телескопе.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

ON THE VARIABILITY OF THE HYDROGEN AND CALCIUM EMISSION IN THE SPECTRA OF SU AUR

V. P. GRININ, A. S. MITSKEVICH, L. V. TIMOSHENKO

The patrol spectroscopic observations of the T Tauri star SU Aur made in the Crimean and Schemacha Astrophysical Observatories revealed the following features of variability of emission spectra: 1) appearance in single nights the redshifted absorption components in H_{α} profile, 2) H_{α} -flare in the night 11/12.10.1982, which was accompanied by an outburst of matter from the star, 3) variability of emission in H and K CaII lines with a characteristic time about 1^h . The origin of the variability is shortly discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Adv. Astr. Astrophys.*, 1, 47, 1962.
2. M. Cohen, L. V. Kuht, *Ap. J., Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.

3. Б. В. Кукаркин и др., Общий каталог переменных звезд. III изд., М., 1970.
4. Г. В. Зайцева, Е. А. Кологилев, *Астрофизика*, 9, 185, 1973.
5. L. Hartmann, *Ap. J., Suppl. Ser.*, 48, 109, 1982.
6. T. J. Schneeberger, S. P. Worden, M. S. Wilkerson, *Ap. J., Suppl. Ser.*, 41, 369, 1979.
7. P. Kuun, *Ap. J.*, 202, 425, 1975.
8. M. F. Walker, *Ap. J.*, 175, 89, 1972.
9. I. Appenzeller, *IAU Proc. Coll. N 42*, Eds. R. Kippenhahn, J. Rahe, W. Strohmeyer, 1977.
10. B. Wolf, I. Appenzeller, C. Bertout, *Astron. Astrophys.*, 58, 163, 1977.
11. M. F. Walker, D. Burstein, *P. A. S. P.*, 92, 648, 1980.
12. А. Б. Букач, В. П. Гринин, П. П. Петров, Н. И. Шаховская, *Письма АЖ*, 8, 172, 1982.
13. A. E. Rydgren, *P. A. S. P.*, 89, 557, 1977.
14. В. П. Гринин, *Изв. Крымской обс.*, 56, 3, 1977.
15. L. V. Kuhl, *P. A. S. P.*, 87, 502, 1975.
16. J. Krautter, U. Bastian, *Astron. Astrophys.*, 88, L6, 1980.
17. I. Appenzeller, B. Wolf, *Astron. Astrophys.*, 105, 313, 1982.

УДК: 524.336.7—355:520.84

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРАВИЛЬНЫХ
ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД SV Ser, UX Ori И DD Ser

Л. В. ТИМОШЕНКО

Поступила 4 мая 1984

Принята к печати 15 сентября 1984

По 19 спектрограммам для трех переменных с непериодическими ослаблениями блеска SV Ser, UX Ori, DD Ser, полученным на 2-метровом телескопе ШАО НПО КИ АН Азерб.ССР с дисперсией 94 А/мм у H_T , проведена двумерная количественная спектральная классификация этих переменных. По нескольким классификационным критериям, основанным на линиях металлов, определены средние спектральные классы для каждой звезды: А0—для SV Ser, А3—для UX Ori и А5—для DD Ser. Обнаружено изменение спектрального класса звезды SV Ser от А0 до А3 от ночи к ночи; возможно, это связано с наличием холодных областей на поверхности звезды. Средние значения абсолютных звездных величин по спектрам SV Ser, UX Ori и DD Ser составляют, соответственно, $M_V = -0^m.5$, $M_V = 0^m.6$ и $M_V = 0^m.2$, что соответствует гигантам III класса светимости. Глубины водородных линий и К Ca II заметно превышают глубины в спектрах стандартных звезд того же спектрального класса и класса светимости, что объясняется вкладом дополнительного поглощения в оболочке. Рассмотрение имеющихся в литературе фотографических наблюдений звезды DD Ser, охватывающих период в 25 лет, позволяет заподозрить цикличность ослаблений ~ 4 лет.

1. *Введение.* Среди всего многообразия неправильных переменных выделяется группа звезд, основной фотометрической особенностью которых являются непериодические ослабления блеска с разной амплитудой и продолжительностью. Природа таких ослаблений блеска до сих пор не выяснена, хотя фотометрические исследования этих переменных проводятся с начала века.

Спектральные наблюдения всей группы звезд весьма малочисленны и неоднородны. В основном наблюдалась эмиссионная линия H_α и в некоторых случаях H_β [1—3]. По одной спектрограмме с дисперсией 75 А/мм у H_T для каждой из 25 таких звезд Хербиг [4] оценил спектральный класс и в некоторых случаях класс светимости.

В 1978 г. в ШАО АН Азерб.ССР начато планомерное исследование спектров неправильных переменных с непериодическими ослаблениями блеска [5—7]. В плане этих исследований приводятся результаты изучения трех аналогичных переменных раннего спектрального класса.

2. *Наблюдения.* Спектральные наблюдения переменных SV Ser, UX Ori и DD Ser проводились в 1981, 1983 гг. на 2-метровом телескопе ШАО АН Азерб.ССР с помощью призменного спектрографа с дисперсией 94 А/мм у Н_γ, установленного в фокусе Кассегрена. Все спектры исследуемых и стандартных звезд снимались на пластинках Kodak 103 а-О в фотографической области в интервале длин волн λλ 3650—5000 А и обрабатывались в стандартных условиях. Всего получено 19 спектрограмм для трех исследуемых звезд и 42 спектрограммы стандартных звезд. Данные спектральных наблюдений, моменты середины экспозиций и длительность экспозиций приведены в табл. 1.

Таблица 1

ДАННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
SV Ser, UX Ori И DD Ser

| № спектра | Дата | UT (середина) | Время экспозиции |
|-----------|------------|---------------------------------|------------------|
| | SV Ser | | |
| 1 | 29.09.1981 | 17 ^h 40 ^m | 40 ^m |
| 2 | | 18 36 | 45 |
| 3 | | 20 00 | 50 |
| 4 | 13.10.1981 | 19 35 | 40 |
| 5 | | 20 30 | 60 |
| 6 | 14.10.1981 | 16 00 | 30 |
| 7 | | 16 45 | 30 |
| 8 | 17.11.1982 | 15 52 | 15 |
| 9 | | 16 18 | 25 |
| 10 | | 16 40 | 20 |
| 11 | | 17 17 | 25 |
| 12 | | 18 00 | 30 |
| | UX Ori | | |
| 13 | 28.11.1983 | 16 30 | 20 |
| 14 | | 17 00 | 30 |
| 15 | | 17 35 | 40 |
| 16 | | 18 22 | 30 |
| 17 | | 18 52 | 30 |
| | DD Ser | | |
| 18 | 26.07.1983 | 18 40 | 20 |
| 19 | | 19 05 | 20 |

3. *Обработка наблюдений. Спектральная классификация.* Полученные спектры были использованы для проведения двумерной классификации.

Методика проведения двумерной количественной классификации переменных звезд этого типа описана в [6] для WW Vul.

По всем полученным спектрограммам исследуемых звезд определены эквивалентные ширины линий для выбранных критериев двумерной спектральной классификации [8]. Результаты определений эквивалентных ширины линий металлов, входящих в критерии по спектральному классу S_p и абсолютной звездной величине M_V , представлены в табл. 2.

На рис. 1(a, b) на калибровочные кривые для определения S_p и M_V нанесены соответствующие значения эквивалентных ширины W_λ их сумм и отношений. Кроме этого, на рис. 1a показана ошибка определения спектрального класса в пределах 3τ . Эти ошибки указаны с двух сторон на каждом графике отдельно для спектральных классов A и F, т. к. в диапазоне F0—F8 подъем калибровочных кривых, как правило, более крутой, чем для интервала B9—A7. Все полученные по разным критериям спектральные классы S_p и абсолютные звездные величины M_V объединены в таблицу 3.

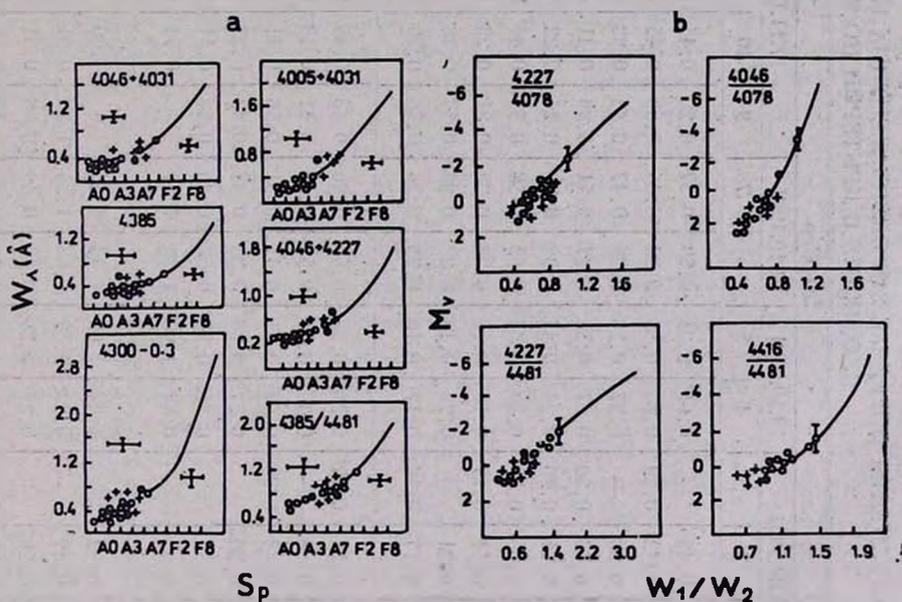


Рис. 1. Калибровочные кривые с нанесенными значениями W_λ для определения S_p (рис. 1a) и M_V (рис. 1b).

Отметим, что критерии спектральной классификации, отобранные для стационарных звезд, мы применяем к переменным звездам, считая, что в каждый момент их можно характеризовать как стационарные. Это предположение справедливо, если изменения в звезде происходят адиабатически. Поскольку справедливость этого условия не очевидна, то мы можем ожи-

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ,
ВХОДЯЩИХ В КРИТЕРИИ ПО S_p И M_V

| λ (Å) | Элемент | SV Ser | | | | | | | | | | | UX Ori | | | | | DD Ser | |
|---------------|-------------|------------|------|------|------------|------|------------|------|------------|------|------|------|------------|------|------|------|------|------------|------|
| | | 29.09.1981 | | | 13.10.1981 | | 14.10.1981 | | 17.11.1982 | | | | 28.11.1983 | | | | | 26.07.1983 | |
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 |
| 4481 | Mg II | 0.36 | 0.45 | — | 0.61 | 0.28 | 0.29 | 0.37 | 0.20 | 0.45 | 0.31 | 0.32 | 0.90 | 0.64 | 0.60 | 0.56 | 0.57 | 0.74 | 0.39 |
| 4416 | Fe II | 0.37 | 0.42 | 0.29 | 0.88 | 0.30 | 0.30 | 0.46 | 0.53 | 0.45 | 0.37 | 0.42 | 0.45 | 0.34 | 0.40 | 0.39 | 0.45 | 0.53 | 0.53 |
| 4385 | Fe II | 0.28 | 0.20 | — | 0.27 | 0.28 | 0.38 | 0.47 | 0.43 | 0.33 | 0.26 | 0.35 | 0.43 | 0.51 | 0.43 | 0.47 | 0.54 | 0.68 | 0.33 |
| 4300 | Fe II Ti II | 0.25 | 0.43 | 0.20 | 0.37 | 0.31 | 0.47 | 0.51 | 0.38 | 0.41 | 0.37 | 0.37 | 0.26 | 0.44 | 0.32 | 0.42 | 0.69 | 0.73 | 0.34 |
| 4227 | Ca I | 0.24 | 0.21 | 0.30 | 0.24 | 0.44 | 0.35 | 0.23 | 0.24 | 0.23 | 0.35 | 0.35 | 0.43 | 0.30 | 0.43 | 0.45 | 0.40 | 0.40 | 0.32 |
| 4078 | Sr II | 0.29 | 0.39 | 0.39 | 0.39 | 0.44 | 0.53 | 0.58 | 0.31 | 0.45 | 0.29 | 0.42 | 0.64 | 0.61 | 0.60 | 0.65 | 0.80 | 0.54 | 0.32 |
| 4046 | Fe I | 0.17 | 0.11 | 0.17 | 0.10 | 0.17 | 0.28 | 0.23 | 0.21 | 0.23 | 0.33 | 0.25 | 0.33 | 0.20 | 0.20 | 0.42 | 0.35 | 0.41 | 0.55 |
| 4031 | Mn I | 0.12 | 0.21 | — | 0.21 | 0.15 | 0.22 | 0.23 | 0.33 | 0.28 | 0.26 | 0.20 | 0.30 | 0.25 | 0.31 | 0.40 | 0.40 | 0.35 | 0.30 |
| 4005 | Fe I | 0.19 | 0.17 | 0.19 | 0.17 | 0.16 | 0.33 | 0.36 | 0.28 | 0.30 | 0.23 | 0.29 | 0.20 | 0.27 | 0.35 | 0.34 | 0.39 | 0.39 | 0.23 |
| 4046+4227 | | 0.37 | 0.31 | 0.37 | 0.29 | 0.39 | 0.63 | 0.46 | 0.45 | 0.46 | 0.68 | 0.60 | 0.76 | 0.50 | 0.89 | 0.87 | 0.84 | 0.81 | 0.87 |
| 4005+4031 | | 0.31 | 0.38 | — | 0.38 | 0.31 | 0.55 | 0.59 | 0.61 | 0.58 | 0.49 | 0.49 | 0.50 | 0.52 | 0.66 | 0.74 | 0.79 | 0.74 | 0.53 |
| S_p 4300—03 | | 0.25 | 0.43 | 0.20 | 0.37 | 0.31 | 0.47 | 0.51 | 0.38 | 0.41 | 0.37 | 0.37 | 0.26 | 0.44 | 0.32 | 0.42 | 0.69 | 0.73 | 0.34 |
| 4385 | | 0.28 | 0.20 | — | 0.27 | 0.28 | 0.38 | 0.47 | 0.43 | 0.33 | 0.26 | 0.35 | 0.43 | 0.51 | 0.43 | 0.47 | 0.54 | 0.68 | 0.33 |
| 4046+4031 | | 0.29 | 0.32 | — | 0.31 | 0.32 | 0.50 | 0.46 | 0.54 | 0.51 | 0.59 | 0.45 | 0.63 | 0.45 | 0.51 | 0.82 | 0.75 | 0.76 | 0.83 |
| 4385/4481 | | 0.78 | 0.45 | — | 0.44 | 1.00 | 1.30 | 1.27 | — | 0.73 | 0.84 | 1.09 | 0.47 | 0.84 | 0.72 | 0.83 | 0.90 | 0.92 | 0.85 |
| 4416/4481 | | 1.02 | 0.92 | — | 1.44 | 1.09 | 1.03 | 1.26 | — | 1.00 | 1.19 | 1.31 | 0.50 | 0.53 | 0.66 | 0.69 | 0.78 | 0.72 | 1.30 |
| 4227/4481 | | 0.67 | 0.47 | — | 0.39 | 1.57 | 1.62 | 1.26 | 1.20 | 0.51 | 1.13 | 1.09 | 0.47 | 0.46 | 0.71 | 0.80 | 0.70 | 0.54 | 0.82 |
| M 4046/4078 | | 0.59 | 0.28 | — | 0.26 | 0.39 | 0.53 | 0.40 | 0.68 | 0.51 | 1.10 | 0.60 | 0.52 | 0.33 | 0.33 | 0.64 | 0.44 | 0.76 | 1.70 |
| 4227/4078 | | 0.83 | 0.54 | 0.77 | 0.62 | 1.00 | 0.66 | 0.40 | 0.77 | 0.51 | 0.88 | 0.83 | 0.67 | 0.49 | 0.71 | 0.69 | 0.50 | 0.74 | 1.00 |

дать различия в оценке параметров переменных звезд, определяемых по разным критериям спектральной классификации. Поэтому необходимо выявить те критерии из таблицы 3, которые вносят значительную неопределенность и большой разброс в оценках спектрального класса и абсолютной звездой величины.

С целью выяснения однородности критериев нами было проведено осреднение S_p и M_V по каждому критерию. Осреднение проводилось по горизонтали табл. 3, отдельно для каждой звезды. Эти данные также представлены в этой таблице. Таблица показывает, что есть критерии, дающие значительные отклонения в оценках S_p и M_V от средних оценок этих параметров. Так для SV Cer таким критерием является $\lambda 4385/\lambda 4481$, для DD Ser $\lambda 4046 + \lambda 4031$, а для UX Ori аномальных критериев не обнаружено, хотя разброс в S_p больше, чем у остальных двух звезд.

Для классификации по абсолютной звездной величине аномальным критерием, как выяснилось при усреднении M_V в табл. 3 по горизонтали, является $\lambda 4046/\lambda 4078$, вследствие чего получается очень большой разброс $\sim \pm 2^m$ в определении абсолютной звездной величины SV Cer.

Отметим, что для разных звезд критерии, выпадающие по однородности, различны. Для SV Cer наблюдается неплохое согласие между спектральными классами по разным критериям и отчетливое разбиение спектральных классов на две группы, чего нельзя сказать о UX Ori, хотя, как следует из табл. 3, ее спектральный класс меняется в пределах A3—A5, однако разброс по разным критериям в некоторых случаях составляет ~ 0.5 спектрального класса. Такой разброс спектральных классов по разным критериям замечен и по спектрам DD Ser. Напротив, по абсолютной звездной величине разброс незначителен для тех звезд, для которых он большой по S_p , а именно, для UX Ori и DD Ser. В то же время для этих двух звезд все критерии по абсолютной звездной величине хорошо согласуются друг с другом.

Теперь, когда выяснилось, какие из критериев выпадают по однородности, можно в табл. 3 более уверенно провести усреднение S_p и M_V по разным критериям, исключая аномальные. Поэтому в таблице указан средний спектральный класс \bar{S}_p и средняя абсолютная звездная величина \bar{M}_V , определенные по каждому спектру.

Полученные данные по спектральному классу и абсолютной звездной величине нанесены на диаграмму $S_p - M_V$, которая представлена на рис. 2. Линии разных классов светимость проведены по данным [9] на основании того, что, как уже отмечалось в [8], полученная система спектральной классификации близка к системе МК.

Рис. 2 показывает, что для SV Cer изменение спектрального класса от A0 до A3 ($\sigma_{S_p} = 0.7$ спектрального подкласса) перемещает звезду по

ПОЛУЧЕННЫЕ ПО РАЗНЫМ КРИТЕРИЯМ СПЕКТРАЛЬНЫЕ

| Критерии спектральной классификации | | SV Cep | | | | | | | | | |
|-------------------------------------|---------------------------------|--------------------|------|------|------------|------|------------|-------|------------|-----|--|
| | | 29.09.1981 | | | 13.10.1981 | | 14.10.1981 | | 17.11.1982 | | |
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 9 | 10 | |
| 1 | λ 4046 + λ 4227 | A0 | B9 | A0 | B9 | A1 | A3 | A2 | A2 | A2 | |
| 2 | λ 4005 + λ 4031 | B9 | A0 | — | A0 | B9 | A3 | A4 | A3 | A2 | |
| 3 | λ 4300 | B9 | A2 | B9 | A1 | A0 | A3 | A4 | A2 | A2 | |
| 4 | λ 4385 | A1 | B9 | — | A0 | A1 | A3 | A6 | A5 | A4 | |
| 5 | λ 4046 + λ 4031 | B9 | B9 | — | B9 | B9 | A2 | A1 | A4 | A3 | |
| 6 | λ 4385/4481 | A1 | B9 | — | B9 | A5* | A7* | A7* | — | A0 | |
| | S_p | A0 | A0 | A0 | A1 | A4 | A4 | A4 | A3 | A2 | |
| 1 | λ 4416/ λ 4481 | 0 ^m .0 | 0.3 | — | 1.0 | 0.0 | 0.0 | -1.0 | — | 0.0 | |
| 2 | λ 4227/ λ 4481 | 0.0 | 0.5 | — | 1.0 | -1.6 | -2.0 | -1.0 | -1.0 | 0.8 | |
| 3 | λ 4046/ λ 4078 | 1.0 | 2.0* | — | 2.0* | 2.0* | 1.0 | -1.5* | 0.0 | 0.8 | |
| 4 | λ 4227/ λ 4078 | -1.5 | 0.0 | -1.0 | -0.2 | -2.0 | -0.5 | 1.0 | -1.0 | 0.3 | |
| | M_V | -0 ^m .5 | 0.3 | -1.0 | 0.6 | -1.2 | -0.8 | -0.3 | -1.0 | 0.4 | |

линии III класса светимости. Среднее значение абсолютной звездной величины для спектров SV Cep составляет $M_V \approx -0^m.5 \pm 0^m.5$. Звезды

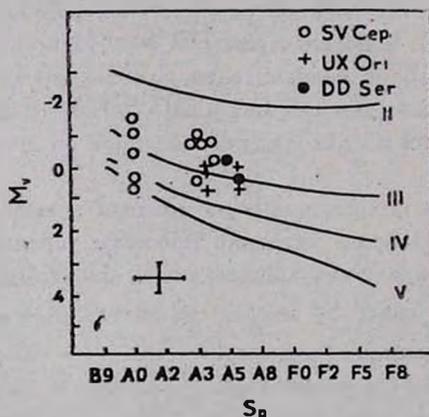


Рис. 2. Диаграмма $S_p - M_V$ для критериев классификации по линиям металлов.

UX Ori и DD Ser также располагаются в области гигантов III класса светимости спектральных классов A3 и A5 и с абсолютными звездными величинами, соответственно, $M_V \approx 0^m.6 \pm 0^m.5$ и $M_V \approx 0^m.2 \pm 0^m.5$.

Таблица 3

КЛАССЫ Sp И АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ M_V

| SV Ser | | \bar{S}_p | UX Ori | | | | | \bar{S}_p | DD Ser | | \bar{S}_p |
|------------|------|-------------|------------------|-----|------|-----|-----|-------------|------------|------|-------------|
| 17.11.1982 | | | 28.11.83 | | | | | | 26.07.1983 | | |
| 11 | 12 | | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | | 18 | 19 | |
| A4 | A3 | A2 | A3 | A2 | A2 | A7 | A5 | A4 | A5 | A7 | A6 |
| A1 | A1 | A1 | A5 | A7 | A5 | A7 | A7 | A6 | A5 | A2 | A4 |
| A1 | A1 | A1 | A0 | A3 | A2 | A3 | A5 | A3 | A5 | A2 | A4 |
| A1 | A4 | A2 | A2 | A2 | A3 | A5 | A5 | A4 | A9 | A3 | A6 |
| A4 | A2 | A1 | A5 | A2 | A7 | A7 | A7 | A6 | A5 | A9 | A7 |
| A3 | A5 | A4 | A0 | A3 | A3 | A3 | A5 | A3 | A5 | A5 | A5 |
| A3 | A3 | A2 | A3 | A3 | A3 | A5 | A5 | A4 | A5 | A5 | A5 |
| -0.2 | -0.8 | -0.1 | 1 ^m 0 | 0.9 | 0.8 | 0.8 | 0.7 | 0.8 | 0.8 | 0.0 | 0.4 |
| -0.8 | -0.4 | -0.4 | 0.9 | 0.9 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.4 | 1.0 | 0.2 | 0.6 |
| -3.0° | 0.5* | 0.5 | 1.0 | 1.5 | 1.5 | 0.2 | 1.5 | 1.2 | 0.5 | -1.0 | -0.3 |
| -1.5 | -1.2 | -0.7 | 0.0 | 1.0 | -0.9 | 0.0 | 1.0 | 0.2 | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
| -0.8 | -0.8 | -0.3 | 0 ^m 7 | 1.0 | 0.4 | 0.3 | 0.8 | 0.6 | 0.6 | -0.2 | 0.2 |

4. Эквивалентные ширины и профили линий. По всем спектрограммам SV Ser, UX Ori и DD Ser подсчитаны эквивалентные ширины и построены контуры линий водорода H_β , H_γ , H_δ и ионизованного кальция K Ca II.

Таблица 4

| Линия | W_λ (Å) | | | | | | | | | | W_λ ср. | A0 III | A3 III |
|------------|-----------------|------|------|------------|------|------------|------------|------|------|------|-----------------|--------|--------|
| | 29.09.1981 | | | 13.10.1981 | | 14.10.1981 | 17.11.1982 | | | | | | |
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 9 | 10 | 11 | 12 | | | |
| H_β | 7.8 | 10.0 | 10.0 | 8.2 | 6.7 | 8.5 | 7.6 | 10.0 | 9.4 | 8.8 | 9.0 | 13.2 | 7.8 |
| H_γ | 14.2 | 15.0 | 13.6 | 12.3 | 11.7 | 13.6 | 12.6 | 14.4 | 13.6 | 16.2 | 14.0 | 14.7 | 10.6 |
| H_δ | 12.6 | 12.6 | 13.5 | 9.8 | 13.6 | 12.6 | 11.7 | 14.9 | 14.3 | 14.5 | 13.0 | 11.0 | 9.6 |
| KCa II | 0.8 | 0.8 | 0.8 | 0.4 | 0.7 | 0.6 | 0.1 | 0.1 | 0.2 | e | 0.5 | 0.5 | 1.3 |

Аналогично результатам, полученным по WW Vul, можно ожидать, что спектральный класс, формально определяемый по разным линиям водорода, будет разным для одного и того же спектра. Вследствии чего линии водорода не могут служить критериями спектральной классификации, т. к. они имеют, по-видимому, не чисто фотосферное происхождение.

В табл. 4 представлены данные по эквивалентным ширинам линий водорода и KCa II в спектрах SV Ser. Здесь же для сравнения даны W_λ .

линий в спектрах стационарных звезд спектральных типов А0 III и А3 III.

Как отмечалось выше (табл. 3), за время наблюдений SV Cep ее спектральный класс по линиям металлов изменился от А0 до А3. В то же время, согласно табл. 4, с эквивалентными ширинами линий водорода такого изменения не произошло. Среднее значение $W_\lambda(H_\beta)$ значительно меньше, чем у стационарной звезды А0 III и соответствует приблизительно спектральному типу А3 III. В остальные даты, когда спектральный класс по линиям металлов определен как А3, значения W_λ близки к А3 III. По линии H_γ среднее значение эквивалентной ширины соответствует А0 III, а для H_δ превышает значение W_λ у А0 III.

В наблюдательном сезоне 1981 г., когда спектральный класс SV Cep по линиям металлов — А0, по линии К Ca II значения W_λ (Ca II) указывают на спектральный тип А0 III. Однако в 1982 г., как уже отмечалось в работе [10], абсорбционная линия К Ca II была практически не видна а в некоторых случаях находилась в эмиссии.

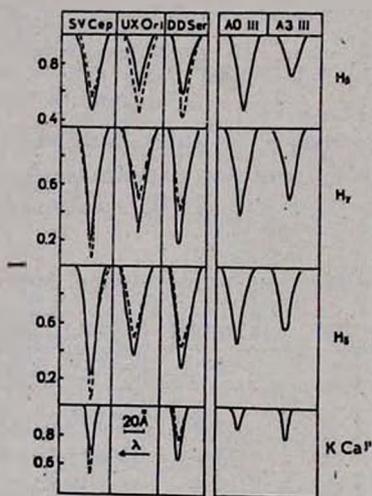


Рис. 3. Контуры линий водорода и К Ca II в спектрах SV Cep, UX Ori и DD Ser.

На рис. 3 представлены контуры линий водорода и К Ca II. Сплошными линиями показаны наиболее часто повторяющиеся контуры, а пунктиром — заметно отличающиеся от среднего. Для сравнения на рис. 3 представлены контуры линий нормальных звезд спектральных типов А0 III и А3 III. В нижней части рисунка указан масштаб в длинах волн, а стрелка указывает на направление возрастания λ . Как видно из рис. 3 контуры линий в спектрах исследуемых звезд имеют форму, близкую к треугольной, с неширокими крыльями и сравнимы по ширине на уровне

континуума с шириной линии в спектрах стационарной звезды III класса светимости. Однако глубины линий водорода и $K\text{Ca II}$ в большинстве случаев превышают глубину линий в спектре стандартной звезды спектрального класса A0.

5. *Обсуждение.* Исследование трех переменных звезд с непериодическими ослаблениями блеска выявило, что все они расположены выше главной последовательности в области гигантов III класса светимости.

Одна из исследуемых звезд — SV Ser, как указывалось в работе [10], во время наших спектральных наблюдений была в относительно устойчивом состоянии с повышенным уровнем блеска. В то же время проведение двумерной количественной спектральной классификации выявило изменение спектрального класса SV Ser от ночи к ночи в диапазоне A0—A3; возможно это объясняется наличием температурных неоднородностей на поверхности звезды, аналогично звезде WW Vul для которой мы получили такой вывод на основании одновременных спектральных и фотометрических данных, относящихся к различным уровням блеска звезды. На общность исследуемых звезд со звездой WW Vul указывает и то, что линии водорода, по-видимому, имеют не чисто фотосферное происхождение, т. к. по разным линиям водорода Sp различен, а глубины заметно превышают глубины линий в спектрах стандартных звезд, это возможно объясняется вкладом дополнительного поглощения в оболочке.

Еще надо отметить, что для звезды DD Ser спектральный класс был ранее определен как A0 [11]. Наша классификация показала, что по линиям металлов спектральный класс этой звезды более поздний — A5, хотя в то же время контуры линий водорода и $K\text{Ca II}$ можно вполне сравнить с линиями в спектре нормальной звезды A0 III, что сближает ее с быстрыми переменными с непериодическими ослаблениями блеска.

Рассмотрение имеющихся в литературе фотографических наблюдений [12], охватывающих период в 25 лет, свидетельствует, что DD Ser в основном находилась в ярком состоянии блеска вблизи $m_{pg} \approx 10^m7$ со значительными флуктуациями $\Delta m_{pg} = 10^m5 - 11^m0$ (рис. 4). Однако даже на таком фоне хорошо выделяются минимумы до $m_{pg} \approx 11^m5$ (JD 243 6024—6103 и JD 243 8502—8667). Каждая точка соответствует значению блеска, усредненному за 5 ночей наблюдений.

В каталоге ОКПЗ [11] DD Ser относят к долгопериодическим переменным, Пугач [13] определил ее в группу кандидатов в «антивспыхивающие звезды». На основании нашего анализа этот объект нельзя с уверенностью отнести к быстрым переменным с непериодическими ослаблениями блеска, т. к. в чередовании минимумов этой звезды намечается некоторая закономерность. Действительно, если снова обратиться к рис. 4, то можно видеть, что как раз в середине между двумя глубокими минимумами нахо-

дится менее заметный минимум (JD 243 7500). Предполагая, что характерное время между ослаблениями блеска составляет ~ 4 года (промежутки между тремя минимумами), на кривой можно обнаружить некоторые ослабления блеска, подтверждающие этот цикл (JD 243 4700 и JD 23 1700).

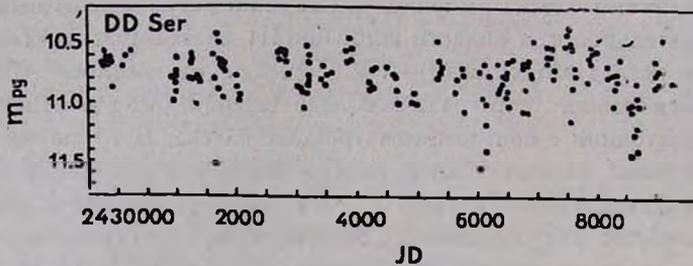


Рис. 4. Кривая фотографических наблюдений DD Ser за 25 лет.

В заключение хочу выразить глубокую признательность Р. Е. Гершбергу за постановку задачи и постоянное внимание к данной работе в ходе ее выполнения.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL STUDY IRREGULAR VARIABLES SV Cep, UX Ori and DD Ser

L. V. TIMOSHENKO

Two-dimensional quantitative classification is carried out for three variables with nonperiodic light minimums SV Cep, UX Ori and DD Ser, using 19 spectrograms obtained on the two-meter telescope with 94 A/mm dispersion for H_γ at the Shemakha Astrophysical observatory, Azerbaijan SSR. Mean spectral classes are determined for each star according to some classification criteria, based on metal lines: A0 — for SV Cep, A3 — for UX Ori and A5 — for DD Ser. The spectral class of SV Cep star is found to be changed from A0 to A3 from night to night; apparently due to the presence of cold regions on the star's surface. The mean absolute magnitudes over SV Cep, UX Ori and DD Ser spectra are $M_V = -0^m.5$, $M_V = 0^m.6$ and $M_V = 0^m.2$, respectively, which corresponds to the giants of the III luminosity class. The depths of hydrogen lines and K Ca II are well above the depths in the standard star spectra, belonging to the same spectral and luminosity

classes, which may be interpreted by the additional absorption contributed to the shell. The study of DD Ser photographic observations available in literature and covering the period of 25 years permits to suspect the minimum cycle of 4 years.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Колотилов, *Астрофизика*, 13, 33, 1977.
2. Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 12, 31, 1976.
3. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов, *Астрофизика*, 9, 185, 1973.
4. G. H. Herbig, *Ap. J., Lett.*, 131, 632, 1960.
5. Л. В. Тимошенко, Г. К. Филипьев, *Астрофизика*, 19, 513, 1983.
6. Л. В. Тимошенко, *Астрометрия и Астрофизика*, 55, 1984 (в печати).
7. Л. В. Тимошенко, *Астрофизика*, 17, 519, 1981.
8. Л. В. Тимошенко, *Астрометрия и Астрофизика*, 55, 1984 (в печати).
9. P. C. Keenan, *Contr. Perkins Obs., Ser.*, 1, 62, 1963.
10. В. И. Кардополов, Г. К. Филипьев, Л. В. Тимошенко, *Переменные звезды* (в печати).
11. Б. В. Кукаркин и др., *Общий каталог переменных звезд*, III изд., М., 1969.
12. В. П. Цесевич, Б. А. Драгомарецкая, *Звезды типа RW Всяжичего*, Киев, 1973.
13. А. Ф. Пузач, *Антивспыхивающие звезды*, Препринт ИТФ, Киев, 1981.

УДК: 524.314.3:546.841

СОДЕРЖАНИЕ ТОРИЯ В АТМОСФЕРАХ АМ-ЗВЕЗД

Л. С. ЛЮБИМКОВ, И. С. САВАНОВ

Поступила 20 июня 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Показано, что в спектрах относительно холодных Ам-звезд, если содержание тория в их атмосферах повышено на порядок и более, должна присутствовать достаточно сильная линия Th II λ 4019.13, которая, в отличие от солнечного спектра, почти не блендирована соседними линиями. Исследованы четыре Ам-звезды и на спектрограммах трех из них — 15 Vul, 16 Ori и 63 Tau — обнаружена резкая линия Th II λ 4019.13, в то время как у 81 Tau явных признаков этой линии нет. Рассчитаны синтетические спектры в участке 4017.0—4020.5 А сначала для Проциона, чтобы уточнить силы осцилляторов некоторых линий, а затем для исследованных Ам-звезд. Путем сравнения синтетических спектров с наблюдаемыми найдено содержание тория; оно составляет $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1.5 - 1.8$ для 15 Vul, 16 Ori и 63 Tau и $\lg \epsilon(\text{Th}) < 0.4$ для 81 Tau. Таким образом, у трех Ам-звезд из четырех исследованных обнаружен значительный избыток тория по сравнению с солнечным значением $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0.2$.

1. *Постановка задачи.* Исследование химического состава звезд обычно завершается на определении содержания редких земель (атомный номер $Z \sim 60$). О содержании более тяжелых элементов почти ничего не известно (исключая Солнце и некоторые Ар-звезды), так как концентрации их в звездных атмосферах очень мала и в спектре они дают весьма слабые и редкие линии, зачастую блендированные более сильными линиями металлов железной группы. Между тем сведения о содержании тяжелых и, в особенности, сверхтяжелых ($Z \geq 80$) элементов представляются весьма важными с точки зрения проверки существующих теорий образования химических элементов.

По нашему мнению, Ам-звезды являются довольно перспективными объектами в отношении поиска элементов с большими Z . Действительно, в их атмосферах обнаружен избыток тяжелых металлов, который в среднем растет с увеличением Z (см., например, [1]). Для редких земель указанный избыток может составлять в логарифмической шкале $\Delta \lg \epsilon = 1.0$ и более. Если такая тенденция сохраняется и при дальнейшем увеличении Z , то для сверхтяжелых элементов можно ожидать значительных избыт-

ков в содержании, то есть их линии в спектрах Ам-звезд должны быть заметно усилены по сравнению с нормальными звездами.

Анализ содержания сверхтяжелых элементов в атмосферах Ам-звезд мы начали с тория (атомный номер $Z = 90$). В спектре Солнца его наиболее известной линией является резонансная линия Th II λ 4019.13. Последнее определение силы осциллятора для нее дало значение $\lg gf = -0.20$; ему соответствует содержание тория на Солнце $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0.2 \pm 0.1$ [2]. Здесь и далее мы используем обычную логарифмическую шкалу, в которой для водорода принято $\lg \epsilon(\text{H}) = 12.0$.

В солнечном спектре линия Th II λ 4019.13 расположена в крыле гораздо более сильной линии Fe I λ 4019.05, на которую вдобавок накладывается несколько более слабая линия Ni I λ 4019.06. Обусловленная торием дополнительная депрессия, согласно измерениям А. Б. Северного [3], имеет эквивалентную ширину около 5 мА. Какие эквивалентные ширины W_{λ} линии тория можно ожидать у Ам-звезд и каким будет влияние соседней линии железа? Чтобы ответить на этот вопрос, мы выполнили расчеты W_{λ} по моделям атмосфер Р. Куруца [4] в диапазоне эффективных температур $T_{\text{эфф}} = 6000\text{--}9500$ К при ускорении силы тяжести $\lg g = 4.0$ и скорости микротурбулентности $\xi_t = 5$ км/с. Результаты представлены на рис. 1.

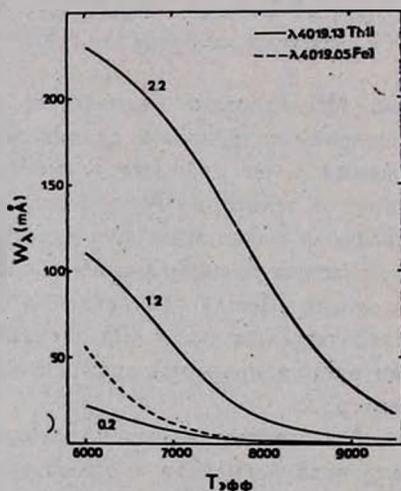


Рис. 1. Зависимость эквивалентных ширин линий Th II λ 4019.13 и Fe I λ 4019.05 от эффективной температуры. Для линии тория вычисления W_{λ} выполнены при $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0.2, 1.2$ и 2.2 .

Вычисления W_{λ} были проведены как при нормальном (солнечном) содержании тория $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0.2$, так и при содержании, увеличенном в

10 и в 100 раз. Одновременно была определена эквивалентная ширина линии железа λ 4019.05 при нормальном содержании $\lg \varepsilon(\text{Fe}) = 7.6$ (штриховая линия на рис. 1). Отметим, что суммы по состояниям для железа, а в дальнейшем и для других сравнительно легких элементов вычислялись так же, как и в [5]. Для тяжелых элементов, включая торий, использовались данные [6]. Укажем другие сведения относительно тория, необходимые в расчетах: первый потенциал ионизации 6.08 эВ [7]; второй потенциал ионизации 11.88 эВ [8]; длина волны исследуемой линии 4019.129 А [9].

Линия Th II λ 4019.13 является резонансной, поэтому для нее важную роль может играть процесс рассеяния. Иначе говоря, функцию источников $S_i(\tau_i)$ в данном случае нельзя просто заменить на функцию Планка, как делается в предположении чистого поглощения. Ее необходимо находить из решения соответствующего интегрального уравнения. Мы вычисляли $S_i(\tau_i)$ в частотах линии λ 4019.13 по методике, описанной в [10].

Рассмотренные ниже четыре Ам-звезды имеют эффективную температуру $T_{\text{эфф}} \sim 8000$ К. Из рис. 1 видно, что при таком значении $T_{\text{эфф}}$, если содержание тория увеличено на порядок и более, линия Th II λ 4019.13 должна иметь эквивалентную ширину в десятки миллиангстрем. С другой стороны, избыток железа у Ам-звезд невелик (от 0.0 до 0.3 в логарифме), и поэтому линия Fe I λ 4019.05 должна иметь ширину $W_\lambda \leq 6$ мА, то есть при такой $T_{\text{эфф}}$ она не может дать заметного вклада в бленду. Мы рассмотрели и другие линии в окрестности 4019.13 А, используя подробный список [11]. Оказалось, что их эквивалентные ширины при $T_{\text{эфф}} > 6500$ К составляют менее 1 мА. Таким образом, линия Th II λ 4019.13 у Ам-звезд при достаточном избытке тория 1) должна быть вполне обнаружима и 2) почти свободна от блендирующего влияния соседних линий.

2. Проверка сил осцилляторов по спектру Проциона. Определение содержания тория мы выполнили методом синтетических спектров. Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1033 с помощью программы SYNTHEL, разработанной в Крымской астрофизической обсерватории [12]. Эта программа позволяет вычислять синтетический спектр в выбранном участке длин волн и затем проводить свертку с инструментальным профилем.

Был рассмотрен участок спектра от 4017.0 А до 4020.5 А. С помощью списка [11] было отобрано 80 линий, которые могут внести какой-либо вклад в синтетический спектр. Эти линии принадлежат 25 различным атомам и ионам. Не для всех 80 линий, участвующих в расчетах, силы осцилляторов gf известны достаточно надежно. Для 10 линий мы имеем довольно уверенные значения gf -величин (см. табл. 1), особенно для Fe I, где использованы данные [13]. Однако для большинства линий единственным

источником значений gf являются таблицы Р. Куруца и Е. Пейтреманна [11]. Известно, что полуэмпирические силы осцилляторов, приведенные в [11], могут содержать существенные ошибки. Поэтому было бы полезно проверить используемые gf -величины по спектру какой-либо хорошо изученной нормальной звезды.

Таблица 1

УТОЧНЕНИЕ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ
ИЗ СПИСКА КУРУЦА И ПЕЙТРЕМАННА [11]

| Линия, элемент | λ , эВ | $\lg gf$ | | Источник |
|----------------|-------------------|----------|---------------------|-------------------|
| | | [11] | Уточненные значения | |
| 4017.087 Fe I | 2.76 | -2.26 | -2.11 | [13] |
| 4017.152 Fe I | 3.05 | -2.80 | -0.98 | [13] |
| 4018.257 Fe I | 3.27 | -2.24 | -1.44 | [13] |
| 4018.810 Nd II | 0.06 | -1.46 | -0.82 | исправлен [14] |
| 4019.046 Fe I | 2.61 | -2.69 | -2.87 | [13] |
| 4019.129 Th II | 0.00 | -0.80 | -0.20 | [2] |
| 4019.229 Co I | 0.63 | -3.73 | -2.90 | [15] |
| 4019.840 Sm II | 0.27 | -1.87 | -1.40 | исправлен [14] |
| 4019.980 Sm II | 0.18 | -1.59 | -1.15 | исправлен [14] |
| 4020.484 Fe I | 3.64 | -1.74 | -1.87 | [13] |
| 4017.459 Fe I | 2.84 | -2.67 | -2.10 | эмпирич. значение |
| 4017.548 Cr II | 5.33 | -3.33 | -1.05 | эмпирич. значение |
| 4019.058 Ni I | 1.94 | -3.06 | -4.20 | эмпирич. значение |
| 4020.038 Fe I | 3.27 | -4.55 | -2.00 | эмпирич. значение |
| 4020.251 Ni I | 3.70 | -1.88 | -0.35 | эмпирич. значение |

В качестве такой звезды был выбран Процион (α CMi, F5 IV—V). Регистрограмма наблюдаемого спектра в участке 4017—4021 Å была взята из «Фотометрического атласа спектра Проциона» [16]. Параметры атмосферы ($T_{\text{эфф}} = 6650$ К, $\lg g = 4.0$ и $\xi_t = 1.8$ км/с), а также ее химический состав — из работы [17], также выполненной на основе атласа [16]. Используя сетку моделей атмосфер Р. Куруца [4], путем интерполяции мы вычислили модель, соответствующую принятым значениям $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Затем с помощью этой модели мы рассчитали синтетический спектр в выбранном участке длин волн.

Сравнение полученного теоретического спектра с наблюдаемым приведено на рис. 2а. Видим, что не везде соответствие достаточно хорошее. По нашему мнению, для пяти линий значения сил осцилляторов, указанные в [11], следует изменить, чтобы получить удовлетворительное согла-

сие с наблюдениями. Положение этих линий отмечено на рис. 2 штрихами. Их список, а также исправленные нами значения gf -величин представлены в табл. 1 внизу. Уточнение gf проводилось таким образом, чтобы добиться хорошего согласия между синтетическим и наблюдаемым спектрами (рис. 2b). Отметим, что на рис. 2 и на последующих рисунках приведены сглаженные синтетические спектры, полученные после свертки с соответствующим инструментальным профилем.

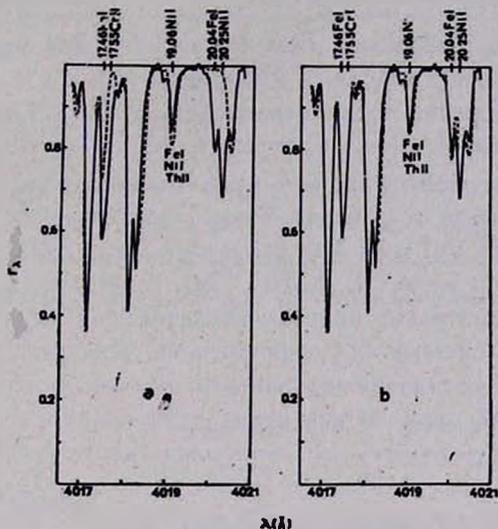


Рис. 2. Сопоставление наблюдаемого спектра Прокционна (сплошная линия) с синтетическим спектром (штриховая линия). Указано положение пяти линий, для которых были исправлены значения сил осцилляторов gf (см. табл. 1). Случай a — до исправления gf , случай b — после исправления.

Наибольший вклад в бленду, наблюдаемую у Прокционна в области линии тория λ 4019.13, вносят линии Fe I λ 4019.05 и Ni I λ 4019.06. Для Fe I λ 4019.05 сила осциллятора определена сейчас достаточно надежно (см. [13]). Что касается более слабой линии Ni I λ 4019.06, то для нее известна лишь полуэмпирическая gf -величина из [11]. Поэтому небольшое несоответствие между синтетическим и наблюдаемым спектрами в области λ 4019.13, по-видимому, можно устранить лишь за счет уменьшения значения gf для указанной линии Ni I (см. табл. 1 и рис. 2). Однако следует сразу же подчеркнуть, что при переходе от Прокционна к Ат-звездам это обстоятельство уже не играет никакой роли, так как при $T_{\text{эфф}} \approx 8000$ К линия Ni I λ 4019.06 на спектре просто не видна (согласно нашим расчетам ее ширина $W_{\lambda} < 1$ мА).

Итак, по спектру Прокционна мы исправили силы осцилляторов пяти линий и убедились, что после такого исправления и с учетом современных

значений gf -величин для других линий (табл. 1) получается хорошее согласие между синтетическим и наблюдаемым спектрами в участке 4017—4021 Å (рис. 2b). Что касается оценки содержания тория у Прокциона, то можно лишь сказать, что оно, по-видимому, не превышает солнечного значения $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0.2$. Определить нижнюю границу для $\lg \epsilon(\text{Th})$ в данном случае не удастся из-за большого вклада в бленду линии Fe I λ 4019.05.

3. *Определение содержания Th в Ат-звездах.* Для анализа мы отобрали четыре относительно холодных Ат-звезды, так как для горячих звезд вероятность обнаружения тория меньше (см. рис. 1). Список этих объектов приведен в табл. 2. Для всех четырех звезд известны химический состав и параметры атмосферы, то есть эффективная температура $T_{\text{эфф}}$, ускорение силы тяжести g и скорость микротурбулентности ξ_t . Исследование атмосфер 16 Ori, 15 Vul и 81 Tau было выполнено нами [1, 18, 19]. Анализ спектров 63 Tau провел Е. Хундт [20], и мы воспользовались его результатами, предварительно приведя найденные им значения содержания элементов в нашу систему сил осцилляторов. Для каждой звезды путем сравнения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ с эволюционными расчетами Дж. Менгела и др. [21] мы определили массу M и возраст t . Значения $T_{\text{эфф}}$, $\lg g$, ξ_t , M и t представлены в табл. 3.

Таблица 2
НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О
СПЕКТРОГРАММАХ

| Звезда | HD | Дата | Экспозиция (мин.) |
|--------|--------|------------|----------------------|
| 81 Tau | 28546 | 16.10.1978 | 35 |
| | | 14.11.1978 | 60 |
| 15 Vul | 189849 | 3. 8.1969 | 30 |
| | | 28. 8.1969 | 45 |
| 16 Ori | 33254 | 20.11.1978 | 20 |
| | | 20.11.1978 | 24 |
| 63 Tau | 27749 | 17.11.1978 | 100 |
| | | 18.11.1978 | 35 |
| | | 18.11.1978 | 35 |

Наблюдательный материал был получен на 2.6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом фокуса куде. Некоторые сведения о спектрограммах приведены в табл. 2. Спектрограммы звезды 15 Vul были получены в 1969 г. А. А. Боярчуком и предоставлены им для

нашего анализа. Для регистрации спектров использовались пластинки 103 а-О. Обратная дисперсия во всех случаях составляла 8 А/мм. При фотографировании спектры расширялись, их высота равнялась 0.5 мм. Фотометрическое измерение спектрограмм проводилось на микрофотометре, состыкованном с настольной вычислительной машиной «Искра-1256».

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ Ат-ЗВЕЗД

| Звезда | $T_{эф}$ | $\lg g$ | $\frac{v}{c}$, км/с | $\frac{M}{M_{\odot}}$ | t , 10^6 лет | Химический состав | | | | |
|--------|----------|---------|-------------------------|-----------------------|---------------------|-------------------|------|------|----------|------------------------|
| | | | | | | [Cr] | [Mn] | [Fe] | [R. E.]* | $\lg \varepsilon$ (Th) |
| 81 Tau | 8100 | 4.1 | 6.5 | 1.8 | 900 | 0.00 | 0.01 | 0.00 | 1.14 | <0.4 |
| 15 Vul | 8100 | 3.5 | 4.8 | 2.6 | 400 | 0.27 | 0.23 | 0.13 | 1.11 | 1.7 |
| 16 Ori | 7900 | 4.35 | 6.0 | 1.55 | 250 | 0.66 | 0.66 | 0.31 | 1.58 | 1.8 |
| 63 Tau | 7750 | 4.3 | 5.0 | 1.5 | 400 | 0.57 | 0.52 | 0.30 | 1.62 | 1.5 |

* [R. E.] — средний взвешенный (по числу линий) избыток содержания редкоземельных элементов.

Из табл. 2 видно, что мы имеем по две спектрограммы для 16 Ori, 81 Tau и 15 Vul и три спектрограммы для 63 Tau. Для каждой звезды была построена усредненная запись спектра в интервале 4017.0—4020.5 А. Затем она сравнивалась с синтетическим спектром, вычисленным на основе той модели атмосферы и того химического состава, которые соответствуют рассматриваемой звезде. Отметим, что все приведенные ниже синтетические спектры получены с учетом инструментального профиля нашего спектрографа.

Следует подчеркнуть, что линия Th II λ 4019.13, если она присутствует в спектре Ат-звезды, четко воспроизводится на всех — двух или трех — спектрограммах, причем наблюдается хорошее согласие в форме профиля, а расхождение в центральной интенсивности не превышает 3% (хотя в других линиях расхождение иногда достигает 8%).

Рассмотрим каждую звезду отдельно.

В случае 81 Tau явных следов линии Th II λ 4019.13 не обнаружено ни на одной из двух спектрограмм. В области этой длины волны наблюдаются лишь слабые флуктуации интенсивности на уровне шумов фотопластинки (рис. 3). Синтетический спектр дает удовлетворительное согласие с наблюдениями при содержании тория $\lg \varepsilon$ (Th) = 0.4 и меньше.

Для 15 Vul отчетливая линия Th II λ 4019.13 присутствует на обеих спектрограммах (рис. 4). Синтетический спектр хорошо воспроизводит наблюдаемую линию при $\lg \varepsilon$ (Th) = 1.7, что на полтора порядка превышает солнечное содержание тория.

В спектре 16 Огі также четко видна линия Th II (рис. 5). В этом случае найдено самое высокое содержание тория $\lg \varepsilon(\text{Th}) = 1.8$.

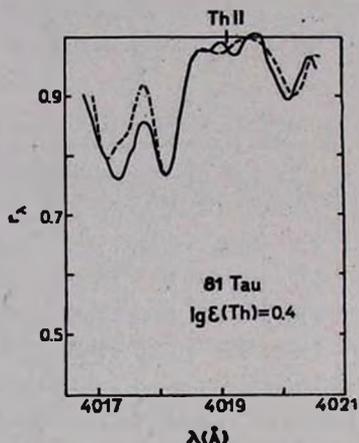


Рис. 3. Сопоставление наблюдаемого спектра Ам-звезды 81 Тау (сплошная линия) с синтетическим спектром (штриховая линия). Указано положение линии Th II λ 4019.13, а также принятое содержание тория.

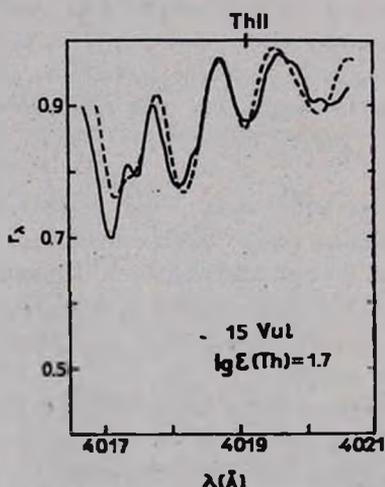


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для звезды 15 Vul.

Для 63 Тау линия Th II хорошо видна на всех трех спектрограммах (рис. 6). И в этом случае получен существенный избыток в содержании тория: $\lg \varepsilon(\text{Th}) = 1.5$.

Подчеркнем, что расчет синтетического спектра позволил нам воспроизвести не только профиль Th II λ 4019.13, но целый спектральный участок длиной 2.5 Å, содержащий несколько довольно сильных blends (на-

помним, что в вычислениях участвовало 80 линий различных элементов). Хорошее соответствие между теоретическими и наблюдаемыми спектрами в рассматриваемом интервале длин волн подтверждает достоверность химического состава, найденного ранее для исследуемых Ат-звезд. Лишь в

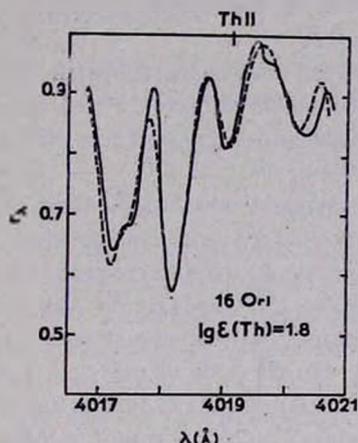


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для звезды 16 Ori.

некоторых довольно редких случаях нам пришлось менять содержание какого-нибудь элемента на ± 0.2 в логарифме, чтобы получить лучшее согласие с наблюдениями. Небольшие остаточные расхождения в некоторых бледах объясняются, по нашему мнению, неуверенностью проведения здесь наблюдаемого спектра.

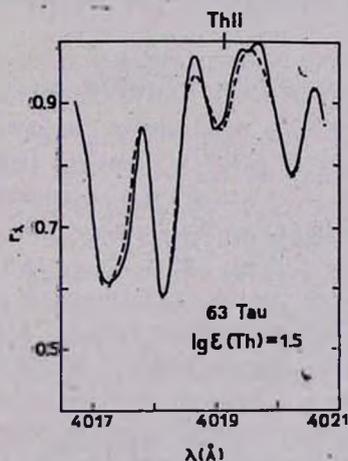


Рис. 6. То же, что на рис. 3, для звезды 63 Tau.

4. *Обсуждение результатов.* Таким образом, из четырех изученных нами Ат-звезд у трех — 15 Vul, 16 Ori и 63 Tau — четко видна линия

Th II λ 4019.13. Соответствующее ей содержание тория составляет $\lg \varepsilon(\text{Th}) = 1.5-1.8$, то есть более чем на порядок превышает солнечное значение $\lg \varepsilon(\text{Th})_{\odot} = 0.2$. В то же время у 81 Tau признаков линии Th II не обнаружено, и в этом случае мы можем указать лишь верхний предел содержания тория: $\lg \varepsilon(\text{Th}) \leq 0.4$. Ошибка определения $\lg \varepsilon(\text{Th})$ по нашей оценке составляет ± 0.3 .

Полученные результаты ставят интересный вопрос: почему у одних Am-звезд наблюдается большой избыток тория в атмосфере, а у других такого избытка нет? Необходимы дальнейшие исследования, чтобы найти решение этой проблемы.

Пример 81 Tau показывает, что отмеченная выше тенденция Am-звезд увеличивать избыток содержания элементов с ростом их атомного номера Z в области больших Z , вообще говоря, может и не сохраняться. Имеются ли другие особенности у звезды 81 Tau, показавшей относительно низкое содержание тория? Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к табл. 3. Из нее видно, что 81 Tau является как будто наиболее старой из четырех рассмотренных Am-звезд. Однако мы не настаиваем на этом утверждении, так как возраст этой звезды $t = 900$ млн. лет находится не очень уверенно и ошибка может составить ± 500 млн. лет (см. [1]). Более определенно можно говорить об особенностях химического состава у 81 Tau. В табл. 3 представлено содержание трех элементов железной группы — Cr, Mn и Fe; точнее, приведена разность $\lg \varepsilon_{*} - \lg \varepsilon_{\odot}$. Видим, что у 81 Tau содержание этих элементов совпадает с солнечным, в то время как у остальных Am-звезд оно несомненно повышено. В то же время средний избыток [R. E.] в содержании редких земель у 81 Tau такой же, как, например, у 15 Vul.

Отметим, что при определении содержания тория мы учитывали рассеяние в резонансной линии Th II λ 4019.13. Если пренебречь этим эффектом, то есть если функцию источников положить равной функции Планка, тогда приведенные в табл. 3 значения $\lg \varepsilon(\text{Th})$ уменьшатся на 0.2. Отметим также, что можно попытаться оценить $\lg \varepsilon(\text{Th})$ непосредственно по эквивалентной ширине W_{λ} линии 4019.13, считая, что она полностью обусловлена торием. Мы сделали это и получили значения $\lg \varepsilon(\text{Th})$ на 0.2—0.3 выше, чем по синтетическим спектрам. Так как различие невелико, это еще раз доказывает, что мы действительно наблюдаем почти неblendированную линию тория λ 4019.13. Однако такой метод определения $\lg \varepsilon(\text{Th})$ менее надежен, чем метод синтетических спектров, так как здесь могут возникнуть существенные ошибки из-за неопределенности в проведении уровня непрерывного спектра (для метода синтетических спектров такая неопределенность заметной роли не играет).

5. Основные результаты. 1. В спектрах относительно холодных Ам-звезд можно ожидать присутствия достаточно сильной линии Th II λ 4019.13, если содержание тория повышено на порядок и более. В отличие от Солнца blending линией Fe I λ 4019.05 и другими соседними линиями здесь должно быть слабым.

2. Исследование спектрограмм четырех Ам-звезд показало, что у трех из них — 15 Vul, 16 Ori и 63 Tau — отчетливо видна линия Th II λ 4019.13. Соответствующее содержание тория $lg \epsilon(\text{Th})$, найденное методом синтетических спектров, составляет 1.5—1.8, то есть более чем на порядок превышает солнечное значение $lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0.2$.

3. У Ам-звезды 81 Tau явных признаков линии Th II λ 4019.13 не обнаружено, и содержание тория для нее $lg \epsilon(\text{Th}) \leq 0.4$. Другой отличительной особенностью 81 Tau является нормальное, а не повышенное, как у 15 Vul, 16 Ori и 63 Tau, содержание элементов железной группы — Cr, Mn и Fe. Таким образом, значения $lg \epsilon(\text{Th})$ у разных Ам-звезд могут сильно отличаться: у одних Ам-звезд наблюдается значительный избыток Th, в то время как у других такого избытка нет.

В заключение авторы благодарят член-корр. АН СССР А. А. Боярчука за предоставленные спектрограммы 15 Vul, а также А. Г. Щербакова и В. П. Маланушенко за помощь в записи спектрограмм.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE THORIUM ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERES OF Am-STARS

L. S. LYUBIMKOV, I. S. SAVANOV

It has been shown that in the spectra of relatively cool Am-stars quite a strong line Th II λ 4019.13 must be present, if thorium is overabundant in their atmospheres over ten times; in contradistinction to the solar spectrum, this line is not quite blended by neighbouring lines. While investigating four Am-stars in the spectra of three of them — 15 Vul, 16 Ori and 63 Tau—we found the sharp line Th II λ 4019.13, but in the spectrum of 81 Tau there were no obvious signs of this line. We have calculated a synthetic spectrum in the region of λ 4017.0—4020.5 Å at first for Procyon to specify gf-values of some lines, and then for Am-stars. Comparing the synthetic spectra with the observed ones we found the abundance of thorium to be equal to $lg \epsilon(\text{Th}) = 1.5 - 1.8$ for 15 Vul, 16 Ori and 63 Tau and $lg \epsilon(\text{Th}) \leq 0.4$ for 81 Tau. Thus, three of the four Am-stars are considerably overabundant in thorium in relation to the solar value $lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0.2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, *Астрофизика*, 19, 505, 1983.
2. T. Andersen, A. P. Petkov, *Astron. Astrophys.*, 45, 237, 1975.
3. А. Б. Северный, *Изв. Крымской обс.*, 18, 96, 1958.
4. R. L. Kurucz, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 1, 1979.
5. Л. С. Любимков, *Изв. Крымской обс.*, 82, 44, 1980.
6. A. W. Irwin, *Ap. J. Suppl. ser.*, 45, 621, 1981.
7. W. C. Martin, L. Hagan, J. Reader, J. Sugar, *J. Phys. Chem. Reference Data*, 3, 771, 1974.
8. C. R. Cowley, M. S. Allen, G. C. L. Aikman, *Astrophys. Lett.*, 18, 83, 1977.
9. J. B. Breckinridge, A. K. Pierce, C. P. Stoll, *Ap. J. Suppl. ser.*, 29, 97, 1975.
10. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 18, 596, 1982.
11. R. L. Kurucz, E. Peytremann, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report*, 362, 401, 1975.
12. Л. С. Любимков, *Изв. Крымской обс.* (в печати).
13. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крымской обс.*, 74 (в печати).
14. Ч. Корлисс, У. Бозман, *Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов*, Мир, М., 1968.
15. B. L. Cardon, P. L. Smith, J. M. Scalo, L. Testerman, W. Whaling, *Ap. J.*, 260, 395, 1982.
16. R. Griffin, R. Griffin, *A Photometric Atlas of the Spectrum of Precion*, Cambridge, England, 1979.
17. K. Kato, K. Sadakane, *Astron. Astrophys.*, 113, 135, 1982.
18. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, *Изв. Крымской обс.*, 68, 121, 1983.
19. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, *Изв. Крымской обс.*, 69, 50, 1984.
20. E. Hundt, *Astron. Astrophys.*, 21, 413, 1972.
21. J. G. Mengel, A. V. Sweigart, P. Demarque, P. G. Gross, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 733, 1979.

УДК: 524.31—355.7

УТОЧНЕНИЕ МК-КЛАССИФИКАЦИИ ПО НЕПРЕРЫВНЫМ
СПЕКТРАМ И СРЕДНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ
ДЛЯ ЗВЕЗД КЛАССОВ O9—A0

Е. В. РУБАН

Поступила 13 марта 1984

Принята к печати 5 сентября 1984

В настоящей статье для звезд классов O9—A0 проводится отбор звезд, наилучшим образом представляющих каждый из спектральных подклассов, с целью выведения средних распределений энергии в спектрах по однородному материалу, полученному южной экспедицией АН СССР в 1971—73 гг. Таблицы, дающие средние распределения энергии, задепонированы в [6].

1. *Введение.* Проведенное в работе [1] сопоставление спектральных подклассов в МК-классификации с непрерывными спектрами ранних звезд по данным спектрофотометрических наблюдений [2] показало наличие значительных расхождений параметров непрерывных спектров нормальных звезд одного подкласса. В результате анализа различных причин был сделан вывод, что эти расхождения лишь частично определяются ошибками наблюдений. Главным же образом они связаны с реальными различиями звезд.

Как было отмечено в работе [1], это осложняет использование отдельных нормальных звезд в качестве спектрофотометрических стандартов. Не устраняет эти трудности полностью и усреднение параметров непрерывного спектра или распределений энергии для звезд данного подкласса. Однако, рандомизируя влияние различных причин на непрерывный спектр, усреднение несколько уменьшает неопределенность. Правда, часто [3, 4] оно проводится по разнородному материалу, что создает дополнительные трудности.

В настоящей статье проводится отбор звезд классов O9—A0, наилучшим образом представляющих каждый из спектральных подклассов, с целью выведения в дальнейшем средних распределений энергии в спектрах звезд по однородному материалу, полученному южной экспедицией АН СССР в 1971—73 гг., часть которого опубликована в [2]. В основу поло-

жен список нормальных, малопокрасневших ($E_{B-V} < 0^m1$) звезд, опубликованный в [5]. Таблицы, дающие средние распределения энергии, задепонированы [6].

2. *Группировка звезд по показателям цвета $U-B$, $B-V$.* Основным параметром, определяющим спектральный класс звезды, является температура. Звезды одной и той же температуры в свою очередь группируются по разным классам светимости. В настоящей работе для исследуемых звезд принимаются классы светимости, установленные в МК-классификации, и рассматривается лишь классификация звезд по температуре.

Поскольку конечной целью работы является выведение среднего для каждого из подклассов распределения энергии, необходимо предварительно удостовериться, что звезды, используемые при усреднении, действительно относятся к данному подклассу и не показывают пекулярностей. В качестве первого этапа используем для уточнения классификации показатели цвета $U-B$, $B-V$. Эти величины, по существу являющиеся результатом интегрирования распределений энергии по спектру, учитывают как излучение в линиях, так и в континууме, и поэтому естественно ожидать, что группировка звезд по ним обеспечит лучшую сходимость непрерывных спектров, чем классификация только по линиям.

Нормальные показатели цвета ($U-B$)₀, ($B-V$)₀ являются хорошо определенными фундаментальными величинами, характеризующими подклассы в МК-классификации. Для звезд классов O9—A0 они однозначно связаны со средними температурами и поэтому могут быть их количественным эквивалентом. Из-за дискретности спектральной классификации нормальные показатели цвета (так же, как средние температуры) разных подклассов образуют дискретный ряд величин. Температуры же отдельных звезд каждого класса светимости могут принимать непрерывный спектр значений. Поэтому непрерывно должны меняться и собственные, относящиеся к излучению звездных атмосфер, показатели цвета. Это обстоятельство можно использовать для уточнения классификации.

Для этого воспользуемся диаграммой $U-B$, $B-V$. Для каждого класса светимости нанесем взятые из [7] данные о нормальных цветах звезд рассматриваемых подклассов. На рис. 1 в качестве иллюстрации приведены такие двухиндексные диаграммы для звезд IV и V классов светимости (правый конец горизонтального штриха рядом с названием подкласса указывает место соответствующей ему точки). Если данных о нормальных цветах для какого-то подкласса в [7] нет, то его место на диаграмме найдено интерполяцией между соседними подклассами, а название такого подкласса подчеркнуто. Через соответствующие подклассам точки проведены линии (сплошные) нормальных цветов, представляющие непрерывное изменение собственных показателей цвета звезд. Как видно, линии нормаль-

ных цветов разбиваются подклассами на довольно равномерные интервалы (за исключением самых горячих звезд). Середины этих интервалов примем за границы, разделяющие соседние подклассы.

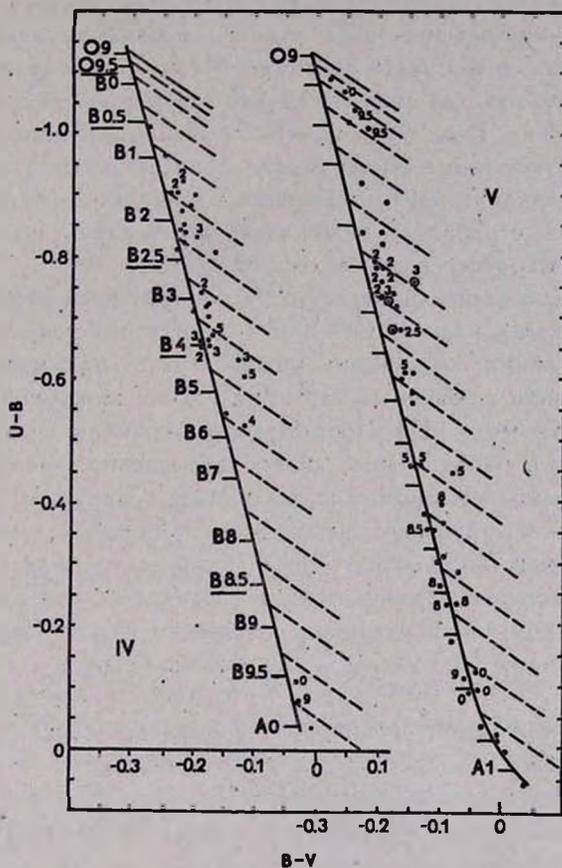


Рис. 1. Диаграммы $U-B$, $B-V$ для звезд IV и V классов светимости. Сплошные линии — линии нормальных цветов (построены по данным из [7]); крупный пунктир — линии покраснения, мелкий пунктир — линии, параллельные линиям покраснения и проходящие через границы подклассов. Точки соответствуют показателям цвета исследуемых звезд [5]. Цифры рядом с точками — подклассы (буквы опущены) в классификации по линиям (приводятся в случаях несовпадения их с подклассами, к которым относятся соответствующие полосы диаграмм).

Точки на диаграммах соответствуют наблюдаемым показателям цвета исследуемых нормальных звезд из списка [5]. Если бы показатели цвета звезд данного класса светимости отличались для разных звезд только из-за различий в температурах, то соответствующие им точки (с точностью до ошибок) расположились бы вдоль соответствующей линии нормальных

цветов. Однако видно, что точки в основном смещены вправо от кривых. Это, во-первых, может указывать на наличие межзвездного покраснения, в результате которого показатели цвета должны смещаться вправо и вниз, и, во-вторых, на возможное существование звездных мантий, которое смещает показатели цвета вправо и вверх. Как было показано в работе [1], в случае малопокрашенных звезд влияние мантии на показатели цвета нормальных звезд может быть сравнимо с влиянием межзвездной среды. Однако разделить эти два эффекта только с помощью двухиндексной диаграммы невозможно. Поэтому в первом приближении приходится ограничиваться лишь учетом влияния межзвездного ослабления света, полагая, что неучтенное влияние мантий скажется при дальнейшем анализе непрерывных спектров сгруппированных звезд (в спектрах звезд с мантиями должно наблюдаться перераспределение энергии).

На рис. 1 проведена линия покраснения (крупный пунктир) с наклоном 0.72. Для звезд классов O9—A0 с небольшим покраснением, как в данном случае, линии покраснения можно считать прямыми [7] и параллельными (влияние возможных вариаций закона межзвездного покраснения пренебрежимо мало [1]). Проведем через границы подклассов прямые (мелкий пунктир), параллельные линии покраснения, разбив поле диаграммы на полосы, относящиеся к различным подклассам. Тогда попадающие точки, соответствующей наблюдаемым показателям цвета $U-B$, $B-V$ [5], в ту или иную полосу определит подкласс звезды.

Полученные таким образом подклассы звезд далеко не всегда совпадают с подклассами, установленными по линиям (в этих случаях на рис. 1 рядом с точкой приведено название подкласса звезды в классификации по линиям).

Насколько при новой группировке улучшается сходимость непрерывных спектров можно видеть из рис. 2, на котором построены распределения энергии в спектрах звезд в диапазоне $\lambda\lambda$ 320.0 ÷ 737.5 нм для подкласса B8 V, установленного по линиям (а), и для этого же подкласса при группировке звезд по показателям цвета (б).

Для получения кривых, используемых при анализе, монохроматические освещенности от звезд, полученные из наблюдений, вынесенные за атмосферу и абсолютизированные (см. [2]), нормировались к освещенностям в длине волны λ 555.0 и исправлялись за влияние межзвездного ослабления света, как это описано в [5].

3. Уточнение классификации по непрерывным спектрам. Сравним теперь распределения энергии в спектрах сгруппированных звезд разных спектральных подклассов. Задавая определенные границы допустимых расхождений кривых распределения энергии (границы необходимы из-за дискретности спектральной классификации), можно, во-первых, уточнить

подкласс той или иной звезды, а, во-вторых, выделить звезды с перераспределением энергии в спектре, отличным от температурного (например, звезды с мантиями).

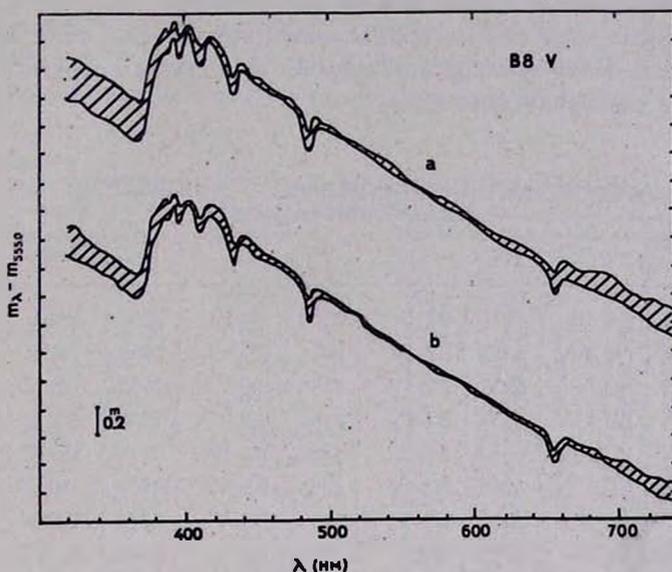


Рис. 2. Распределения энергии в спектрах звезд подкласса B8 V, установленного по линиям (а) и по показателям цвета (б). Штриховкой обозначены диапазоны рассеяния кривых.

Анализ распределений энергии в спектрах проводился с использованием следующих интервалов допустимых расхождений монохроматических величин для звезд одного подкласса в крайних областях исследуемого диапазона: $0^m10 + 0^m15$ для λ 340.0 и $0^m07 + 0^m10$ для λ 700.0. Интервалы устанавливались по УФ-области, исходя из требования недопустимости переналожения кривых для соседних подклассов. Интервалы в красной области при этом получались автоматически.

В результате проведенного анализа была уточнена классификация всех исследуемых звезд по непрерывным спектрам и выделены звезды с перераспределением энергии в спектре, превышающим принятые критерии.

Списки звезд, для которых в дальнейшем проводилось усреднение распределений энергии, приведены в табл. 1 и 2. В табл. 1 представлены звезды, классификация которых после уточнения по показателям цвета и непрерывным спектрам не изменилась. В ней даны номера звезд в каталоге BS [8] и спектральные подклассы в МК-классификации [9, 10]. В табл. 2, кроме номеров BS (I столбец), для каждой звезды приводятся спектральные подклассы в МК-классификации, установленные по линиям, Sr_1 [9,

10] (2 столбец), уточненные по показателям цвета, Sp_2 (3 столбец), и распределениям энергии в спектрах, Sp (4 столбец). Список звезд, исключенных из нормальных, дан в табл. 3. Здесь приводятся номера BS, спектральные подклассы после уточнения по непрерывным спектрам и причины исключения звезд из списка нормальных. Три звезды (BS 2244, 3442, 4401) не вошли в эту таблицу из-за большой неопределенности в наблюдениях во всем диапазоне длин волн.

Таблица 1

НОРМАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДЫ С СОХРАНИВШЕЙСЯ
КЛАССИФИКАЦИЕЙ

| BS | Sp | BS | Sp | BS | Sp | BS | Sp |
|------|---------|------|--------|------|--------|------|--------|
| 1899 | O9 III | 5571 | B2 IV | 7750 | B3 IV | 1705 | B8 V |
| 1996 | O9.5 V | 5695 | B2 IV | 5471 | B3 V | 5685 | B8 V |
| 1903 | B0 Ia | 6252 | B2 IV | 4638 | B4 V | 6500 | B8 V |
| 6165 | B0 V | 6453 | B2 IV | 3940 | B5 II | 7337 | B8 V |
| 2004 | B0.5 Ia | 6580 | B2 IV | 1839 | B5 IV | 8418 | B8 V |
| 1756 | B0.5 IV | 5248 | B2 IV | 2056 | B5 V | 4819 | A0 III |
| 5267 | B1 II | 5425 | B2 V | 3192 | B5 V | 3314 | A0 V |
| 4730 | B1 IV | 5928 | B2 V | 7852 | B5 III | 3485 | A0 V |
| 5132 | B1 V | 5948 | B2 V | 2657 | B8 II | 5511 | A0 V |
| 5944 | B1 V | 4844 | B2.5 V | 3571 | B8 II | 7001 | A0 V |
| 2618 | B2 II | 4679 | B3 IV | 2451 | B8 III | | |
| 3468 | B2 II | 5354 | B3 IV | 4662 | B8 III | | |
| 4656 | B2 IV | 5708 | B3 IV | 8353 | B8 III | | |

Как видно из табл. 2, количество несоответствий непрерывных спектров звезд спектральным подклассам, установленным по линиям, — 40 случаев, что соответствует 40% от общего числа звезд (табл. 1 и 2); количество же несоответствий непрерывных спектров группировке звезд по показателям цвета значительно меньше, но составляет все-таки 20%, так что необходимость дополнительной коррекции классификации по непрерывным спектрам очевидна.

Сравним для звезд, сгруппированных в разные подклассы по распределениям энергии в спектре, отдельные параметры непрерывных спектров, бальмеровские скачки и спектрофотометрические градиенты. На рис. 3а для звезд III—V классов светимости (обозначены разными символами) нанесены бальмеровские скачки, взятые из табл. 2 в [5], в зависимости от спектральных подклассов, уточненных по кривым распределения энергии. Сплошная линия — средняя кривая. На большом вертикальном отрезке отложен диапазон максимального разброса точек в классификации по ли-

ниям (см. [1]). Как видно, сходимость бальмеровских скачков после уточнения классификации улучшилась в 2 раза. Несколько меньше, но тоже заметно улучшилась сходимость спектрофотометрических градиентов, особенно в УФ-области спектра за бальмеровским скачком, что видно из рис. 3b (градиенты взяты из табл. 2 работы [5]). Таким образом, проведенный отбор звезд по показателям цвета и уточнение МК-классификации по непрерывным спектрам оказались вполне оправданными.

Таблица 2

НОРМАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДЫ С ИЗМЕНИВШЕЙСЯ КЛАССИФИКАЦИЕЙ

| BS | Sp ₁ | Sp ₂ | Sp | BS | Sp ₁ | Sp ₂ | Sp |
|------|-----------------|-----------------|---------|------|-----------------|-----------------|----------|
| 1855 | B0 V | O9.5 V | O9.5 V | 3663 | B3 IV | B4 IV | B4 IV |
| 1948 | O9.5 Ib | B0 Ib | B0 Ib | 4549 | B4 IV | B5 IV | B5 IV |
| 1931 | O9.5 V | B0 V | B0 V | 472 | B5 IV | B4 IV | B5 IV |
| 4199 | O9.5 V | B0 V | B0 V | 2128 | B5 IV | B4 IV | B5 IV |
| 3090 | B1 Ib | B0.5 Ib | B0.5 Ib | 4773 | B5 V | B4 V | B5 V |
| 1892 | B2 III | B1 III | B1 III | 2827 | B5 Ia | B6 Ia | B6 Ia |
| 3089 | B2 III | B1 III | B1 III | 1735 | B5 III | B6 III | B6 III |
| 1679 | B2 IV | B1 IV | B2 IV | 1713 | B8 Ia | B7 Ia | B7 Ia |
| 5231 | B2 IV | B1 IV | B2 IV | 674 | B8 V | B8 V | B7 V |
| 6508 | B2 IV | B2.5 IV | B2 IV | 1347 | B8.5 V | B8 V | B7 V |
| 5249 | B2 V | B2.5 V | B2 V | 3982 | B7 V | B7 V | B8 V |
| 5285 | B2 V | B2.5 V | B2 V | 26 | B8 V | B8.5 V | B8.5 V |
| 4798 | B3 IV | B2 IV | B2.5 IV | 7236 | B8 V | B8.5 V | B8.5 V |
| 3734 | B2 IV | B3 IV | B2.5 IV | 3856 | B9 V | B9 V | B8.5 V |
| 4743 | B2 V | B2.5 V | B2.5 V | 3975 | A0 Ib | B9.5 II | B9.5 II |
| 5576 | B2 V | B2.5 V | B2.5 V | 718 | B9 III | B9.5 III | B9.5 III |
| 1810 | B3 V | B2 V | B3 V | 220 | B9 V | B9.5 V | B9.5 III |
| 5812 | B2.5 V | B3 V | B3 V | 5367 | A0 IV | B9.5 IV | B9.5 IV |
| 2282 | B2.5 V | B2.5 V | B3 V | 1762 | A0 V | B9.5 V | B9.5 V |
| 5378 | B3 V | B2.5 V | B3 V | 5881 | A0 V | B9.5 V | B9.5 V |
| 2653 | B3 Ia | B4 Ia | B4 Ia | 8695 | A0 V | B9.5 V | B9.5 V |
| 3447 | B3 III | B4 III | B4 III | 7590 | A0 V | A0 V | B9.5 V |
| 6897 | B3 III | B4 III | B4 III | 8781 | B9.5 III | A0 III | A0 III |
| 3117 | B2 IV | B4 IV | B4 IV | 2435 | B9 III | B9 III | A0 III |
| 1946 | B3 IV | B4 IV | B4 IV | 6879 | B9 IV | B9.5 IV | A0 III |

4. Средние распределения энергии. Полученные после окончательной группировки звезд средние распределения энергии для некоторых спектральных подклассов приведены на рис. 4 и 5 для звезд I и V классов све-

тимости соответственно. Подробности их получения и табличный материал см. в [6].

Таблица 3

ЗВЕЗДЫ, ИСКЛЮЧЕННЫЕ ИЗ НОРМАЛЬНЫХ

| BS | Sp | Причина исключения |
|------|-------------|------------------------------|
| 1811 | B1 IV | избыток в красной области |
| 1765 | B2.5 IV | " " " |
| 1952 | B2.5 III | " " " |
| 1617 | B3 V | " " " |
| 5543 | B3 V—B4 V | неопределенная классификация |
| 2106 | B4 IV—B5 IV | " " |
| 3467 | B4 IV | избыток в красной области |
| 5221 | B5 IV | " " " |
| 3574 | B5 V—B6 V | неопределенная классификация |
| 8425 | B6 V | перераспределение энергии |
| 1696 | B7 V | избыток в красной области |
| 3487 | A1 III | подкласс позднее A0 |

5. *Заключительные замечания.* Если рассмотреть внимательнее табл. 2, то можно заметить, что звезд, у которых непрерывный спектр относится к более позднему подклассу, чем линейчатый, в 1.5 раза больше, чем тех, у которых наблюдается противоположное соотношение между непрерывным и линейчатым спектрами. Следовательно, температуры большинства звезд, определенные по непрерывным спектрам, ниже температур, полученных из относительных интенсивностей линий. Этот факт отмечается также в [11] и объясняется наличием мантий у нормальных В-звезд.

Однако в настоящей работе факт понижения температур по непрерывным спектрам (переход звезд в более поздний подкласс) получается статистически. В отдельных конкретных случаях этого может и не быть. Так, совершенно нормальный непрерывный спектр показала звезда BS 6165 (τ Sco), из которой, как указывается в работах [12—15], происходит интенсивное истечение вещества. Не отличаются (при заданной точности) и распределения энергии в спектрах звезд BS 5471, 1810 и 5378 класса B3 V, разное смещение которых на двухиндексной диаграмме от линии нормальных цветов (на рис. 1 точки, соответствующие показателям цвета этих звезд, обведены кружками) может объясняться различным вкладом мантий в излучение звезд (см. рис. 3 в [1]). Следовательно, если влияние мантий на перераспределение энергии в спектре звезды не превышает принятые критерии, то ее присутствие не обнаруживается, и звезда считается нормальной. Наличие таких звезд может сказаться (наряду с темпера-

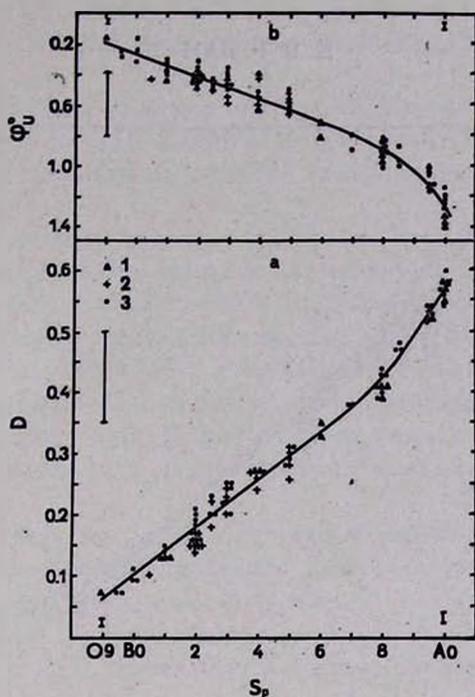


Рис. 3. Зависимости бальмеровских скачков D (а) и «отбеленных» спектрофотометрических градиентов в УФ-области спектра φ_U^0 (б) (по данным из [5]) от уточненных подклассов для звезд классов светимости: III (1), IV (2), V (3). На малых вертикальных отрезках отложены ошибки определений D и φ_U^0 на больших — диапазон разброса точек в классификации по линиям (см. [1]).

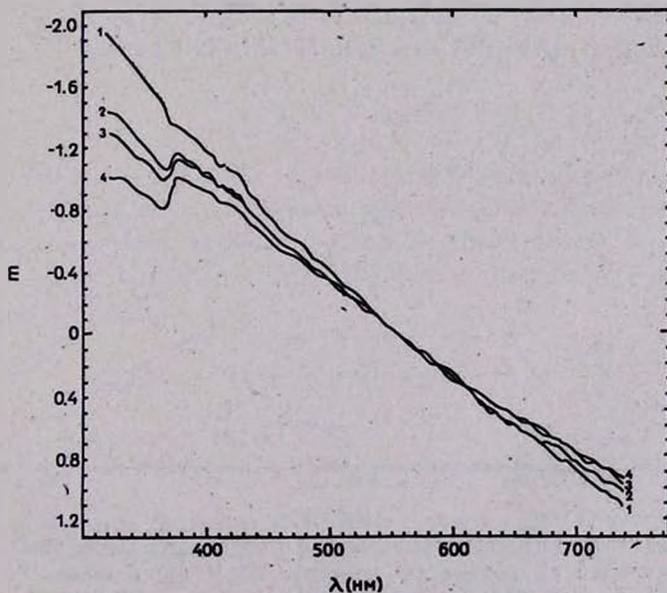


Рис. 4. Средние распределения энергии в спектрах звезд Ia класса светимости подклассов: V0 (1), V4 (2), V6 (3), V7 (4).

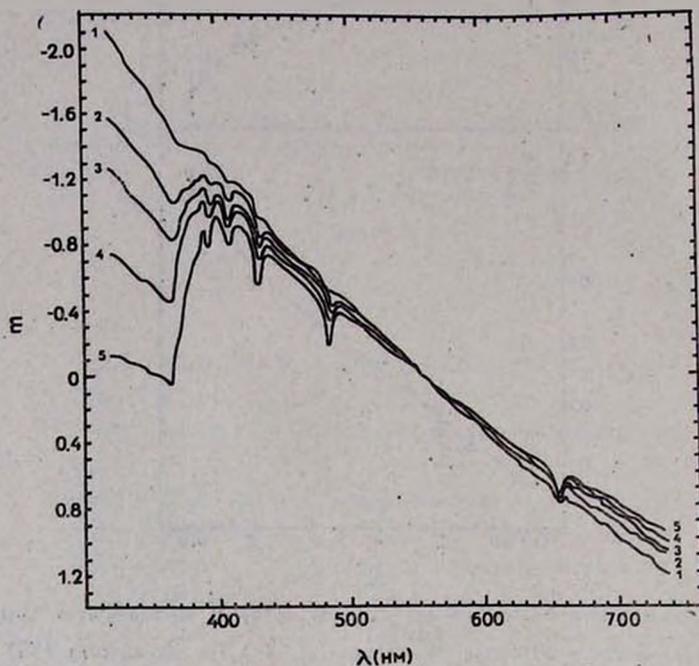


Рис. 5. Средние распределения энергии в спектрах звезд V класса светимости подклассов: B0 (1), B3 (2), B5 (3), B8 (4), A0 (5).

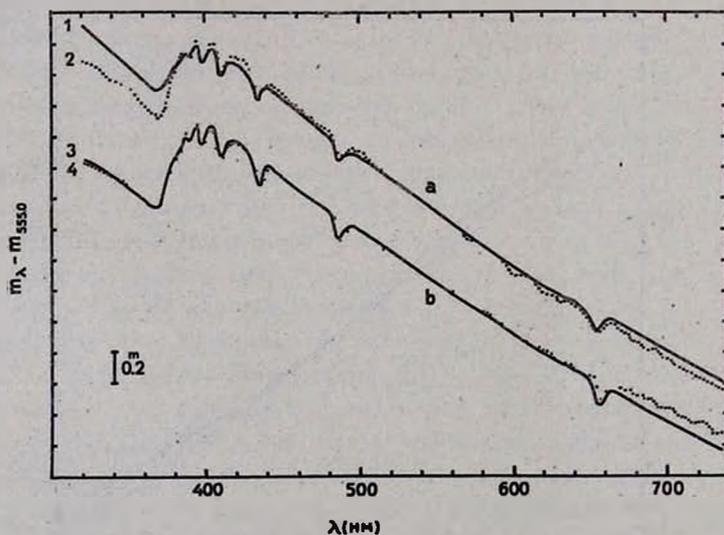


Рис. 6. Сравнение распределений энергии в спектрах отдельных звезд из табл. 3 со средними кривыми: а — кривые для подкласса B5 V (1) и звезды BS 8425 (2); б — кривые для подкласса B7 V (3) и звезды BS 1696 (4).

турными эффектами) на разбросе параметров непрерывных спектров нормальных звезд (см. рис. 3), который, хоть и значительно уменьшился, но все еще превышает ошибки наблюдений (они отложены на малых вертикальных отрезках).

На рис. 6 приведены для примера кривые для звезд с перераспределением энергии в спектре в сравнении со средними кривыми: 1 и 3 — средние кривые для звезд подклассов B5 V и B7 V; 2 и 4 — кривые для звезд BS 8425 и 1696 соответственно. Вид спектра в красной области (рис. 6b) примерно одинаков у всех звезд с избытком. Характерно, что при этом почти всегда возрастает ошибка наблюдений в этой области не менее, чем в 2 раза, т. е. фактор, вызывающий избыток (может быть, свободно-свободная эмиссия, идущая из мантий), по-видимому, не является пострянным.

Следует заметить, что, хотя в настоящей работе не проводилось специальных исследований для уточнения класса светимости, в отдельных случаях это было сделано, как видно из табл. 2.

Автор выражает глубокую благодарность В. А. Гаген-Торну за руководство работой и Д. Е. Щеголеву за ценные замечания при прочтении рукописи.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

AN IMPROVEMENT OF THE MK CLASSIFICATION USING CONTINUOUS SPECTRA AND THE AVERAGE ENERGY DISTRIBUTIONS OF O9 — A0 STARS

E. V. RUBAN

O9 — A0 stars the most representative of spectral subclasses were selected. That enabled us to deduce average distributions in the spectra using the uniform data obtained by the Southern expedition of Academy of Sciences of the USSR in 1971 — 1973. The distributions are given in Tables published in [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. В. Рубан, *Астрофизика*, 21, 111, 1984.
2. Н. Л. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров и др., *Труды ГАО АН СССР*, 83, 3, 1978.
3. О. Б. Васильев, Л. В. Зябрикова, Е. В. Рубан, *Астрон. ж.*, 52, 720, 1975.
4. В. Страйжис, Э. Свидерскене, *Бюл. Вильнюсской обс.*, 35, 3, 1972.

5. *Е. И. Газен-Торн, Е. В. Рубан*, Бальмеровские скачки и спектрофотометрические градиенты звезд по результатам спектрофотометрических наблюдений, ВИНТИ, № 6001—83 Деп., 24с, 1983.
6. *Е. И. Газен-Торн, Е. В. Рубан*, Средние распределения энергии в спектрах звезд, ВИНТИ, № 5310—84 Деп., 42, 1984.
7. *В. Страйжис*, Многоцветная фотометрия звезд, Мокслаас, Вильнюс, 1977.
8. *D. Hoffleit*, Catalog of Bright Stars, New Haven, 1964.
9. *V. M. Blanco, S. Demers, M. P. Fitzgerald, G. G. Douglass*, Publ. US Naval Obs. 2-nd Ser., 21, 1968.
10. *P. M. Kennedy, W. Buscombe*, MK Spectral Classifications, Evanston, 1974.
11. *A. Underhill*, in "B Stars with and without Emission Lines", NASA Sp-456, Paris, Washington, 1982.
12. *J. B. Rogerson, H. J. G. L. M. Lamers*, Nature, 256, 19, 1975.
13. *M. A. Smith, A. H. Karp*, Ap. J., 219, 522, 1978.
14. *M. A. Smith, A. H. Karp*, Ap. J., 230, 156, 1979.
15. *T. P. Snow, D. C. Morton*, Ap. J., Suppl. Ser., 32, 429, 1976.

УДК: 524.338.6—62

ВСПЫХИВАЮЩИЕ И H_α В ЭМИССИИ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ
ТУМАННОСТИ ОРИОНА

Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 1 июня 1984

Принята к печати 3 июля 1984

Показано, что процент вспыхивающих звезд среди RW-переменных с амплитудой переменности $A > 1^m$ около 40%, а среди переменных с $A > 2^m$ около 60%, откуда следует, что чем выше RW-активность, тем выше процент вспыхивающих среди них. Показано, что средняя частота вспышек звезд с RW-активностью не отличается заметно от частоты вспышек остальных вспыхивающих звезд. Среди вспыхивающих звезд около 10% обладают RW-активностью. Формы распределения вспыхивающих и H_α -звезд по величине блеска идентичны. Функция светимости H_α -звезд до $m_{pg} = 18$ является возрастающей.

1. *Вспышечная активность RW-переменных.* Исследования Г. Аро вспыхивающих звезд в области ассоциаций и скоплений [1] привели к выводу о том, что вспыхивающие звезды представляют стадию развития после стадии типа Т Тельца.

Для удобства, следуя В. А. Амбарцумяну [2], переменные орионика типа будем называть RW-переменными, неправильные изменения их блеска — RW-активностью, а вспышечную активность — UV-активностью.

В. А. Амбарцумян [2] показал, что а) около четверти RW-переменных в ассоциации Ориона претерпевают вспышки; б) UV-активность начинается после развития RW-фазы, возможно незадолго до ее окончания. В той же работе на основе распределения вспыхивающих звезд среди RW-переменных с амплитудой переменности (активности) $A \geq 1^m$ по значениям блеска в максимуме было показано, что наиболее яркие переменные звезды ($< 13^m 0$) не наблюдались во вспышках, и при переходе от переменных звезд, имеющих в максимуме $m = 14$, к более слабым, уменьшается процент вспыхивающих. Таким образом, только часть переменных типа RW Возничего с большой амплитудой в Орионе показывает вспышечную активность.

Если считать, что вспышкающие звезды уже прошли через фазу RW-активности и со временем эта активность падает и исчезает, то можно ожидать, что ее остаточные явления можно еще обнаружить у сравнительно слабых вспышкающих звезд, если изучить их на переменность. Естественно полагать, что эти явления легче обнаружить в ультрафиолетовых лучах, где RW-активность проявляется сильнее всего.

Для изучения этого вопроса из стеклянной коллекции обсерватории Тонанцинтла были отобраны 34 пластинки области Ориона, охватывающие наблюдательный период 1952—1976 гг., из них 27 в лучах U и 7 — в фотографических.

Для поисков остаточной переменности нами были выбраны 10 звезд вне зоны воздействия туманности. Среди них оказались две звезды, уже известные как переменные, среди остальных звезд переменность нам удалось обнаружить у пяти. У вспышкающих звезд № 169, 215, 216 переменность не была обнаружена.

Таблица 1

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ В ОБЛАСТИ
ТУМАННОСТИ ОРИОНА

| ВЗО | № по Паренаго | m_a | m_{pg} |
|-----|---------------|-----------|-----------|
| 130 | 238 | 16.0—17.5 | 15.2—16.0 |
| 211 | 1500 | 16.6—17.3 | 15.2—16.0 |
| 219 | 1609 | 15.7—16.7 | 15.2—15.5 |
| 224 | 1790 | 15.4—17.2 | 15.1—16.5 |
| 227 | 2063 | 15.7—16.7 | 15.2—15.5 |

В табл. 1 приводятся данные относительно новых переменных звезд: в первом столбце — номер вспышкающей звезды Ориона (ВЗО) согласно нумерации Г. Аро [1], во втором — номер по каталогу Паренаго [3], в третьем и в четвертом — звездные величины в наблюдаемых максимуме и минимуме блеска в ультрафиолетовых и фотографических лучах соответственно. Как видно из табл. 1, наибольшие колебания блеска наблюдаются в ультрафиолетовых лучах. В случае звезд ВЗО 219 и 227, если бы не было наблюдений в ультрафиолетовых лучах, вряд ли мы могли бы утверждать (из-за малой амплитуды переменности в фотографических лучах), что эти звезды переменные.

Из полученных результатов следует, что в случайной выборке вспышкающих звезд у 70% оказалась RW-активность. Не имея пока оснований распространять этот результат на все вспышкающие звезды в Орионе, можно, тем не менее, заметить, что на самом деле RW-активность среди вспышкающих довольно высокая.

В настоящее время, когда количество известных RW-переменных в области Ориона, у которых наблюдалась вспышечная активность, почти удвоилось, представляет интерес еще раз оценить процент RW-звезд, обладающих вспышечной активностью, среди всех RW-переменных с разной амплитудой активности.

В табл. 2 приведен список RW-звезд, которые показали вспышечную активность. В последовательных столбцах приведены: номер вспышчающей звезды Ориона (ВЗО), название звезды согласно общему каталогу переменных звезд (ОКПЗ), номер по Паренаго [3], фотографическая звездная величина в максимуме и минимуме (для RW-активности), амплитуда вспышек, продолжительность данной вспышки T в минутах и количество известных вспышек звезды.

На рис. 1 приводятся гистограммы распределения процента RW-звезд с UV-активностью среди RW-переменных. Сплошная линия относится к RW-звездам с амплитудой активности $A \geq 1^m$, а пунктирная — к более активным переменным звездам с амплитудой активности $\geq 2^m$. Первая гистограмма (сплошная линия) представляет распределение, аналогичное полученному ранее В. А. Амбарцумяном [2]. Таким образом, новые данные не изменили прежних выводов об уменьшении процента RW-звезд с UV-активностью среди RW-переменных с продвижением к слабым звездам, а также о том, что среди вспышчающих с RW-активностью нет звезд ярче 13^m .

Что касается более активных переменных с амплитудой $\geq 2^m$, то, как видно из рис. 1 (пунктирная линия), RW-звезды с UV-активностью среди RW-переменных наблюдаются лишь в интервале $13 \leq m \leq 15.4$, что, возможно, свидетельствует о том, что более активные RW-переменные, обладающие вспышечной активностью, быстрее выходят из этой фазы, уменьшив RW-активность или становясь чисто вспышчающими звездами.

На основе новых наблюдательных данных можно посчитать, какой именно процент составляют вспышчающие звезды, у которых наблюдалась переменность типа RW-Возничего с амплитудами $\geq 1^m$ и $\geq 2^m$ среди всех звезд с соответствующими RW-активностями. Для этого воспользуемся формулой Амбарцумяна [5]:

$$n_0 \geq \frac{n_1^2}{2n_2}, \quad (1)$$

где n_0 , n_1 и n_2 — число звезд, у которых наблюдались не одна, одна и две вспышки, соответственно. Формула (1) правильна при $\bar{v} = \text{const}$.

Среди звезд с $A \geq 1^m$ числа звезд, у которых наблюдались одна и две вспышки, соответственно равны: $n_1 = 26$, $n_2 = 5$.

Таблица 2

RW-ЗВЕЗДЫ, У КОТОРЫХ ОБНАРУЖЕНА ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

| ВЗО | Звезда | № по Паренго | Max—Min | Δt_u | T | K |
|-----|--------|--------------|------------|-------------------|------|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 39 | IZ | 1576 | 15.2—(17.5 | 2.0 _{pg} | 180 | 1 |
| 42 | KK | 1614 | 15.0—16.6 | 1.0 | | 1 |
| 45 | YZ | 1648 | 14.5—16.6 | 0.8 _{pg} | | 1 |
| 51 | BW | 1669 | 14.0—16.0 | 1.0 _{pg} | | 1 |
| 54 | V 408 | — | 16.5—17.8 | 1.0 _{pg} | | 1 |
| 70 | | 2243 | 16.7—17.5 | 1.9 _{pg} | | 3 |
| | | | | 0.7 _{pg} | | |
| | | | | 1.0 | | |
| 72 | OT | 2246 | 14.1—17.5 | 2.7 _{pg} | >120 | 3 |
| | | | | 1.0 | >120 | |
| | | | | 1.8 _{pg} | | |
| 104 | PW | 2470 | 14.6—(17.0 | 2.2 _{pg} | >180 | 2 |
| | | | | 1.5 _{pg} | 150 | |
| 115 | V 593 | — | 14.8—17.2 | 0.8 _{pg} | | 1 |
| 130 | | 987 | 15.2—16.0 | 4.0 | | 1 |
| 144 | XX | 1530 | 14.2—16.3 | 0.9 | | 1 |
| 157 | NS | 2039 | 15.2—17.6 | 1.5 _{pg} | | 2 |
| | | | | 1.3 _{pg} | | |
| 177 | | 1323 | 18.1—18.5 | 8.1 | >300 | 3 |
| | | | | 3.6 | | |
| | | | | 3.2 | | |
| 191 | UZ | 1009 | 15.8—(16.8 | 2.6 | >120 | 3 |
| | | | | 0.8 | > 30 | |
| | | | | 1.5 _{pg} | | |
| 203 | SU | 1301 | 14.2—17.4 | 1.2 _{pg} | > 60 | 1 |
| 206 | WW | 1341 | 14.4—15.7 | 1.5 | | 2 |
| | | | | 0.7 | > 75 | |
| 208 | SW | 1412 | 13.4—16.1 | 0.6 | | 1 |
| 211 | | 1500 | 15.2—16.0 | 0.8 | | 1 |
| 219 | | 1609 | 15.2—15.5 | 0.7 | | 3 |
| | | | | 0.8 | | |
| | | | | 2.0 | | |
| 223 | V 355 | 1764 | 15.4—16.4 | 2.5 | 180 | 2 |
| | | | | 2.0 | 200 | |
| 224 | | 1790 | 15.1—16.5 | 1.0 | | 1 |

Таблица 2 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|-------|-------|------|-------------|--------------|------|---|
| 225 | MQ | 1878 | 13.7—15.0 | 1.7 | 100 | 1 |
| 227 | | 2063 | 15.2—15.5 | 0.7 | | 1 |
| 230 | OR | 2185 | 13.9—15.0 | 1.0 | | 1 |
| 231 | AZ | 2368 | 13.1—16.3 | 1.5 | 135 | 1 |
| 246 | V 874 | — | 15.8—17.5 | 3.0 | | 2 |
| | | | | 0.7 | | |
| 327 | V 557 | 1805 | 16.6—17.1 | 5.0 | | 1 |
| 328 | | 2186 | 16.0—16.7 | 1.6 | | 1 |
| 331 | | — | 16.8—17.9 | 0.5 | | 1 |
| 333 | CH | 2326 | 14.6—16.5 | 1.4 | > 60 | 1 |
| 334 | | — | 14.9—16.9 | 2.6 | | 1 |
| 337 | V 881 | — | 15.6—16.9 | 2.5 | | 1 |
| A8 | II | 1333 | 14.9—17.5 | 0.9 ρ_g | 25 | 1 |
| A27 | V 365 | 2295 | 15.7—16.8 | 0.8 ρ_g | | 1 |
| A44 | | 1468 | 15.1—17.2 | 0.8 ρ_g | 15 | 1 |
| A641 | XY | 1565 | 15.0—17.7 | 3.2 ρ_g | | 1 |
| A645 | V 400 | 1625 | 15.9—(17.0) | 2.7 ρ_g | | 1 |
| A649 | V 563 | 2019 | 15.4—16.7 | 4.2 ρ_g | | 1 |
| A650 | | 2060 | 14.1—15.5 | 1.1 ρ_g | | 1 |
| A688 | NO | 2000 | 14.6—17.2 | 2.2 ρ_g | | 1 |
| A6129 | V 468 | 1294 | 15.1—15.8 | 1.0 ρ_g | | 1 |
| UPS6 | V 422 | 2072 | 16.1—17.0 | 0.8 ρ_g | | 1 |

Примечания к таблице 2:

1. Переменность звезд ВЗО 70, 246, 328, 331 установлена нами.
2. ВЗО 45 = YZ Ori. Есть данные Ливитт [3] о том, что переменная была особенно ярка 3. I. 1903. По-видимому, речь идет о вспышке.
3. ВЗО 72 = OT Ori. Паренаго [3] отмечает, что значение $m_{pg} = 13.0$ у звезды наблюдалось Вольфом лишь на одной фотографии из 10. Для максимального значения m_{pg} мы берем значение, данное Паренаго по 70 пластинкам, считая, что Вольф наблюдал вспышку звезды.
4. Звезда ВЗО 177. По-видимому, большая амплитуда этой звезды в ОКПЗ должна быть объяснена ее вспышечной активностью. ВЗО 177 скорее всего относится к звездам с низкой RW-активностью [4].
5. ВЗО 206 = WW Ori. Паренаго [3] сообщает, что среди просмотренных им фотографий обсерватории Маунт Вильсон на одной переменная имеет звездную величину 13.1. Это значение он отбросил при выводе амплитуды переменности. Не приходится сомневаться, что это была вспышка звезды.

Отсюда по формуле (1) имеем $n_0 = 68$ и общее ожидаемое число вспыхивающих звезд $N = \sum_{k=0}^{\infty} n_k$ в этой выборке в данную эпоху ≥ 102 .

Согласно ОКПЗ минимальное число переменных с $A \geq 1^m$ в Орионе равно 250. Следовательно вспыхивающие звезды в этой выборке составляют примерно 40%. Аналогичные расчеты проведем для вспыхивающих звезд с $A \geq 2^m$. В этом случае $n_1 = 13$, $n_2 = 2$, $n_0 = 42$ и $N \geq 58$. Минимальное число переменных с $A \geq 2^m$ равно 90, а процент вспыхивающих в этой выборке уже повысился до 64.

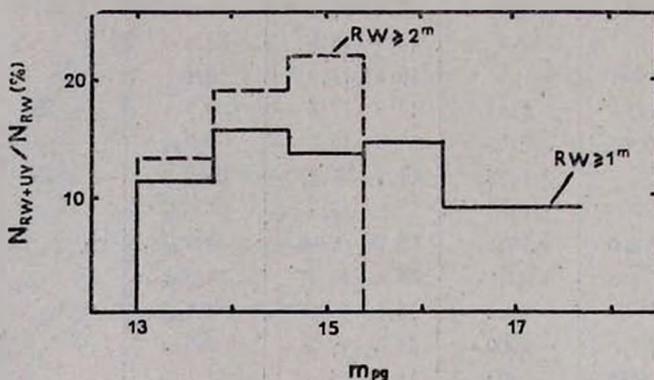


Рис. 1. Распределение процента вспыхивающих звезд с RW-активностью среди RW-переменных. Сплошная линия относится к звездам с амплитудой активности $A \geq 1^m$, а пунктирная к $A \geq 2^m$.

Эти расчеты показывают, что процент RW-звезд с UV-активностью среди всех RW-переменных несколько превышает четверть, как было оценено Амбарцумяном [2]. Более того, он возрастает с увеличением активности. Чем выше RW-активность, тем выше процент вспыхивающих. Общая продолжительность вспышек (T), как это следует из данных табл. 2, несколько больше у вспыхивающих с $A \geq 2^m$, чем с меньшей RW-активностью. Однако не следует забывать, что вычисления, которые относятся к звездам с RW-активностью $\geq 2^m$, основаны на малых числах. Следовательно неопределенность может быть значительной.

Что касается средней частоты вспышек, $\bar{\nu}$, то оказывается, что для звезд с RW-активностью она мало отличается от средней частоты вспышек остальных вспыхивающих звезд Ориона.

Действительно, среди вспыхивающих звезд с RW-активностью количество звезд, вспыхнувших один раз — $n_1 = 32$, два раза — $n_2 = 5$. От-

сюда по формуле Амбарцумяна [5] для средней частоты вспышек звезд с RW-активностью:

$$\overline{\nu t} = \frac{2n_2}{n_1} = 0.31. \quad (2)$$

Для остальных вспыхвающих звезд в области Ориона в настоящее время имеем $n_1 = 286$, $n_2 = 53$, отсюда

$$\overline{\nu t} = 0.37.$$

Так как общее время наблюдений t одинаково в обоих случаях, то отсюда следует, что средняя частота вспышек звезд с RW-активностью не отличается заметно от средней частоты вспышек остальных вспыхвающих звезд.

До сих пор мы рассматривали вспышечную активность RW-переменных. Рассмотрим теперь RW-активность среди вспыхвающих звезд. В табл. 3 представлено распределение вспыхвающих звезд с RW-активностью среди всех вспыхвающих звезд, где N_{UV} — количество вспыхвающих звезд, N_{RW+UV} — количество вспыхвающих звезд, у которых наблюдалась RW-активность.

Таблица 3

ПРОЦЕНТ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД С RW-АКТИВНОСТЬЮ
СРЕДИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

| $N \backslash m$ | 13 | 13.0—13.7 | 13.8—14.5 | 14.6—15.3 | 15.4—16.1 | 16.1 |
|----------------------------|----|-----------|-----------|-----------|-----------|------|
| N_{UV} | 1 | 3 | 10 | 24 | 34 | 158 |
| N_{RW+UV} | 0 | 3 | 8 | 11 | 7 | 2 |
| $\frac{N_{RW+UV}}{N_{UV}}$ | 0 | 100 % | 80 % | 46 % | 20 % | 1 % |

Из результатов табл. 3 следует, что самые яркие вспыхвающие звезды являются одновременно RW-переменными, и с продвижением к слабым звездам RW-активность среди вспыхвающих звезд падает, уступая место чисто вспышечной активности.

Несомненно, что на результат табл. 3 может повлиять и наблюдательная селекция, т. к. слабые звезды $\geq 16^m$ мало изучены на переменность.

Можно посчитать процент вспыхвающих с RW-активностью среди вспыхвающих звезд.

Общее количество вспыхвающих звезд с RW-активностью можно определить по формуле (1) по следующим наблюдательным данным:

$$n_1 = 28, n_2 = 5, \text{ тогда } n_0 = 78, N = 116.$$

Общее ожидаемое количество вспыхивающих звезд N в Орионе порядка 1500 [6].

Отсюда вытекает, что среди вспыхивающих звезд около 10% составляют звезды, которые сохранили RW-активность. Это скорее всего нижний предел количества вспыхивающих звезд с RW-активностью, что еще раз показывает, что RW-фаза вспыхивающих звезд намного короче UV-фазы.

2. О связи между H_{α} с эмиссией звездами и вспыхивающими звездами. Некоторую ясность в решение вопроса о взаимосвязи между RW-активностью и UV-активностью может внести картина распределения H_{α} -звезд и вспыхивающих звезд по звездной величине в минимуме блеска. С этой целью были выбраны фотографические звездные величины, которые для большинства вспыхивающих и H_{α} -звезд известны.

Были использованы наблюдательные данные из работ [7—14]. Количество использованных вспыхивающих звезд было 300, а H_{α} -звезд — 200. В случае переменных звезд использовалась звездная величина в максимуме блеска. Понятно, что большинство рассмотренных H_{α} -звезд является переменными и приведенные звездные величины относятся лишь к определенному моменту, когда производились наблюдения. Поэтому полученные далее результаты в некотором смысле могли рассматриваться как условные. Однако количество использованных звезд достаточно и в среднем можно считать, что полученное распределение близко к реальному, т. к. количество звезд, находящихся в максимуме блеска и в минимуме, в среднем должно быть уравновешено.

Для сравнения на рис. 2 приводятся распределения вспыхивающих и H_{α} -звезд по фотографической звездной величине. Из этой зависимости N от m_{pg} можно сделать следующие выводы:

1. Вспыхивающие звезды в области туманности Ориона с $\Delta m \geq 0.5$ встречаются начиная с $m_{pg} \approx 13.0$, в то время как H_{α} -звезды уже с $m_{pg} \approx 12$. Возможно, что в некоторых случаях линия H_{α} у звезд с $m_{pg} \approx 12$ является результатом ее вспышечной активности, в то время как вспышки малых амплитуд у этих звезд фотографическим методом трудно наблюдать.

2. Хотя число использованных H_{α} -звезд меньше, чем вспыхивающих, однако из приведенной зависимости видно, что среди ярких звезд до 15^m преобладают H_{α} -звезды, а начиная с 15^m — вспыхивающие.

3. Форма распределения вспыхивающих звезд по величине блеска в целом следует таковой для H_{α} -звезд, указывая этим на связь между звездами с RW и UV-активностями.

4. Функция светимости H_α -звезд, по крайней мере до $m_{pg} = 18$, является возрастающей.

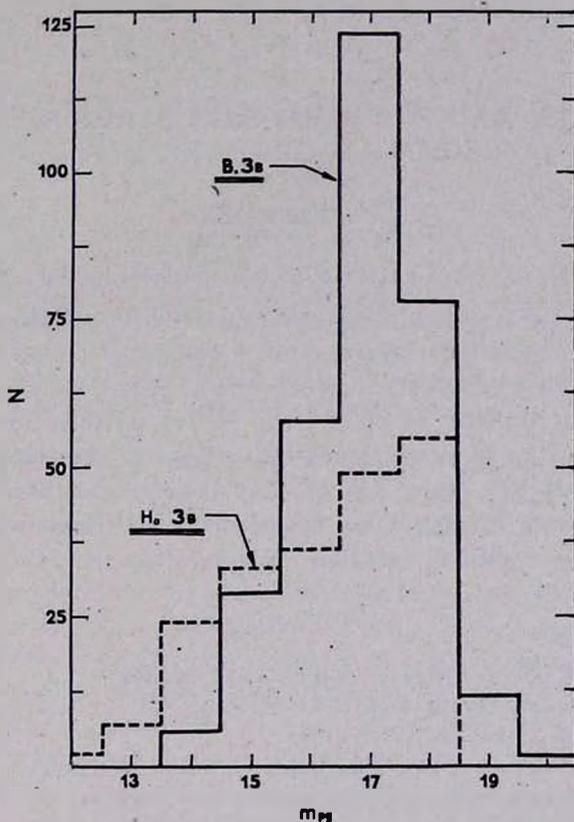


Рис. 2. Распределение вспыхивающих и H_α -звезд по фотографической звездной величине.

3. **Заключение.** Анализ вспышечной активности RW-переменных с амплитудой переменности $\geq 1^m$ и $\geq 2^m$ показал, что процент вспыхивающих звезд среди переменных с $A \geq 1^m$ около 40, а среди переменных с $A \geq 2^m$ около 60, откуда следует, что чем выше RW-активность, тем выше процент вспыхивающих среди них. Показано, что, по-видимому, средняя частота вспышек звезд с RW-активностью не отличается заметно от частоты вспышек остальных вспыхивающих звезд.

Среди вспыхивающих звезд около 10% обладают RW-активностью.

Формы распределения вспыхивающих и H_α -звезд по величине блеска идентичны. Функция светимости H_α -звезд до $m_{pg} = 18$ является возрастающей.

Автор признателен В. А. Амбарцумяну и Л. В. Мирзояну за обсуждение результатов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FLARE AND H_{α} IN EMISSION STARS IN THE REGION OF ORION NEBULA

E. S. PARSAMIAN

The analysis of flare activity of RW—variables has shown that the percentage of flare stars among variables with $A \geq 1^m$ is about 40 and among $A \geq 2^m$ about 60, therefore the higher RW—activity, the higher is the percentage of flare stars among them. It has been shown that the average flare frequency of stars with RW— activity does not differ noticeably from the flare frequency of the rest of the flare stars. Among flare stars about 10% have RW-activity. The shapes of distributions of flare and H_{α} stars by magnitude are similar. The luminosity function of H_{α} stars increases up to $m = 18$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro, E. Chavira, *Vistas in Astronomy*, 8, 89, 1965.
2. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 6, 31, 1970.
3. П. П. Паренго, *Труды ГАИШ*, 25, 1954.
4. G. Haro, E. Parsamian, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 31, 45, 1969.
5. В. А. Амбарцумян, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
6. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, 16, 677, 1980.
7. R. I. Kiladze, *IBVS*, N 670, 1972.
8. E. Parsamian, E. Chavira, G. Gonzalez, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 2, 341, 1978.
9. R. I. Kiladze, R. Sh. Natsvlishvili, *IBVS*, N 1727, 1980.
10. R. Sh. Natsvlishvili, N. D. Melikyan, *IBVS*, N 1726, 1980.
11. L. Rostino L. Pigatto, *Contr. Asiago Obs.*, N 231, 2, 1969.
12. A. D. Andrews, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 34, 195, 1970.
13. A. D. Andrews, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 38, 161, 1972.
14. E. S. Parsamian, E. Chavira, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, 69, 1982.

УДК: 524.388

О КИНЕМАТИКЕ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ

Г. Н. САЛУКВАДЗЕ

Поступила 7 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

На основе имеющегося до сегодняшнего дня наблюдательного материала, включающего и фотографический наблюдательный материал, выполненный автором, изучена кинематика избранных кратных систем типа Трапеции. Из 15-и изученных трапеций 14 трапеций показывают расширения. Среди них 11 трапеций расширяются в целом, а в трех трапециях один компонент показывает удаление от главного.

В. А. Амбарцумян в своей известной работе [1] о кратных системах типа Трапеции высказал предположение, что значительная часть трапеций должна обладать положительной полной энергией.

Первая работа, подтверждающая положительность полной энергии, прототипа таких систем, т. е. Трапеции Ориона, принадлежала П. П. Паренаго [2]. Это же было подтверждено и другими независимыми работами О. Франца и К. Странда, основанными на существовавшем к тому времени наблюдательном материале для Трапеции Ориона (θ' Ориона), но не опубликованными в печати [3, 4].

Исследования данной Трапеции, выполненные Г. А. Ахундовой [5], С. Алленом, А. Поведой и Ч. Уорли [6], а также Г. Н. Дубошиным, А. И. Рыбаковым, А. И. Калининой и П. Н. Холосовым [7], привели к противоположному результату.

С. Аллен и А. Поведа [8], рассматривая вопрос о динамической эволюции кратных систем типа Трапеции и допуская отрицательность их полной энергии, провели с помощью ЭВМ исследования 30 шестикратных систем и пришли к выводу о динамической стабильности трапеций. Результаты указанной работы были проанализированы Л. В. Мирзояном и М. А. Мнацаканяном [9] и было показано, что результаты С. Аллена и А. Поведы фактически являются новым доказательством в пользу динамической нестабильности систем типа Трапеции.

В работе С. Аллена, А. Поведы и Ч. Уорли [6] изучена кинематика кратных систем типа Трапеции. Исследуя 42 трапеции, ни в одной из них авторы не обнаружили систематического расширения.

Решение данного вопроса имеет принципиальное значение, будучи связанным с выяснением первоначальных условий, в которых сформировались звезды.

Мы рассмотрели кинематику кратных систем типа Трапеции с главными звездами спектрального класса O-B2. Трапеции, подлежащие исследованию, были выбраны из нового каталога кратных систем типа Трапеции, составленного нами [10].

В качестве наблюдательного материала, кроме собственных фотографических наблюдений, мы использовали результаты измерения относительных положений кратных звезд, опубликованные в каталоге визуально-двойных звезд Айткена, и данные карточного каталога двойных звезд Обсерватории в Ницце, в которых наблюдения, выполненные в близкие друг к другу моменты времени, объединены и приведены в виде окончательных результатов для средней эпохи наблюдения. В нескольких случаях мы использовали данные карточного каталога Военно-морской обсерватории (США), где приведены результаты индивидуальных наблюдений.

Мы рассмотрели 38 кратных систем типа Трапеции, считая трапецию достаточно обеспеченной наблюдениями, если в ней наблюдалось большинство компонентов и для них имелось не менее пяти наблюдений, причем два из них были выполнены после опубликования Каталога ADS.

При таком рассмотрении наблюдательных данных из 38 трапеций удовлетворяющими вышеописанным условиям оказались 15.

Использованный нами наблюдательный материал в большинстве случаев содержит для каждой системы интервал времени более 100 лет. Эти наблюдения выполнены в разное время разными авторами. Особое значение имеет точность первых и последних измерений. Первые наблюдения в основном принадлежат В. Я. Струве, который, к счастью, в 30-х годах XIX столетия провел ряд микрометрических наблюдений двойных и кратных звезд. Наблюдения В. Струве отличаются высокой точностью, и их можно рассматривать наравне с современными фотографическими наблюдениями. Последние измерения в большинстве случаев получены в результате фотографических наблюдений, выполненных на Военно-морской обсерватории и на Абастуманской астрофизической обсерватории, а также микрометрических измерений, выполненных Ч. Уорли.

Мы поставили задачу, на основании собранных нами наблюдательных данных получить сведения об изменении расстояний между компонентами исследуемых трапеций. Для этого мы прибегли к способу наименьших квадратов, пытаясь представить каждое из расстояний как линейную функцию времени. При этом в одном случае все наблюдения считались равнозначными, а в другом — разным наблюдениям приписывались разные веса. Поскольку из-за малочисленности наблюдений невозможно было подсчитать систематические ошибки наблюдателей, то при назначении

весов мы в основном придерживались оценок точности наблюдений, полученных разными наблюдателями, и характеристик внутренних и систематических ошибок наблюдателей, приведенных в литературе.

Точно так же были обработаны результаты наблюдений позиционных углов. Затем для каждого компонента были вычислены величины $r \frac{d\theta}{dt}$ (r — расстояние от главной звезды).

В табл. 1 для исследуемых 15 трапеций даются изменения расстояний и позиционных углов за 100 лет со средними ошибками.

Далее на основании наблюдательных данных для компонентов исследуемых трапеций были построены графики зависимости расстояний от эпохи наблюдения. Всего построено 33 графика.

В качестве иллюстрации приводим графики компонентов для двух трапеций ADS 719 (рис. 1), ADS 2843 (рис. 2). Точки на графиках соответствуют отдельным наблюдениям, а сплошные линии получены в результате обработки по способу наименьших квадратов при учете всех измерений и при назначении весов наблюдениям.

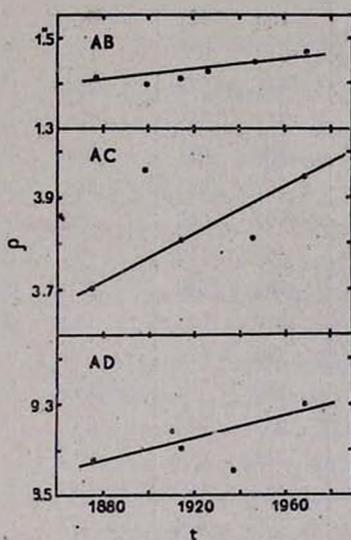


Рис. 1.

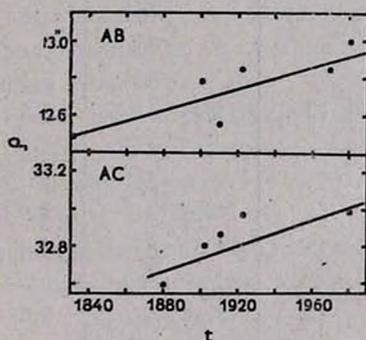


Рис. 2.

Из рассмотренных нами 15-и трапеций для 14-и компонентов девяти трапеций первые наблюдения принадлежат В. Струве.

Мы рассмотрели влияние данных наблюдений В. Струве на окончательные результаты. После их исключения из всех наблюдений обработка по способу наименьших квадратов с весами не привела к качественному изменению выводов.

Таблица 1

| № | № ADS компонентов | Звездная величина | | $\frac{dr}{dt}$ | | $r \frac{d\theta}{dt}$ | |
|----|----------------------|----------------------|-------------------|-----------------|------|------------------------|-----|
| | | | | за 100 лет | | | |
| 1 | 719 AB | 7 ^m .9 | 9 ^m .9 | 0.057±0.012 | | 0.053±0.014 | |
| | AC | | 8.9 | 301 | 065 | 058 | 060 |
| | AD | | 9.4 | 481 | 116 | 135 | 056 |
| 2 | 2783 AB | 6.9 | 9.1 | 258 | 044 | 092 | 050 |
| 3 | 2843 AB | 2.9 | 9.5 | 287 | 029 | -084 | 012 |
| | AC | | 11.3 | 352 | 077 | 006 | 036 |
| 4 | 3709 AC | 5.5 | 8.6 | 924 | 106 | 118 | 156 |
| 5 | 4241 AC | 4.0 | 10.3 | 301 | 031 | 057 | 056 |
| | AD | | 7.5 | 062 | 019 | -199 | 028 |
| | AE | | 6.5 | 107 | 022 | 011 | 049 |
| 6 | 4728 AB | 7.9 | 8.6 | 133 | 028 | 032 | 014 |
| | AD | | 8.7 | -152 | 026 | 135 | 037 |
| | AE | | 9.3 | 187 | 043 | -119 | 084 |
| 7 | 5322 AB | 4.8 | 7.6 | 106 | 021 | 044 | 030 |
| | AC | | 9.9 | 056 | 028 | 105 | 059 |
| 8 | 5977 AB | 4.4 | 10.5 | 445 | 072 | -200 | 104 |
| | AC | | 11.2 | 331 | 089 | -706 | 525 |
| 9 | 13374 AB | 7.0 | 12.0 | 289 | 081 | 211 | 065 |
| | AC | | 11.0 | 3 552 | 094 | 468 | 062 |
| | AD | | 9.6 | 199 | 069 | 002 | 004 |
| | AE | | 11.5 | -368 | 112 | 461 | 135 |
| | AF | | 8.5 | -062 | 054 | 270 | 091 |
| 10 | 13626 AB | 8.5 | 9.0 | 310 | 046 | 100 | 007 |
| | AP | | 10.8 | 332 | 078 | -093 | 013 |
| | AR | | 9.6 | 219 | 103. | -162 | 108 |
| 11 | 14526 AB | 4.9 | 9.8 | 051 | 033 | 291 | 078 |
| 12 | 14831 AB | 4.4 | 10.0 | 311 | 097 | 276 | 147 |
| | AC | | 10.0 | 458 | 060 | 1.626 | 229 |
| 13 | 15184 AC | 5.8 | 7.7 | 105 | 014 | 0.057 | 001 |
| | AD | | 7.8 | 028 | 019 | 033 | 012 |
| 14 | 16095 AB | 6.8 | 6.6 | -076 | 017 | 044 | 016 |
| | AC | | 10.5 | -229 | 237 | -1.007 | 271 |
| 15 | 16381 AB | 5.5 | 11.5 | 098 | 057 | 276 | 093 |

В числе рассмотренных систем, кроме системы ADS 16095, оба компонента которой показывают приближение к главной звезде, имеются еще три случая (компоненты E и F трапеции ADS 13374 и компонент D трапеции ADS 4728), когда компоненты приближаются к главной звезде. Эти три компонента являются отдаленными компонентами соответствующих систем (с расстояниями до главной звезды 28."1, 36."1, 28."4) и если их исключить из рассмотрения, то эти системы остаются системами типа Трапеции, поскольку взаимные расстояния более близких компонентов удовлетворяют критерию, по которому система относится к типу Трапеции. Все это делает вероятным, что указанные компоненты являются оптическими. Этому можно противопоставить 28 случаев, когда компоненты показывают удаления.

Поскольку выбор наших 15 систем типа Трапеции был основан на наличии достаточного числа измерений и притом за длительный промежуток времени, т. е. поскольку критерий отбора не был связан с характером измеренных движений, такое подавляющее преобладание положительных значений

$\frac{dr}{dt}$ над отрицательными является весьма многозначительным,

указывая на то, что компоненты трапеций, показывающие относительные движения, далеко не всегда являются звездами поля. Естественно считать, что среди 28 компонентов только три или несколько большее число могут быть звездами поля.

Трудно представить себе присутствие таких систематических ошибок, при которых компоненты трапеций только удаляются от главных звезд, в то время как на самом деле скорости близки к нулю.

Интересным было бы вычисление пространственных скоростей компонентов трапеций, но, к сожалению, это невозможно, поскольку неизвестны их лучевые скорости. Единственно, что можно сделать — это вычислить линейные скорости удаления в проекции на небо.

Зная принадлежность трапеций, показывающих относительные движения, к галактическим скоплениям и ассоциациям, мы нашли расстояние до них по литературным источникам.

В табл. 2 даются результаты вычисления тангенциальных скоростей за 100 лет со среднеквадратичными ошибками.

Рассмотрение табл. 2 в свете вышесказанного приводит к следующим заключениям. Из 15 рассмотренных нами трапеций 14 показывают расширения.

Как видно из этой таблицы, компоненты C трапеций ADS 3709 и ADS 13374 обладают большими линейными скоростями.

Из оставшихся 14 трапеций, показывающих расширения, 11 трапеций: ADS 719, 2843, 3709, 4241, 4728, 5322, 5977, 13374, 13626, 14831 и

15184 расширяются в целом. В трех трехкратных трапециях — ADS 2783, 14526 и 16381 один компонент показывает удаление. Здесь надо иметь в виду, что для вышеназванных трапеций рассматривался только компонент В, поскольку для компонента С мало наблюдений.

Таблица 2

| № | № ADS компонентов | Ассоциации, скопления | Расстояния | V (км/с) |
|----|----------------------|--------------------------|------------|-------------|
| 1 | 719 AB | NGC 281 | (960) | 2.6±0.5 |
| | AC | | | 13.7 3.0 |
| | AD | | | 21.9 5.3 |
| 2 | 2783 AB | NGC 1444 | 800 | 9.8 1.7 |
| 3 | 2843 AB | Per OB2 | 400 | 4.9 0.8 |
| | AC | | | 6.7 1.5 |
| 4 | 3709 AC | Orion OB1 | (960) | 42.0 4.8 |
| 5 | 4241 AC | | 460 | 6.6 0.7 |
| | AD | | | 1.4 0.4 |
| | AE | | 2.3 0.5 | |
| 6 | 4728 AB | NGC 2169 | 850 | 5.4 1.1 |
| | AE | | | 7.5 1.7 |
| 7 | 5322 AB | Mon OB1 | 760 | 3.8 0.8 |
| | AC | | | 2.0 1.0 |
| 8 | 5977 AB | NGC 2362 | 1500 | 31.6 5.0 |
| | AC | | | 23.5 6.3 |
| 9 | 13374 AB | NGC 6871 | 1580 | 21.6 6.1 |
| | AC | | | 265.9 7.0 |
| | AD | | | 14.9 5.2 |
| 10 | 13626 AB | Cyg OB1 | 1700 | 25.0 3.7 |
| | AP | | | 26.7 6.3 |
| | AR | | | 17.6 8.3 |
| 11 | 14526 AB | Cyg OB6 | 1700 | 4.1 2.6 |
| 12 | 14831 AB | Cyg OB4 | 345 | 5.1 1.6 |
| | AC | | | 7.5 1.0 |
| 13 | 15184 AC | IC 1396 | 800 | 4.0 0.5 |
| | AD | | | 1.1 0.7 |
| 14 | 16381 AB | Lac OB1 | 600 | 2.8 1.6 |

Как видно из табл. 1 примерно более чем в половине случаев компоненты скорости, перпендикулярные к радиусу-вектору, настолько малы, что практически они не могут быть определены из наблюдений. В этих случаях можно считать, что в первом приближении наблюдается радиаль-

ное удаление компонентов от главных звезд. В нескольких других случаях (ADS 14526, 13374, 14831, 16381) наблюдения говорят в пользу существования заметных изменений позиционных углов (наряду со скоростью радиального удаления). Не исключено, что в некоторых случаях — это реальные явления, и поэтому расширение трапеций, по крайней мере иногда, является более сложным процессом, чем простое взаимное удаление компонентов.

Как было отмечено, аналогичную работу выполнили Аллен и др. [6]. Они рассмотрели 44 трапеции из списка В. А. Амбарцумяна [9] и ни в одной из них не обнаружили полного расширения. Только в 16 трапециях один или несколько компонентов указывали на систематические движения.

Из выделенных нами 15 трапеций, общими с Алленом и др., лишь в трех, ADS 2843 (компонент В), ADS 13374 (компонент С) и ADS 14831 (компонент С), обнаружены относительные движения.

Итак, результаты наших исследований сильно отличаются от результатов, полученных вышеупомянутыми авторами. На наш взгляд, причина различий полученных результатов заключается в следующем: а) Аллен и др. рассмотрели трапеции всех спектральных классов и, что главное, из рассмотренных 44-х трапеций 13 не входят в наш каталог, т. е. не являются системами типа Трапеции, 6 являются трапециями поздних и неизвестных спектральных классов и могут быть оптическими группами. Из оставшихся 25-и трапеций 15 являются трапециями спектрального класса О-В2. Из них только 11 включены нами в список «хорошо наблюдаемых» трапеций. б) Графики, приведенные в работе Аллена и др., показывают, что для их построения в основном использован наблюдательный материал, полученный до 1965 г., т. е. почти до начала систематических фотографических наблюдений кратных систем типа Трапеции на Военно-морской обсерватории (США). Мы пользовались опубликованными наблюдениями до 1980 г., а также собственными наблюдениями, выполненными в 1959—1981 гг. Ясно, что последние точки на графиках зависимости расстояния от эпохи наблюдения имеют большие веса для выводов об относительных движениях компонентов трапеций. в) Аллен и др. для построения графиков пользовались индивидуальными наблюдениями компонентов трапеций, что не совсем оправдано. Известно, что микрометрические измерения двойных и кратных звезд, выполненные в течение XIX века и в начале XX века очень грубы, и среди них надежными являются только наблюдения В. Струве и Берхелема. Данные наблюдения за указанный период должны быть взяты из Каталога визуально-двойных звезд Айткена, где наблюдения, выполненные почти в одно и то же время, объединены и приведены в виде окончательных результатов для средней эпохи наблюдений.

Следует отметить, что данные, полученные нами из Страсбургского центра звездных данных также во многих случаях приведены не в виде

результатов индивидуальных измерений, а как среднее из многих наблюдений. Известно, что Страсбургский ЦЗД занимается переносом данных на магнитную ленту или на другие носители после их тщательного анализа.

Результаты исследования вопроса, рассмотренного в настоящей работе, приводят к следующему основному выводу:

Исследования систем типа Трапеции, основанные на обработке наблюдательных данных, подтверждают предположение о неустойчивости некоторой части кратных систем типа Трапеции.

Вместе с тем, необходимо отметить, что в настоящее время для большинства трапеций точность их наблюдений недостаточна для обнаружения относительных движений их компонентов, и поэтому вопрос расширения таких трапеций пока остается открытым.

В заключение приношу глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интерес к работе и ценные советы.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

ON THE KINEMATICS OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS

G. N. SALUKVADZE

On the basis of up-to-date observational material including the photographic observations performed by the author the kinematics of selected O—B2 spectral class trapezium type multiple stars has been studied. Out of 15 trapezia investigated 14 show expansion. Among them 11 trapezia expand totally and in three trapezia only one component shows recession.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
2. П. П. Паренаго, Труды ГАИШ, 25, 1954.
3. S. Sharpless, *Vistas in Astronomy*, 8, 127, 1966.
4. K. Aa. Strand, J. Roy, *Astron. Soc. Canada*, 67, 67, 1973.
5. Г. В. Ахундова, Изв. ГАО АН СССР, 21, 83, 1957.
6. C. Allen, A. Poveda, C. E. Worley, *Rev. Mex. Astron. Astroph.*, 1, 101, 1974.
7. Г. Н. Дубошин, А. И. Рыбаков, Е. П. Калинина, П. Н. Холопов, Сообщ. ГАИШ, № 175, 3, 1971.
8. C. Allen, A. Poveda, *International Astronomical Union Symposium N 62. Dordrecht/Boston, D. Reidel*, 1974.
9. Л. В. Мироян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 11, 551, 1975.
10. Г. Н. Салуквадзе, Бюлл. Абастуманской обс., 49, 39, 1978.

УДК: 524.38.

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ
ЗВЕЗД С ИЗВЕСТНЫМИ ОРБИТАМИ

З. Т. КРАЙЧЕВА, Е. И. ПОПОВА, А. В. ТУТУКОВ, Л. Р. ЮНГЕЛЬСОН

Поступила 25 июня 1984 г.

Принята к печати 20 октября 1984 г.

Проанализированы основные эффекты селекции, определяющие выборку визуально-двойных звезд с известными орбитами. Определены основные физические параметры 473 визуально-двойных звезд. Найдено, что исправленное за эффекты селекции распределение звезд по большим полуосям орбит плоское и совпадает с распределением для спектрально-двойных звезд $dN \propto d \lg a$. Функция масс главных компонентов совпадает с функцией Солпитера.

1. Введение. Настоящая статья является продолжением статистического исследования двойных звезд, цель которого — поиск генетически обусловленных распределений двойных звезд по физическим параметрам — массам компонентов, большим полуосям и эксцентриситетам орбит. Ранее [1—9] нами были проанализированы характеристики затменных и спектрально-двойных звезд. Цель данной работы — рассмотреть более широкие системы визуально-двойных звезд. В качестве материала для исследования использован каталог визуально-двойных звезд с известными орбитами Финсена и Уорли [10].

Еще в 30-е годы Койпер [11, 12] указал, что наблюдательная селекция ограничивает возможности наблюдения двойных систем различных типов и может существенно исказить результаты анализа. Рассмотрим положение совокупности двойных звезд на диаграмме масса первичного компонента M_1 — большая полуось орбиты a (рис. 1). (При построении рис. 1 предполагалось, что массы компонентов двойных систем сравнимы). Линия $MS + MS$ на рис. 1 соответствует контактным системам из однородных звезд. Ниже могут располагаться только двойные звезды с компонентами — вырожденными карликами, нейтронными звездами и черными дырами. Штриховой линией, уравнение которой $a/R_\odot \approx 6 (M_1/M_\odot)^{1/3}$, отмечен полученный из наблюдений нижний предел a для вновь образующихся двойных систем [8]. Возможность обнаружения спектрально-двойных звезд определяется минимальными обнаружимыми полуамплитудами

лучевых скоростей, которые составляют примерно 40 км/с для звезд с двумя видимыми спектрами и 2—10 км/с в зависимости от спектрального класса для звезд с одним видимым спектром (см. рис. 7 в [9]). Отметим, что практически все спектрально-двойные звезды являются тесными в эволюционном смысле, т. е. в них возможен обмен веществом между компонентами. Границы областей, занимаемых спектрально-двойными и тесными двойными системами, также отмечены на рис. 1. Подавляющее боль-

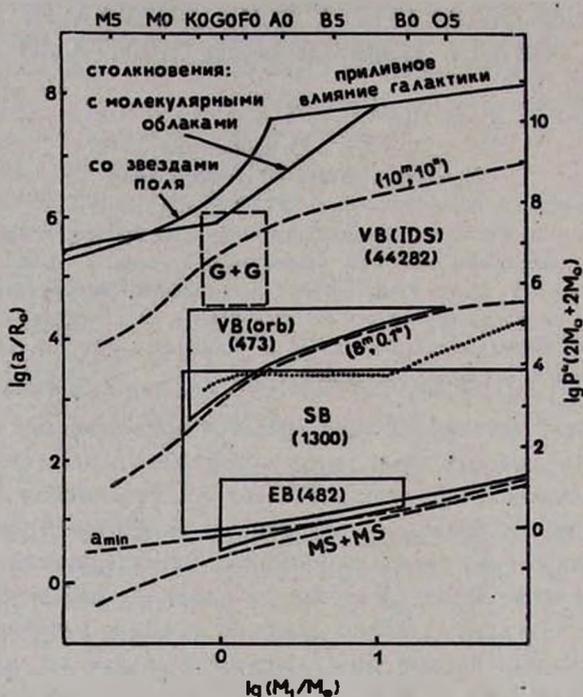


Рис. 1. Положение совокупности двойных звезд в плоскости масса первичного компонента — большая полуось орбиты. На верхней шкале указаны спектральные классы звезд в соответствии с соотношением спектр—масса [32]. На правой шкале указаны значения периода ρ в днях для пары из двух звезд, каждая из которых имеет массу $2M_{\odot}$. Сплошными линиями выделены области, занимаемые затменно-двойными звездами (EB), исследованными в работе [6], визуально-двойными звездами с известными орбитами (VB), исследованными в настоящей работе, и спектрально-двойными звездами (SB). Штриховые линии — физические пары из каталога IDS. G + G — область доступных наблюдениям визуально-двойных звезд с компонентами-гигантами. Пунктир — верхняя граница положения тесных в эволюционном смысле двойных звезд. Остальные обозначения пояснены в тексте.

шинство физических визуально-двойных звезд имеет большие полуоси орбит $a'' \approx 0.''1 - 10''$ и видимые звездные величины главных компонентов $m_v \approx 8^m - 10^m$ [14]. Нижний предел $a'' \approx 0.''1$ определяется разре-

шающей способностью инструментов с апертурой $D \leq 100$ см, которые обычно используются для обнаружения визуально-двойных звезд. Пары с $\alpha'' \geq 10''$ и $m_v \approx 10^m$ при проверке статистическими методами, как правило, оказываются оптическими [14]; при $m_v > 10^m$ [15] изображения звезд размываются и фрагментируются. Исключив из уравнения

$$m_v - M_v = 5 \lg r - 5 + 1.9 \cdot 10^{-3} r \quad (1)$$

расстояние до звезды r с помощью соотношения $\alpha'' = 4.65 \cdot 10^{-3} a/r$, где a — в R_\odot , r — в парсеках, и задавшись соотношением масса—светимость [13], получаем уравнение для линий ($8^m, 0.''1$) и ($10^m, 10''$), которые ограничивают на рис. 1 область обнаружимости визуально-двойных звезд с компонентами V класса светимости. Отметим сразу, что область визуально-двойных звезд практически не совпадает с областью спектрально-двойных звезд, следовательно, все визуально-двойные звездные системы являются широкими в эволюционном смысле.

Из рис. 1 следует, что при $\lg \frac{M_1}{M_\odot} \geq 0.3$ и $\lg \frac{a}{R_\odot} \approx 3.3-4.5$ двойные звезды не обнаруживаются ни как спектральные, ни как визуальные двойные. Их изучение возможно методами спекл-интерферометрии или покрытия звезд Луной. Весьма перспективным представляется использование космического телескопа, который обеспечивает большое угловое разрешение и способен разделять компоненты со значительно различающимися яркостями [16]. Одновременно спектрально- и визуально-двойными могут быть лишь звезды с $M_1 \approx 1M_\odot$ и $a \approx 10^3 R_\odot$.

Среди визуально-двойных звезд можно выделить 695 звезд с известными орбитами. Их нижняя граница на рис. 1 совпадает с нижним пределом обнаружимости при $\alpha'' \approx 0.''1$, а верхняя определяется тем, что орбитальные периоды этих звезд, как правило, не превышают нескольких сот лет. Более широкие системы — это по существу пары с общим собственным движением. Некоторый выигрыш в числе звезд с известными абсолютными размерами можно получить, переходя к системам с компонентами-гигантами (см. на рис. 1 область $G + G$), но неуверенность в соотношении масса — спектр для гигантов снижает значимость результатов.

Большая полуось орбиты двойной звезды не может быть сколь угодно велика. Она, прежде всего, ограничена приливным влиянием Галактики. Предельное значение a_1 можно оценить положив, что в устойчивой системе a не должно превосходить радиуса полости Роша в двойной системе, компонентами которой являются двойная звезда и Галактика в целом:

$$a_l \lesssim 0.46 \left(\frac{M_1 + M_2}{M_G} \right)^{1/3} R_G. \quad (2)$$

Здесь M_1, M_2 — массы компонентов, M_G, R_G — масса и радиус Галактики. Для a использована аппроксимационная формула Пачинского [17]. Соответствующая линия нанесена на рис. 1. Размеры двойных систем могут также ограничивать столкновения с массивными молекулярными облаками, в ходе которых большие полуоси могут превысить предел устойчивости. Для оценки предельных a заменим в соотношении (2) M_G на массу облака M_{cl} и R_G — на минимальное расстояние между облаком и звездой:

$$r_{\min} \approx \left(\frac{VM_{cl}}{\pi M_{\bar{r}} v t_{MS}} \right)^{1/2},$$

где $V \approx 10^{67} \text{ см}^3$ — объем Галактики, $M_{\bar{r}} \approx 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ — суммарная масса облаков [18], $v \approx 30 \text{ км/с}$ — характерная скорость движения звезд, $t_{MS} = 3 \cdot 10^{11} (M_{\odot}/M)^3 \text{ с}$ — время жизни звезды с $M > M_{\odot}$ или $t_{MS} = 3 \cdot 10^{17} \text{ с}$ при $M \leq M_{\odot}$. Полагая $M_1 \approx M_2$, получим

$$\frac{a_l}{R_{\odot}} \lesssim \begin{cases} 10^5 (M_{cl}/M_{\odot})^{1/6} (M_1/M_{\odot})^{11/6} & \text{при } M_1 > M_{\odot}, \\ 10^5 (M_{cl}/M_{\odot})^{1/6} (M_1/M_{\odot})^{1/3} & \text{при } M_1 \leq M_{\odot}. \end{cases}$$

Учитывая, что $M_{cl} \approx 10^6 M_{\odot}$, находим предельные a , значения которых нанесены на рис. 1.

Большие полуоси звезд малых масс ($M_1 \lesssim 2M_{\odot}$) эффективно ограничивают столкновения со звездами поля. Следуя Амбарцумяну [19] и Чандрасекару [20], можно получить следующее выражение:

$$a_l \ln [a_l v^3 / (G(M + M_1))] \approx v M_1 / 8 \pi t_{MS} \bar{n} M^2, \quad (3)$$

где G — постоянная тяготения, M — масса звезды поля, v — ее скорость, \bar{n} — средняя концентрация звезд поля. Линия, соответствующая пределу (3) при $M = 0.3 M_{\odot}$, $v = 30 \text{ км/с}$, $\bar{n} = 1 \text{ пс}^{-3}$ нанесена на рис. 1. Ограничение на a из-за столкновений со звездами поля практически совпадает с ограничением из-за столкновений с гигантскими молекулярными облаками. Наблюдения двойных звезд примерно солнечной массы подтверждают выводы о распаде двойных систем с $a \gtrsim 10^6 R_{\odot}$ [21].

На рис. 1 отмечены области, в которые попадают 482 исследованных нами [6] затменно-двойные звезды V класса светимости с глубиной затмения $A \lesssim 1^m$, которые можно полагать непроэволюционировавшими, ~ 1300 спектрально-двойных звезд из последней версии каталога физи-

ческих параметров спектрально-двойных звезд [22], 473 визуально-двойные звезды V класса светимости с известными орбитами из каталога [10] и 44282 физические пары, выделенные Поведом с соавторами [14] из каталога IDS [23]. Анализ положения двойных звезд на рис. 1 показывает, что практически все двойные системы за исключением систем с $\lg(M_1/M_\odot) \geq 0.3$ и $\lg(a/R_\odot) \approx 3.3 - 4.5$ доступны современным методам наблюдений.

2. Анализ наблюдательного материала. Нами были исследованы визуально-двойные звезды с известными орбитами из каталога [10], в котором содержится информация о 695 объектах. Из них для анализа были отобраны звезды V класса светимости и звезды без класса светимости со спектрами не позднее G5, которым, как показывает рассмотрение распределения по классам светимости звезд каталога [22], можно приписать V класс светимости. Всего были отобраны 473 звезды. Выбор звезд V класса светимости определяется прежде всего относительной простотой учета для них эффектов селекции.

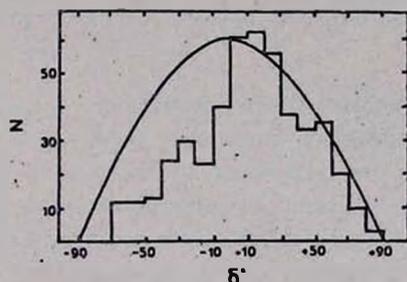


Рис. 2. Распределение исследованных звезд по склонению. Сплошная линия — распределение $dN \sim \cos \delta d\delta$.

Для исследования полноты выборки мы построили распределение ее звезд по склонению δ (рис. 2). Поскольку большинство визуально-двойных звезд с известными орбитами расположено в пределах всего примерно 100 пс от Солнца (см. ниже обсуждение рис. 5b), можно было бы ожидать, что они распределены по небесной сфере по закону $dN \sim \cos \delta d\delta$. Но рис. 2 показывает, что если условно принять выборку для северного неба полной, становится очевидным дефицит исследованных южных звезд. Аналогичная ситуация существует и для спектрально-двойных звезд [9]. Для характеристики неполноты выборки мы введем коэффициент a , равный отношению числа наблюдаемых звезд с известными орбитами к удвоенному их числу на северном небе: $a \approx 0.75$.

На рис. 3 исследованные нами звезды нанесены на плоскость большая полуось истинной орбиты (a'') — разность звездных величин компонен-

тов (Δm_v). Как уже отмечалось при обсуждении рис. 1, выборка ограничена при $a'' \lesssim 0.''1$ условием разрешения компонентов, а при $a'' \gtrsim 1''$ — малой угловой скоростью движения звезд и, соответственно, сложностью определения их орбит. Распределение по Δm_v дает, в принципе, возможность оценить отношение масс компонентов q , используя соотношение $\lg(M_2/M_1) = \lg q \approx 0.1(m_{v_1} - m_{v_2})$. (Шкала q нанесена в правой части рис. 3). Это соотношение справедливо в интервале масс $0.7-1.6 M_\odot$, к которому принадлежит большинство звезд выборки (см. ниже). Однако еще Койпер [11, 12] отметил, что распределение по Δm_v сильно искажено селекцией, суть которой в том, что среди предельно тесных звезд обнаруживаются только пары со сравнимыми светимостями, а следовательно и массами компонентов. Рис. 3 подтверждает существование этого эффекта. Среднее значение Δm_v возрастает с увеличением a'' . Только наиболее широкие пары каталога [10] можно считать свободными от влияния селекции по Δm_v , однако их число слишком мало для каких бы то ни было заключений о распределении по q .

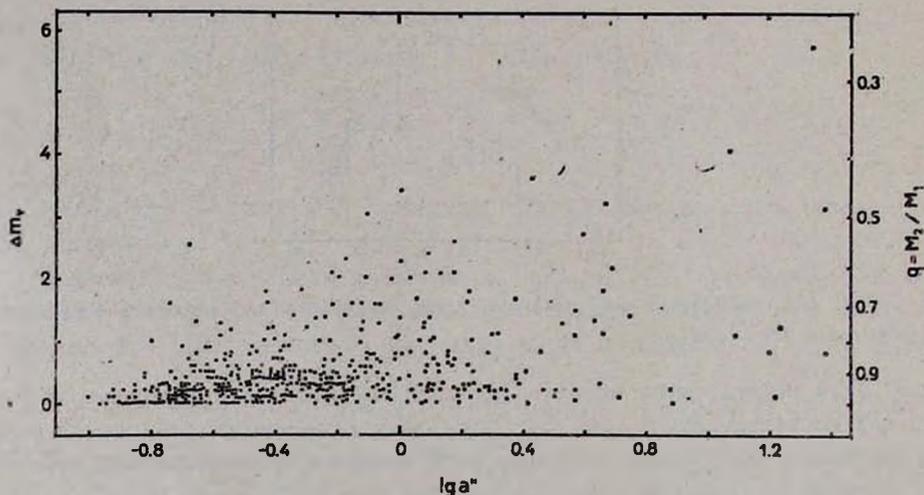


Рис. 3. Соотношение между большими полуосьми орбит и разностями звездных величин компонентов.

На рис. 4а показано распределение звезд выборки по спектрам, на рис. 4б — соответствующая этому распределению наблюдаемая функция масс. Максимум в распределении по спектрам приходится на классы F и G, для которых наблюдательная селекция наименее жесткая [15]. Для построения функции масс использовано соотношение спектр—масса для звезд V класса светимости. Ниже по наблюдаемой функции масс с учетом

эффектов селекции восстанавливается начальная функция масс визуально-двойных звезд (см. рис. 10с).

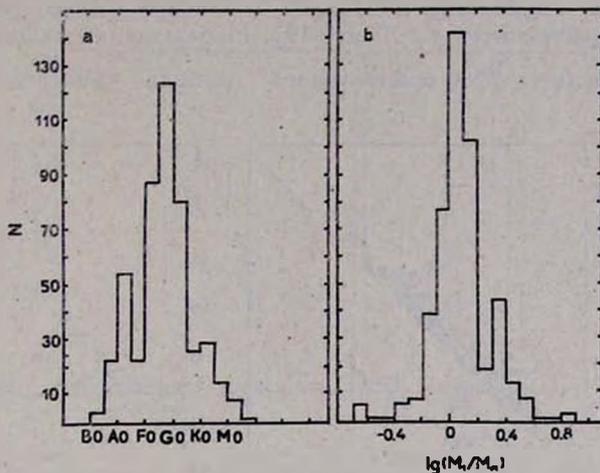


Рис. 4. Распределение звезд по спектрам (а) и по массам первичных компонентов (б).

На рис. 5а нанесено положение звезд выборки в плоскости m_{v_1} — m_{v_2} , на рис. 5б и 5с — распределение вторичных и первичных компонентов по звездным величинам. Сопоставление рисунков выявляет еще один эффект селекции, способствующий обнаружению пар со сравнимыми звездными величинами компонентов. Большинство визуально-двойных звезд с известными орбитами имеет m_{v_1} близкие к предельной, которую можно положить равной 9^m (см. рис. 5с). Но предельная m_{v_1} практически совпадает с предельной m_{v_2} . Поэтому большинство звезд каталога [10] имеет сравнимые звездные величины компонентов, что необходимо учитывать при анализе распределения этих звезд по $q = M_2/M_1$.

Распределение исследованных звезд по орбитальным периодам приведено на рис. 6а. Значения P заключены в пределах от ~ 1 года до ~ 4000 лет, но число звезд с $P > 400$ лет мало из-за трудностей в определении орбит столь широких пар, а число звезд с $P < 40$ лет ограничено малым объемом пространства, в котором они могут быть обнаружены.

Определив по спектрам абсолютные звездные величины компонентов, можно построить распределение звезд по большим полуосям орбит. Оно приведено на рис. 6б.

Почти полвека назад В. А. Амбарцумян [19] указал на большую роль, которую играют исследования распределения двойных звезд по эксцентриситетам орбит e в понимании космогонии двойных систем и в.

определении возраста Галактики. Если распределение звезд по e определяется только распределением по энергии, то

$$dN = 2ede, \quad (4)$$

а средний эксцентриситет $\bar{e} \approx 0.66$ [19]. Наблюдаемая зависимость среднего эксцентриситета \bar{e} от орбитального периода приведена на рис. 7а.

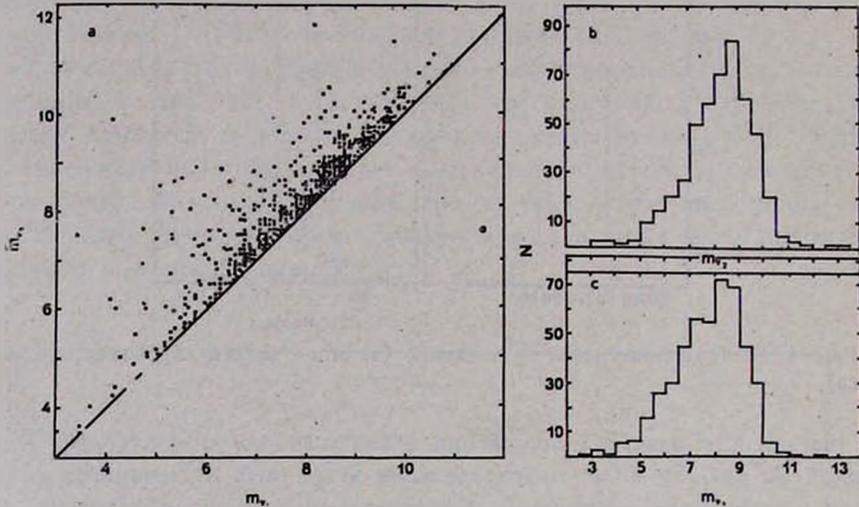


Рис. 5. а) Соотношение между звездными величинами компонентов; б, с) распределение звезд по звездным величинам компонентов.

Средние эксцентриситеты спектрально-двойных звезд с $P < 10^4$ дней приняты согласно Станюхе [24]. Привлечение визуально-двойных звезд с известными орбитами позволяет уточнить зависимость $\bar{e}-P$ для широких систем и подтверждает стремление \bar{e} к 0.5 с увеличением периода, отмеченное ранее Хейнцем [25]. Без учета наблюдательной селекции затруднительно сделать вывод о реальности последнего эффекта. Можно лишь указать на одно обстоятельство, способствующее отбору систем с малым эксцентриситетом среди долгопериодических звезд: компоненты систем с большим e значительное время проводят вблизи апоастров орбит, где их угловое смещение мало и труднообнаружимо.

Рис. 7а показывает, что средние эксцентриситеты орбит всех звезд ниже 0.66, соответствующих распределению (4). Это подтверждает вывод Амбарцумяна [19] о несоответствии распределения (4) наблюдениям. На рис. 7а выделяются малыми значениями e системы с $P \lesssim 10^4$. В работе Поповой и др. [9] было показано, что компоненты тесных систем не мо-

гут иметь большие e , не сталкиваясь в периастрах орбит, и что при $P \leq 10^d$ за время жизни звезд на главной последовательности орбиты могут стать круговыми благодаря приливной диссипации энергии. Более

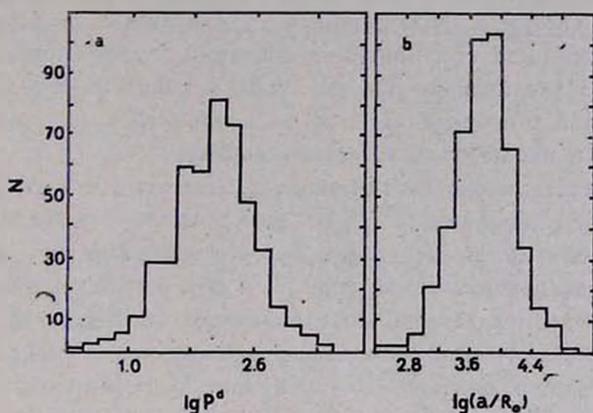


Рис. 6. а) Распределение звезд по орбитальным периодам (в годах); б) распределение звезд по большим полуосям орбит.

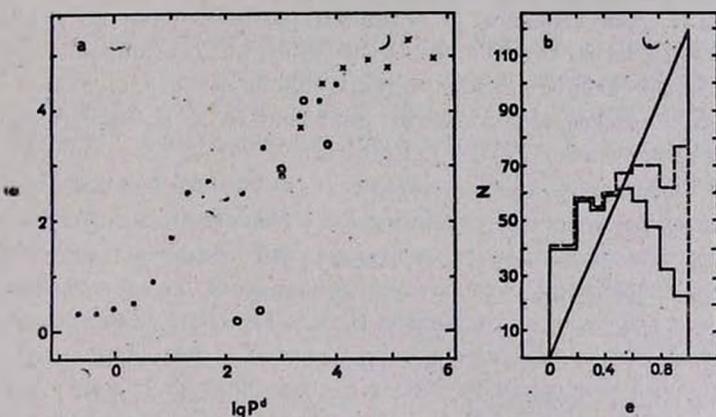


Рис. 7. а) Соотношение между орбитальными периодами и средними эксцентриситетами орбит двойных звезд. Точки — спектрально-двойные звезды [24], крестики — визуально-двойные звезды из данной работы, кружки — сверхгиганты [26]; б) Распределение визуально-двойных звезд с известными орбитами по эксцентриситетам. Сплошная линия — наблюдаемое распределение, штриховая линия — распределение, исправленное за наблюдательную селекцию согласно [28], прямая линия — теоретическое распределение (4), нормированное на общее число систем, исправленное за наблюдательную селекцию.

широкие системы сохраняют генетически обусловленные эксцентриситеты орбит. Представляет интерес возможное изменение эксцентриситета орбиты при эволюционном расширении компонентов. На рис. 7а нанесены 8—1102

усредненные по интервалу $\Delta \lg P = 0.4$ значения эксцентриситетов для 25 систем с сверхгигантами [26]. У этих систем с $P \leq 10^3$ дней e близко к 0. Так же, как в системах с компонентами V класса светимости, причиной этому могут быть два процесса: а) последовательная «отбраковка» все более широких систем с эволюционным увеличением радиусов; б) циркуляция орбит из-за приливной диссипации, эффективность которой возрастает как с увеличением R/a [9], так и с появлением у звезды глубокой конвективной оболочки [27]. Этот вопрос требует дополнительного теоретического и наблюдательного исследования.

Ввиду отсутствия систематического изменения среднего эксцентриситета с периодом у широких ($P > 10^4$ дней) визуально-двойных звезд с известными орбитами, представляет интерес рассмотрение распределения этих систем по эксцентриситетам (рис. 7b). Это распределение может быть отягощено эффектом селекции, обусловленным «потерей» части систем с большим e при случайных по времени наблюдениях. Распределение, исправленное за этот эффект согласно Харингтону и Мираняну [28], также приведено на рис. 7b.

Учет селекции сближает наблюдаемое распределение с теоретическим (4), однако следует отметить избыток систем с малым e и дефицит систем с большим e . Для выводов об истинном распределении по e необходимо дополнительное исследование эффектов селекции для широких систем.

Начальный эксцентриситет орбиты двойной звезды определяется ее энергией E и моментом количества движения L и, вообще говоря, может иметь любое значение от 0 до 1. Состояние с $e = 0$ соответствует минимуму E при заданном L . Для достижения такого состояния протозвезда должна потерять энергию, сравнимую с ее энергией связи в конечном состоянии, то есть значительную часть энергии исходной протозвезды. Возможно, что диссипации способствует образование диска при аккреции основной части вещества протозвезды. В ходе дальнейшей эволюции, как уже упоминалось, для не слишком широких систем может играть роль приливная диссипация энергии. Системы с e , близкими к 1, могут распадаться на фазе быстрой релаксации молодых скоплений. Таким образом, наблюдаемое распределение по e обусловлено как процессами формирования звезд, так и диссипативными процессами, сопровождающими эволюцию звезды.

На рис. 8 показано распределение исследованных нами звезд по наклонению орбит i . Если бы мы могли обнаружить все двойные звезды, то при случайной ориентации плоскостей орбит распределение имело бы вид $dN \sim \sin i di$. Но так как типичное значение a'' для звезд выборки 0."2—1" и при $a'' < 0."$ 1 пары не разрешаются, то в системах с i , близкими к 90° , компоненты значительную часть орбитального периода находятся на угловых расстояниях, меньших предела разрешения, что препят-

ствуует обнаружению этих систем. На рис. 8 заметен дефицит систем с i , близкими к 90° . Для характеристики данного эффекта введем коэффициент β , равный отношению доступных обнаружению звезд к их полному числу. Согласно рис. 8 $\beta \approx 0.75$.

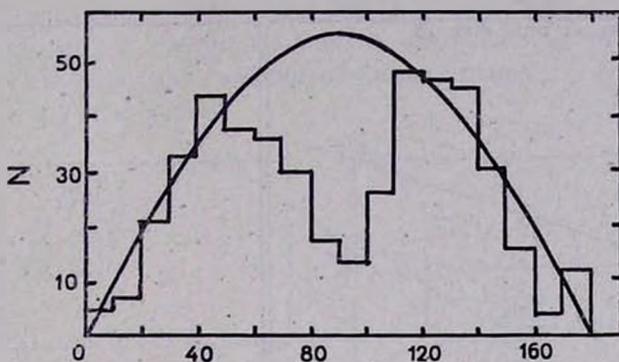


Рис. 8. Распределение звезд по углу наклона i . Сплошная линия соответствует распределению при случайной ориентации плоскостей орбит $dN \sim \sin i di$.

3. *Физические параметры визуально-двойных звезд.* На рис. 9а показано соотношение между большими полуосями и массами первичных компонентов. Эффекты селекции, ограничивающие положение звезд на этой диаграмме, рассмотрены выше при обсуждении рис. 1. Подавляющее большинство звезд сосредоточено между линией $a/R_\odot \approx 10^{4.1} (M_1/M_\odot)^{1/3}$, соответствующей орбитальному периоду 400 лет, и линией, соответствующей пределу разрешения $0.1''$ при $m_v = 8^m$. (Это значение m_v , по существу, характерно для звезд выборки, см. рис. 5с). Звезды, расположенные ниже, ярче 8^m и находятся близко к Солнцу, что и делает возможным их обнаружение.

На рис. 9b показано положение исследованных звезд в плоскости $a-q$. Селекция по разности звездных величин для систем с малыми a'' препятствует обнаружению звезд с $\Delta m_v > 1^m$, то есть с $q \leq 0.8$ [11, 12], поэтому это распределение искажено неизвестным нам образом. Если принять, что при $q \geq 0.8$ влияние этого эффекта селекции несущественно, то становится заметным уменьшение степени концентрации звезд к $q \approx 1$ для самых широких систем ($a \geq 10^4 R_\odot$ или $P \geq 100$ лет). Этот эффект был ранее отмечен Абтом и Леви [29]. Учитывая, что для непроэволюционировавших спектрально-двойных звезд, т. е. тесных систем, по-видимому, характерны q , близкие к 1 [19, 24, 30], необходимо дальнейшее исследование корреляции $a - q$.

Используя распределение звезд в плоскости $M_1 - a$ (рис. 9а), можно попытаться найти исправленное за наблюдательную селекцию распределение звезд выборки по a . Предварительно оценим полноту выборки визуально-двойных звезд V класса светимости с известными орбитами. На

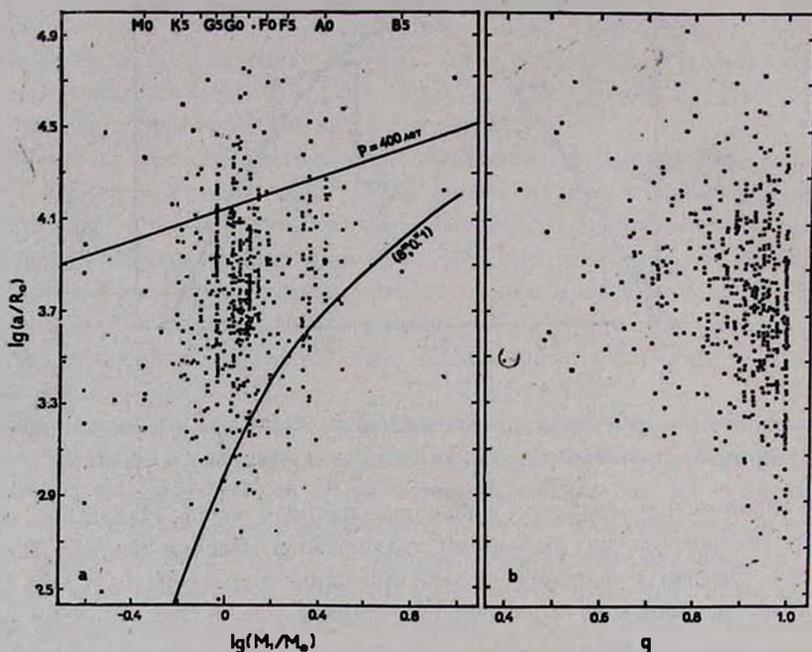


Рис. 9. а) Соотношение между массами первичных компонентов и большими полуосями орбит звезд. Значение ограничительных линий пояснено в тексте; б) Соотношение между большими полуосями орбит (а) и отношениями масс компонентов (q).

рис. 10а нанесена зависимость отношения числа звезд выборки ярче некоторой величины m_{v_1} к полному числу звезд ярче данной m_{v_1} на небе (N_T). N_T может быть оценено с помощью таблицы, приведенной в [13]. Если выборку до $m_{v_1} = 6^m - 7^m$ условно принять полной, то для всех звезд ярче 9^m полнота выборки $\gamma \approx 0.3 - 0.5$.

Учитывая, что основная часть звезд имеет $\lg \frac{M_1}{M_{\odot}} = -0.1 + 0.2$, положим $\bar{M}_1 = 1.12 M_{\odot}$. Если предельная звездная величина выборки $m_{v_1} \approx 9^m$ (см. рис. 5с), из уравнения (1) следует, что изучаемые нами звезды находятся на расстоянии до ~ 90 пс от Солнца. Рис. 3 показывает, что большинство звезд имеет $\alpha'' = 0.2 - 1''$. Теперь каждому значению a можно поставить в соответствие ограниченный двумя сферами объем, в котором звезды с данным a имеют угловое разделе-

ние в пределах $0.2-1''$. Кроме того, поскольку каждой комбинации a и a'' соответствуют разные расстояния и следовательно m_{v_1} , необходимо учесть возможную неполноту выборки по m_{v_1} . Приведя число звезд к одинаковому объему и учтя неполноту выборки γ , получаем „истинное“ распределение звезд по a (рис. 10b). С точностью до фактора порядка 2 распределение в интервале $\lg(a/R_{\odot}) = 3.0-4.0$ плоское и удовлетворяет найденной нами ранее [9] функциональной зависимости $dN \propto d \lg a$.

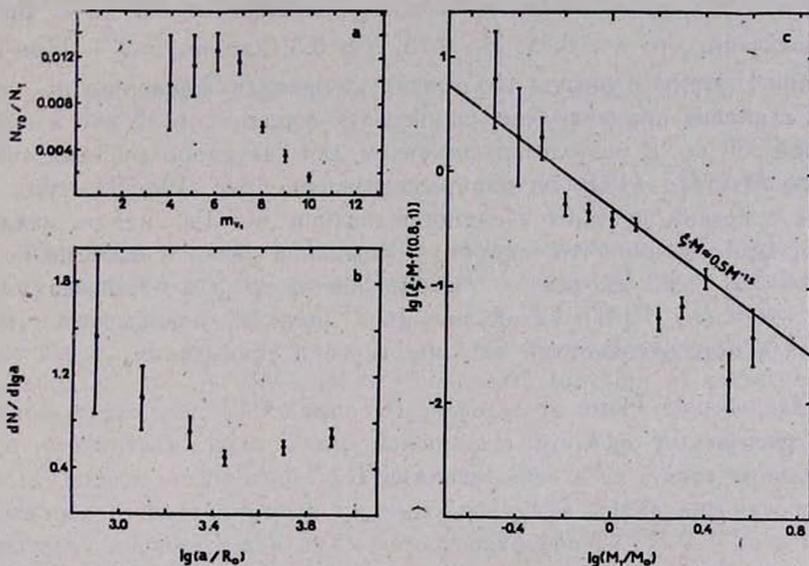


Рис. 10. а) Отношение числа исследованных визуально-двойных звезд ярче некоторой звездной величины (m_{v_1}) к полному числу звезд ярче той же звездной величины; б) Распределение визуально-двойных звезд с известными орбитами по большим полуосям орбит, исправленное за эффекты селекции; в) Начальная функция масс для первичных компонентов $M \cdot \xi(M) \cdot \gamma \cdot f(0.8, 1)$. Непрерывная линия — функция Солпитера, нормированная на скорость образования планетарных туманностей.

Попытаемся далее найти функцию звездообразования для компонентов визуально-двойных звезд с известными орбитами. Число визуально-двойных звезд данной массы M , которые могут быть найдены при исследовании на двойственность всех звезд ярче некоторой предельной звездной величины,

$$\frac{dN(M)}{dM} \approx 0.2 \Delta \lg \left(\frac{a}{R_{\odot}} \right) \frac{\xi(M) \cdot V \cdot T}{V_G} \cdot f(0.8, 1) \cdot a \cdot \beta \cdot \gamma. \quad (5)$$

Здесь $\xi(M)$ — скорость звездообразования в Галактике; V — объем пространства, в котором может быть обнаружена звезда с данной M ;

$V_G = 4.70 \cdot 10^{11}$ пс³ — объем Галактики; $T = 10^{10} (M_\odot/M_1)^3$ лет при $1.5 M_\odot \gtrsim M_1 > M_\odot$ и $T = 10^{10}$ лет при $M_1 \leq M_\odot$ — время жизни первичных компонентов [17]; $\Delta \lg \left(\frac{a}{R_\odot} \right)$ — интервал больших полуосей визуально-двойных звезд с данной M_1 из нашей выборки (см. рис. 9а); коэффициент 0.2 в распределении звезд по $\lg a$ принят согласно [9]; α, β, γ — коэффициенты, описывающие соответственно неполноту выборки по склонению, наклонению орбиты, звездной величине; $f(0.8, 1)$ — доля звезд с отношением масс компонентов от 0.8 до 1. Выше было показано, что $\alpha \approx 0.75$, $\beta \approx 0.75$, $\gamma \approx 0.3$ (для $m_v = 9^m$). При определении V следует учесть, что предельная звездная величина $m_v = 9^m$ и что Галактика представляет собой диск с радиусом 15 кпс и толщиной 330 пс. В результате получаем для визуально-двойных звезд функцию $M \cdot \xi(M) \cdot f(0.8, 1)$, изображенную на рис. 10с. На тот же рис. 10с нанесена функция звездообразования для Галактики, найденная в предположении, что скорость рождения звезд с массами большими $0.8 M_\odot$ равна скорости образования ядер планетарных туманностей $\sim 0.5 \text{ год}^{-1}$ [31]. Сравнение двух функций показывает, что в пределах неопределенностей они практически совпадают.

4. *Заключение.* Нами исследована выборка из 473 визуально-двойных звезд с решенными орбитами с компонентами V класса светимости. Кроме неполноты охвата неба наблюдениями (селекция по склонению δ), выборка ограничена рядом эффектов селекции принципиального характера: системы с $a'' < 0.1''$ не обнаруживаются из-за недостаточной разрешающей способности инструментов; количество систем с $a'' > 1''$ ограничено малостью наблюдаемого углового смещения звезд за период ~ 100 лет, в течение которого эти звезды исследуются; малая яркость позволяет обнаруживать лишь $\sim (30-50)\%$ систем с $m_v = 7^m - 9^m$; при малых a'' не удастся обнаружить спутники с $\Delta m_v \geq 1^m$. Мы попытались учесть перечисленные эффекты и «восстановить» истинные распределения визуально-двойных звезд по физическим параметрам. Найдено, что в интервале

$3 \leq \lg \frac{a}{R_\odot} \leq 4$ распределение звезд по большим полуосям орбит близко

к плоскому и продолжает в область больших a найденное ранее для спектрально-двойных звезд распределение $dN \propto d \lg a$. При таком распределении по a функция звездообразования по массе для первичных компонентов удовлетворительно совпадает с функцией Солпитера и дает частоту звездообразования, близкую к частоте, оцениваемой по скорости образования галактических планетарных туманностей. К сожалению, из-за се-

лекции по Δm не удастся оценить распределение визуально-двойных звезд по еще одному важному генетическому параметру — $q = M_2/M_1$. В исследовании этого распределения могут сыграть важную роль методы детектирования, позволяющие разделять компоненты со значительно отличающимся блеском: покрытия звезд Луной, спекл-интерферометрия (особенно в инфракрасной области спектра), использование космического телескопа.

Астрономический совет АН СССР
Сектор астрономии Болгарской АН

PHYSICAL PARAMETERS OF VISUAL BINARIES WITH COMPUTED ORBITS

Z. T. KRAICHEVA, E. I. POPOVA, A. V. TUTUKOV, L. R. YUNGELSON

The main selection effects that define the sample of visual binaries with computed orbits are analysed. The main physical parameters of 473 visual binaries are determined. The distribution of these binaries over major semiaxes of orbits after correction for selection effects corresponds to the law $dN \propto d \lg a$. The mass function of primaries is the Salpeter one.

ЛИТЕРАТУРА

1. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Астрон. ж.*, 55, 1176, 1976.
2. Z. T. Kratichewa, E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Nonstationary Evolution of Close Binaries*, PWN, Warszawa, 1978, p.25.
3. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Астрон. ж.*, 56, 520, 1979.
4. А. Э. Пискунов, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Письма АЖ*, 5, 81, 1979.
5. A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, in: "Close Binary Stars: Observations and Interpretation", eds. M. J. Plavec, D. M. Popper, R. K. Ulrich, Reidel, Dordrecht, 1980, p.15.
6. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Письма АЖ*, 7, 488, 1981.
7. E. I. Popova, A. V. Tutukov, B. M. Shustov, L. R. Yungelson, in: "Binary and Multiple Stars as Tracers of Stellar Evolution," eds. Z. Kopal, J. Rahe, Reidel, Dordrecht, 1982, p. 129.
8. Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Письма АЖ*, 8, 297, 1982.
9. E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Astrophys. Space Sci.*, 88, 55, 1982.
10. W. S. Finsen, C. E. Worley, *Rep. Obs. Johannesburg Circ.*, 7, No. 129, 1970.
11. G. P. Kuiper, *P. A. S. P.*, 47, 15, 1935.
12. G. P. Kuiper, *P. A. S. P.*, 47, 121, 1935.

13. *K. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
14. *A. Poveda, C. Allen, L. Parrao*, *Ap. J.*, 258, 589, 1982.
15. *П. Курто*, *Наблюдения визуально-двойных звезд*, Мир, М., 1981.
16. *The Space Telescope Observatory*, ed. D. N. B. Hall, NASA, 1982.
17. *B. Paczynski*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 183, 1971.
18. *M. A. Gordon, W. B. Burton*, in: "Giant Molecular Clouds in the Galaxy," eds. P. M. Solomon, M. G. Edmunds, Pergamon Press, Oxford, 1980.
19. *В. А. Амбарцумян*, *Астрон. ж.*, 14, 207, 1937.
20. *С. Чандрасекар*, *Принципы звездной динамики*, ИЛ, М., 1948.
21. *J. N. Bahcall, R. M. Sonstro*, *Ap. J.*, 246, 122, 1981.
22. *Z. T. Krattcheva, E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson*, *Bull. Inf. CDS*, 19, 71, 1980.
23. *H. M. Jeffers, W. H. van den Bos, F. M. Gresby*, *Publs. Lick Obs.*, 21, 1963.
24. *M. Staniucha*, *Acta Astronomica*, 29, 587, 1979.
25. *W. D. Heintz*, *J. R. Astr. Soc. Canada*, 63, 275, 1969.
26. *G. Burki, M. Mayor*, *Astron. Astrophys.*, 124, 256, 1983.
27. *J. P. Zahn*, *Astron. Astrophys.*, 57, 383, 1977.
28. *R. S. Harrington, M. Mitrangan*, *P. A. S. P.*, 89, 400, 1977.
29. *H. Abt, S. Levy*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 36, 241, 1976.
30. *L. B. Lucy, E. Ricco*, *A. J.*, 84, 401, 1979.
31. *I. Iben, A. V. Tutukov*, *Ap. J.* 282, 615, 1983.
32. *V. Trimble, A. J.*, 79, 967, 1974.

УДК: 524.38—355

МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ ЯРКОГО КОМПОНЕНТА
ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ υ Sgr

В. В. ЛЕУШИН, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 10 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Для яркого компонента υ Sgr посчитана сетка моделей атмосфер в области температур $10\,000^\circ < T_e < 14\,000^\circ$ и для $1.0 < \lg g < 4.0$. Химический состав для расчета моделей взят из анализа спектров с дисперсией 8 А/мм, полученных на БТА. Содержание гелия бралось равным $0.70 \div 0.95$, водорода — $0.01 \div 10^{-6}$, металлов — $0.05 \div 0.3$ по числу атомов. Из сравнения теоретического распределения энергии с наблюдаемым и сопоставления линейчатых характеристик спектра звезды с характеристиками моделей атмосфер следует, что атмосфера яркого компонента достаточно хорошо представляется моделями с $T_e = 13\,500^\circ \pm 200^\circ$, $\lg g = 1.5 \pm 0.25$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$ и с $T_e = 14\,000^\circ \pm 200^\circ$, $\lg g = 2.0 \pm 0.25$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.70$.

1. *Введение.* Двойная звезда υ Sgr относится к системам, ядерная эволюция которых привела к появлению многочисленных аномалий в химическом составе их атмосфер. Эти аномалии ярко проявляются в линейчатом и непрерывном спектре главного компонента υ Sgr. Слабые линии водорода и сильные линии гелия указывают, что вещество, наблюдаемое в настоящее время в атмосфере υ Sgr, было преобразовано ядерными реакциями превращения водорода в гелий, причем наблюдаемое соотношение между содержаниями углерода, азота и кислорода свидетельствует о том, что выгорание водорода шло через CNO-цикл.

Однако в атмосфере υ Sgr кроме аномалий H, He, C, N и O, которые естественно объясняются упомянутыми причинами, наблюдаются и другие типы аномалий, в частности, интенсивные линии серы, свидетельствующие о ее большом содержании в атмосфере. Сера не участвует в реакциях CNO-цикла, и ее аномалии должны иметь другую причину. Необходимо отметить, что подобные факты отмечаются и для других двойных звезд, например, в атмосфере β Lyr наблюдается аномалия содержания кремния, не укладывающаяся в рамки обычного объяснения аномалий химсостава результатом воздействия реакций выгорания водорода [1]. Исследование

химического состава атмосфер двойных звезд позволяет делать заключение не только о эволюционном статусе звезды, но и о химической эволюции вещества в недрах звезды, при этом необходимо иметь в виду, что действительно верные заключения об эволюции и характере ядерных реакций можно делать только на основе точных данных по химическому составу, которые можно получить лишь с помощью моделей атмосфер.

Построение же модели для атмосферы ν Sgr связано со значительными трудностями, обусловленными пекулярностью самой звезды и, прежде всего, существенными отличиями ее химического состава от нормального, что исключает использование для анализа ее атмосферы зависимостей, полученных для нормальных звезд. Поэтому здесь полностью неприменим мощный метод определения эффективной температуры звезды по ее спектральному классу, да и само понятие спектрального класса для ν Sgr теряет смысл, так как в линейчатом спектре наблюдаются характеристики звезд со спектральными классами от O до F, причем все они возникают в одном и том же объекте этой довольно сложной системы.

Непригоден здесь для определения T_e и метод, основанный на использовании зависимости температуры возбуждения, получаемой с помощью кривой роста, от эффективной температуры, который успешно работает при анализе нормальных звезд. Связано это с тем, что водородная атмосфера нормальной звезды из-за большой непрозрачности в первом приближении может считаться изотермичной, и весь линейчатый спектр образуется примерно на одной высоте, в то время как атмосфера ν Sgr из-за очень малого содержания водорода является прозрачной, и мы наблюдаем особенности, образующиеся в слоях, далеко отстоящих друг от друга.

Прямая оценка T_e для ν Sgr по болометрическому потоку затруднена неопределенностью в модуле расстояния, в величине межзвездного поглощения. ($M_v = -4^m5 \div -8^m$, $A_v = 0^m75 \div 1^m2$, [2]) и в величине радиуса яркого компонента.

Таким образом, построение модели атмосферы ν Sgr и сравнение теоретических характеристик с наблюдаемыми совершенно необходимо как для определения T_e , так и для анализа химического состава атмосферы звезды. Ниже мы приводим результаты, полученные из анализа сетки моделей, посчитанной с характеристиками в пределах значений, найденных по наблюдениям, и из сравнения теоретических расчетов с наблюдениями.

2. *Грубый анализ линейчатого спектра звезды.* Для исследования атмосферы главного компонента системы были использованы спектрограммы, полученные на ОЗСП шестиметрового телескопа САО АН СССР. Сведения о спектрограммах приведены в табл. 1.

Спектрограммы с дисперсией 8 А/мм были измерены на микрофотометре ИФО-451 и микрофотометре прямых интенсивностей САО АН

СССР. Увеличение составляло 20 раз. Результаты обработки усреднялись, и для каждой спектральной линии находились средние значения эквивалентных ширин (W_λ).

Таблица 1

СПИСОК СПЕКТРОГРАММ

| № | Дата | Время | Фаза | Спектральная область, А |
|----|----------|--------------------------------|-------|-------------------------|
| 1 | 17.05.78 | 2 ^h 46 ^m | 0.197 | 3900—5000 |
| 2 | 17.05.78 | 3 03 | 0.197 | 3900—5000 |
| 33 | 14.06.78 | 23 27 | 0.406 | 3900—5000 |
| 34 | 14.06.78 | 23 47 | 0.406 | 3900—5000 |
| 35 | 14.06.78 | 23 56 | 0.406 | 3900—5000 |

Разброс значений от спектрограммы к спектрограмме, обусловленный как переменностью, так и ошибками, редко превышает 20%, поэтому мы в дальнейшем считаем эквивалентные ширины линий постоянными в пределах фотографической точности. Значения W_λ для всех отождествленных линий со значениями сил осцилляторов и потенциалов возбуждения нижних уровней приведены в работе [3].

По спектральным линиям были построены экспериментальные кривые роста для семи ионов: Fe II, Ti II, Cr II, V II, N II, O II, S II, по которым определялись турбулентные скорости, относительные значения содержаний элементов и температуры возбуждения в атмосфере. По значениям эквивалентных ширин других ионов находились относительные содержания соответствующих элементов. Экспериментальные кривые роста сравнивались с теоретическими по расчетам Врубеля [4]. Кривые роста для Fe II, Ti II, Cr II дали $T_{\text{exc}} = 8400 \text{ K}$ ($\theta_{\text{exc}} = 0.60$). Значения температур для N II, O II и S II получились равными следующим величинам: N II — $T_{\text{exc}} = 12000 \text{ K}$ ($\theta_{\text{exc}} = 0.45$), O II — $T_{\text{exc}} = 12600 \text{ K}$ ($\theta_{\text{exc}} = 0.40$) и S II — $T_{\text{exc}} = 10000 \text{ K}$ ($\theta_{\text{exc}} = 0.50$). Разная величина полученных значений температуры объясняется разной глубиной образования линий соответствующих ионов.

В табл. 2 даны значения полных скоростей хаотического движения частиц и микротурбулентных скоростей, полученных по кривым роста различных ионов. Среднее значение v , равно 7.1 км/с. Калибровка относительного содержания элементов проводилась по результатам анализа содержания элементов в звезде TX Leo [5]. В табл. 3 приведены значения содержаний Fe II, Ti II, Cr II, V II в ν Sgr по сравнению с содержанием в TX Leo с учетом различий в скоростях хаотического движения частиц, но без учета различий в коэффициентах непрерывного поглощения, с точно-

стью до которого определяется содержание элемента по кривой роста Врубеля.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ПОЛНОЙ ХАОТИЧЕСКОЙ (v) И ТУРБУЛЕНТНОЙ (v_t) СКОРОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ ν Sgr

| Ион | v | v_t | Ион | v | v_t | Ион | v | v_t | Ион | v | v_t |
|-------|-----|-------|-------|-----|-------|-------|-----|-------|---------|-----|-------|
| Fe II | 7.8 | 7.6 | Ti II | 9.6 | 9.5 | Cr II | 6.6 | 6.4 | V II | 5.4 | 5.1 |
| N II | 7.5 | 6.5 | O II | 7.6 | 6.6 | S II | 8.4 | 8.1 | Среднее | 7.6 | 7.1 |

В силу специфики химического содержания ν Sgr проявляющейся, в частности, в аномально низком содержании водорода по сравнению с нормальными звездами, значение коэффициента непрерывного поглощения для атмосферы ν Sgr существенно отличается от его значения для нормальных звезд. Для оценки k_λ можно сделать предположение о том, что количество атомов железа (то же и для ионов железа), в единице массы вещества ν Sgr и TX Leo примерно одинаково. И поскольку $\lg \frac{N_r \nu \text{ Sgr}}{N_r \text{ TX Leo}} + \lg \frac{k_\lambda \text{ TX Leo}}{k_\lambda \nu \text{ Sgr}} = 0.73$, то, полагая $\lg \frac{N_r (\text{Fe II}) \nu \text{ Sgr}}{N_r (\text{Fe II}) \text{ TX Leo}} = 0$, получим, что $\lg \frac{k_\lambda \text{ TX Leo}}{k_\lambda \nu \text{ Sgr}} = 0.73$.

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЖЕЛЕЗНОГО ПИКА

| Ион | $\lg(N_r/U_T) + \text{const}$ | | $\lg \frac{N_r \nu \text{ Sgr}}{N_r \text{ TX Leo}} + \lg \frac{k_\lambda \text{ TX Leo}}{k_\lambda \nu \text{ Sgr}}$ |
|-------|-------------------------------|--------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| | ν Sgr | TX Leo | |
| Fe II | 2.74 | 2.67 | 0.73 |
| Ti II | -0.84 | -0.21 | -0.01 |
| Cr II | 1.64 | 1.77 | 0.39 |
| V II | -1.24 | -0.74 | 0.08 |

Методом дифференциального анализа атмосферы ν Sgr по отношению к TX Leo, беря найденное значение k_λ , мы получили содержания элементов, приведенные в табл. 4, которые и были использованы при расчетах моделей атмосфер. Здесь же для сравнения приведен химический состав Прюциона [6].

3. Расчет моделей. Модели атмосфер с дефицитом водорода, посчитанные ранее [7, 8] дали неудовлетворительное согласие со спектром ν Sgr, что связано с неполным учетом источников непрозрачности в этих моде-

лях. Мы рассчитали ряд гелиевых моделей по программе SAM1 [9, 10], в интервале эффективных температур от $10\,000^\circ$ до $14\,000^\circ$ и с $\lg g$ от 1.0 до 4.0. Выбор интервала T_e основан на многочисленных наблюдениях, показывающих, что спектр υ Sgr имеет характеристики нормальных звезд спектральных классов от O до F [11]. Относительные содержания водорода и гелия определялись тем, что линии водорода в спектре υ Sgr очень слабые, а линии гелия — сильные. Это свидетельствует о том, что водорода в атмосфере υ Sgr мало. Кроме того, относительно невысокое содержание углерода и кислорода при явном преобладании азота говорит о том, что горение водорода шло через CNO-цикл, а продукты стадии выгорания гелия через тройной σ -процесс не сильно изменили химический состав вещества атмосферы. Исходя из этого в моделях относительное содержание водорода бралось равным $0.01 \div 10^{-6}$ и гелия — $0.70 \div 0.95$ по числу атомов. Для всех остальных элементов использовались содержания, определенные в работе [3].

Таблица 4

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ υ Sgr И ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ

| Элемент | $\lg N$ | | | Элемент | $\lg N$ | | |
|---------|----------------|--------|--------------|---------|----------------|--------|--------------|
| | υ Sgr | TX Leo | α CMi | | υ Sgr | TX Leo | α CMi |
| C | 8.5 | | 8.7 | Ti | 4.3 | 4.9 | 4.5 |
| N | 10.0 | | 8.8 | V | 3.6 | 4.9 | 3.7 |
| O | 8.9 | | 9.6 | Cr | 5.7 | 6.0 | 5.5 |
| Mg | 8.0 | 8.8 | 7.4 | Fe | 7.6 | 7.6 | 7.3 |
| Si | 9.1 | 8.8 | 7.7 | Ni | 6.0 | 5.1 | 5.4 |
| S | 8.8 | | 7.3 | Sr | 2.2 | 3.6 | 2.8 |
| Ca | 5.7 | 5.1 | 6.1 | Y | 2.2 | 2.4 | 2.8 |
| Sc | 3.0 | 3.1 | 3.4 | Ba | 0.5 | 1.3 | 2.6 |

При построении моделей особое внимание обращалось на возможно более полный учет источников непрозрачности. Учитывались следующие источники поглощения в непрерывном спектре: H^- , HI, HII, H_2^+ , He^- , He I, He II, Mg I, II, Si I, II, C I—IV, Al I, Ca II, NI—V, OI—VI, Ne I—VI, а также рассеяние на свободных электронах и атомах H и He. Включалось также и поглощение в линиях HI для всех уровней с $n \leq 5$. Поглощение в линиях других элементов во внимание не принималось. Все модели вычислялись с конвекцией, при этом длина пути перемешивания равнялась высоте атмосферы. Большинство моделей получено с учетом отклонений от ЛТР при расчете поглощения в линиях водорода (NLTR). Сведения о моделях приведены в табл. 5.

СПИСОК РАССЧИТАННЫХ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕРЫ

| T_e | $\lg g$ | $N(\text{H})/\Sigma N$ | $N(\text{He})/\Sigma N$ | $N(\text{Ne})/\Sigma N$ | Число итераций | $\Delta F, \%$ |
|--------------------|---------|------------------------|-------------------------|-------------------------|----------------|----------------|
| 10000 ^c | 4.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | LTE 5 | 5.0 |
| 11000 | 4.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 5 | - 3.0 |
| 11000 | 3.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | LTE 5 | -14.1 |
| 12000 | 4.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 5 | -11.0 |
| 12000 | 2.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 6 | 0.9 |
| 13000 | 3.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 6 | 0.8 |
| 13000 | 2.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 7 | - 3.0 |
| 13000 | 1.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 1 | -12.1 |
| 13500 | 1.5 | 0.01 | 0.94 | 0.05 | NLTE 5 | - 1.2 |
| 13500 | 1.5 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 5 | - 0.2 |
| 14000 | 4.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | LTE 4 | 0.4 |
| 14000 | 2.0 | 10^{-6} | 0.70 | 0.30 | NLTE 5 | 5.2 |
| 14000 | 2.0 | 10^{-6} | 0.95 | 0.05 | NLTE 6 | 0.5 |

В 7-ом столбце табл. 5 указано количество итераций, в 8-ом ошибка потока на глубине $\tau_{R_{0.5}} = 1.0$ на последней итерации. В SAM1 для получения стартовой, «серой», модели используется таблица Росселандова коэффициента поглощения, $k_{R_{0.5}} = f(T, P_e)$, вычисленная для стандартного химического состава и встроенная в программу. Поэтому для моделей с большим дефицитом водорода стартовое распределение температуры очень сильно отличается от распределения температуры, вычисляемого для заданного химического состава, и ошибки потока после первой итерации составляют 1500% на всех глубинах. Как правило, на второй итерации такие модели расходятся и работа программы прекращается. Поэтому для расчета гелиевых моделей предварительно была посчитана таблица $k_{R_{0.5}}$ для химического состава из работы [3] с относительным содержанием водорода — 0.004 и гелия — 0.95 по программе ОРТАВ [10]. Затем в процессе вычисления моделей при каждом обращении к программе SAM1 использовались полученные коэффициенты $k_{R_{0.5}}$. Это позволило получить модели с хорошей сходимостью, в которых ошибки потока составляли 20% на первой итерации и около 3% на пятой итерации.

4. Сравнение с наблюдаемым непрерывным спектром. Распределение энергии в непрерывном спектре νSgr изучено достаточно подробно. Наиболее полный обзор результатов абсолютной фотометрии дан в работе [2], в которой приведены результаты измерений в спектральной области от

3200 А до 7350 А. Эти данные дополнены спутниковыми измерениями в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра.

Основные особенности наблюдаемого распределения энергии заключаются в следующем:

1. В оптической области спектра самой заметной деталью является падение интенсивности, которое составляет 17%, на длине волны 3500 А, вызванное непрерывным поглощением нейтрального гелия.

2. Избыточное по сравнению с нормальными звездами излучение в ультрафиолете, которое превышает излучение в оптике и остается примерно постоянным до $\lambda = 1000$ А.

3. Значительный избыток в инфракрасной области спектра.

4. Непрерывный спектр в ультрафиолете в значительной степени изрезан. В работах [12—14] это объясняется присутствием мощных линий поглощения С IV, О IV, Si IV, N V.

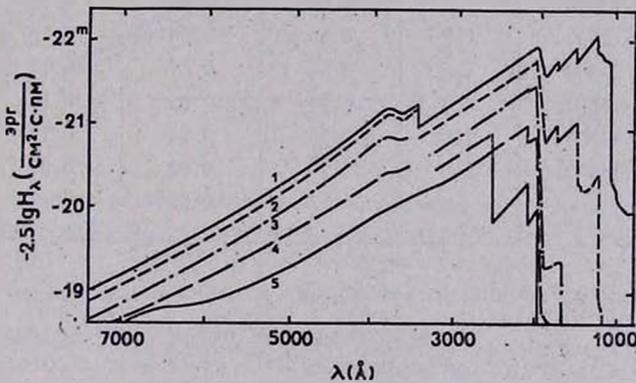


Рис. 1. Распределение энергии с длиной волны для моделей: 1 — $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$; 2 — $T_e = 13\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$; 3 — $T_e = 12\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$; 4 — $T_e = 11\,000^\circ$, $\lg g = 3.0$; 5 — $T_e = 10\,000^\circ$, $\lg g = 4.0$. Химический состав моделей: $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.9$

Теоретические распределения энергии для моделей с различными T_e и $\lg g$ приведены на рис. 1. Главной особенностью всех теоретических моделей является крайне малое содержание водорода, в результате чего основными поглотителями являются He^- , He I и более тяжелые элементы, особенно Si I, Si II и С I. Существенный вклад в полную непрозрачность дает также рассеяние на свободных электронах. Во всех моделях горячее $11\,000^\circ\text{K}$ в оптической области спектра присутствуют два скачка интенсивности, вызванные непрерывным поглощением нейтрального гелия. Скачок при $\lambda = 3416$ А обусловлен поглощением с триплетного уровня

$1s2p^3S$, а при $\lambda = 3680 \text{ \AA}$ — поглощением с синглетного уровня $1s2p^1S$. В табл. 6 приведены величины скачков He I для полученных моделей и наблюдаемые в спектре ν Sgr [2]. Видно, что оба скачка увеличиваются с ростом T_e и с уменьшением $\lg g$. По величине этих скачков гелия с наблюдаемым распределением энергии лучше всего согласуются модели с T_e от 13 000 К до 14 000 К.

Таблица 6

ВЕЛИЧИНЫ СКАЧКОВ ИНТЕНСИВНОСТИ
У ПРЕДЕЛОВ СЕРИЙ ГЕЛИЯ

| T_e , К | $\lg g$ | $N(\text{He})/\Sigma N$ | D | |
|-----------|---------|-------------------------|------------------|------------------|
| | | | $\lambda = 3680$ | $\lambda = 3416$ |
| 12000 | 4.0 | 0.95 | 0.0 | 0.0 |
| 12000 | 2.0 | 0.95 | 0.02 | 0.08 |
| 13000 | 3.0 | 0.95 | 0.02 | 0.10 |
| 13000 | 2.0 | 0.95 | 0.04 | 0.12 |
| 13000 | 1.0 | 0.95 | 0.04 | 0.13 |
| 13500 | 1.5 | 0.95 | 0.04 | 0.13 |
| 13500 | 1.5 | 0.94 | 0.07 | 0.12 |
| 14000 | 4.0 | 0.95 | 0.03 | 0.16 |
| 14000 | 2.0 | 0.95 | 0.04 | 0.14 |
| 14000 | 2.0 | 0.70 | 0.02 | 0.09 |
| ν Sgr | | | 0.05 | 0.17 |

Для анализа соотношения водорода и гелия была просчитана модель с $T_e = 13500^\circ$, $\lg g = 1.5$, в которой при неизменном содержании тяжелых элементов, в сумме составляющих 0.05 от общего количества атомов, содержание водорода было увеличено до 0.01, а относительное содержание гелия уменьшено до 0.94. Бальмеровский скачок водорода при $\lambda = 3646 \text{ \AA}$ из-за его размытости блендирующимися линиями поглощения H I перекрывается со скачком гелия при $\lambda = 3680 \text{ \AA}$, поэтому при переходе от меньших к большим содержаниям водорода падение интенсивности в области $\lambda\lambda$ 3646 — 3680 \AA увеличивается. В наблюдаемом распределении энергии скачок в области $\lambda\lambda$ 3646 — 3680 \AA составляет 0.05, а при λ 3416 \AA — 0.17. Сравнение соотношения скачков в теоретических моделях с наблюдениями (см. табл. 6) говорит в пользу модели с меньшим содержанием водорода и, таким образом, кажется, что содержание водорода 10^{-6} ближе к истине, чем 0.01. Однако для более точного определения содержания водорода в спектре ν Sgr необходимы расчеты контуров бальмеровских линий поглощения и сравнение их с наблюдениями. Но возможное уточнение содержания водорода не должно существенно изменить мо-

дель атмосферы, так как сделанное здесь изменение на четыре порядка относительного содержания водорода незначительно изменило модель.

Для изучения соотношения гелия и тяжелых элементов была посчитана модель с $T_e = 14\,000$ К и $\lg g = 2.0$, в которой наряду с малым содержанием водорода ($N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$), содержание гелия было уменьшено до 0.70, а содержание металлов увеличено до 0.30. Это привело к усилению поглощения металлами в ультрафиолетовой части спектра, в результате чего поток в области $\lambda < 2000$ А резко уменьшился, а поток в области $\lambda > 2000$ А — увеличился. На рис. 2 и 3 приведено сравнение

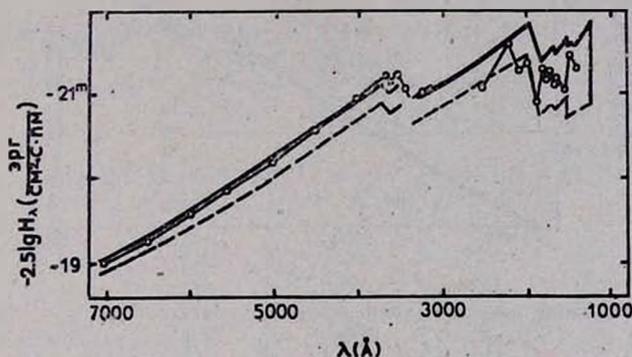


Рис. 2. Сравнение распределения энергии, наблюдаемого в спектре ν Sgr (—o—), [2] с непрерывным спектром, рассчитанным для моделей с $T_e = 13\,500^\circ$, $\lg g = 1.5$ (сплошная линия) и с $T_e = 13\,000^\circ$, $\lg g = 1.0$ (штриховая линия).

распределения энергии в спектре ν Sgr и моделей с T_e от $13\,000^\circ$ до $14\,000^\circ$. Анализируя эти распределения энергии можно сказать следующее:

1. Модели с $T_e = 13\,500^\circ$ и $14\,000^\circ$ хорошо описывают наблюдения в оптической области спектра. Наклон континуума в модели с $T_e = 13\,000^\circ$, $\lg g = 1.0$ хуже согласуется с наблюдениями, что свидетельствует о том, что эта температура является заниженной.

2. Соотношение скачков гелия во всех моделях примерно согласуется с наблюдениями.

3. Характер непрерывного спектра в области $1000 < \lambda < 2000$ А для всех моделей хорошо совпадает с наблюдениями. Депрессия в области $2000 \text{ А} < \lambda < 2100 \text{ А}$ может быть объяснена, с одной стороны, в соответствии с работой [2], межзвездным поглощением, с другой стороны, неучтенным в моделях влиянием линий поглощения металлов. Одновременно можно предположить, что часть изрезанности спектра объясняется не

только линиями поглощения, но и скачками у пределов серий Si I, Si II и C I. Скачки C I— λ 1440 А, Si I— λ 1520 А, Si I— λ 1680 А, и Si II— λ 1980 А хорошо совпадают с наблюдаемыми депрессиями в спектре υ Sgr. В моделях с $T_e = 13\,500^\circ$, $\lg g = 1.5$ и $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$. $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$ уровень континуума в этой области выше, чем наблюдается, что может быть связано с неучтенным поглощением в линиях, которое приводит к перераспределению энергии из ультрафиолетовой в инфракрасную область спектра.

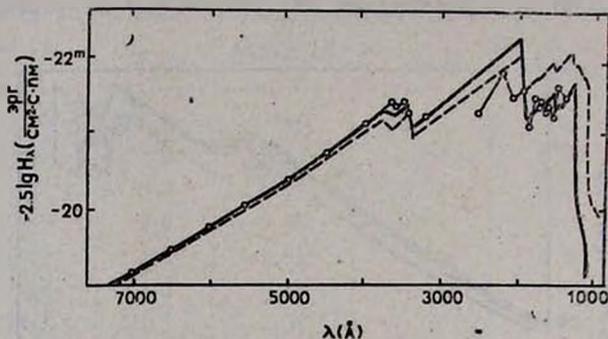


Рис. 3. Сравнение распределения энергии, наблюдаемого в спектре υ Sgr (—o—) и рассчитанного для моделей с $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$ и с разным содержанием гелия и тяжелых элементов: $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.05$ (штриховая линия), $N(\text{He})/\Sigma N = 0.70$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.30$ (сплошная линия).

4. В модели с $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$ и увеличенным содержанием металлов поток энергии в области $2000 \text{ \AA} < \lambda < 3000 \text{ \AA}$ значительно превышает наблюдаемый. Но по результатам работ [12, 14] в этой области спектра присутствует большое количество линий металлов (особенно Fe II, Fe III, Cr II, Cr III), поглощение в которых должно понижать здесь континуум и приводить к перераспределению энергии в инфракрасную область спектра.

Таким образом, по результатам анализа непрерывного спектра можно сделать вывод, что с наблюдениями одинаково хорошо можно согласовать три модели: $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$, $T_e = 13\,500^\circ$, $\lg g = 1.5$ и $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$ с увеличенным содержанием металлов. Для дальнейшего уточнения параметров модели необходимо использовать характеристики линейчатого спектра.

5. Выбор моделей по характеристикам линейчатого спектра. В спектре поглощения υ Sgr наряду с большим количеством линий металлов, характерных для звезд поздних спектральных классов, присутствуют сильные линии He I, N II, O II, имеющие примерно ту же интенсивность, что и в нормальных звездах класса В. Лучевые скорости, определенные по линиям

с высокими и низкими потенциалами возбуждения, близки, что говорит о том, что все наблюдаемые линии образуются в атмосфере одной звезды.

Линии водорода аномально слабы, и именно вытекающее из этого факта крайне низкое содержание водорода является основной причиной других наблюдаемых спектральных аномалий. Из-за отсутствия водорода, который является основным источником непрозрачности в нормальных звездах, поглощение в непрерывном спектре ν Sgr оказывается очень малым, что коренным образом отражается на структуре атмосферы звезды.

В табл. 7 приведены данные для четырех моделей: две модели с $T_e = 13\,500\text{ K}$, $\lg g = 1.5$ и $T_e = 14\,000\text{ K}$, $\lg g = 4.0$ посчитаны с хими-

Таблица 7

МОДЕЛИ АТМОСФЕР С РАЗЛИЧНЫМ ХИМИЧЕСКИМ СОСТАВОМ

| $\tau_{\text{Rос}}$ | $T, \text{ }^\circ\text{K}$ | $\lg P_e$ | $N_{\text{ат}}, \text{ см}^{-3}$ | $\alpha_{\text{Rос}}, \text{ см}^2/\text{г}$ |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------|-----------|----------------------------------|----------------------------------------------|
| Модель: $T_e = 13\,500^\circ$, $\lg g = 1.5$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.05$ | | | | |
| $3.4 \cdot 10^{-5}$ | 10500 | -2.32 | $5.4 \cdot 10^9$ | $6.6 \cdot 10^{-2}$ |
| $1.1 \cdot 10^{-3}$ | 10400 | -0.72 | $1.5 \cdot 10^{12}$ | $8.7 \cdot 10^{-3}$ |
| $1.5 \cdot 10^{-2}$ | 11000 | 0.44 | $4.5 \cdot 10^{13}$ | $7.8 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.1 | 11900 | 1.20 | $1.8 \cdot 10^{14}$ | $2.1 \cdot 10^{-3}$ |
| 0.3 | 12600 | 1.59 | $2.6 \cdot 10^{14}$ | $4.7 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.7 | 13500 | 1.96 | $2.8 \cdot 10^{14}$ | 0.12 |
| 1.3 | 14900 | 2.31 | $2.2 \cdot 10^{14}$ | 0.33 |
| 3.2 | 17800 | 2.51 | $1.5 \cdot 10^{14}$ | 0.41 |
| 12.2 | 24000 | 2.79 | $1.9 \cdot 10^{14}$ | 0.24 |
| 350 | 48600 | 3.80 | $5.0 \cdot 10^{14}$ | 1.77 |

| | | | | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|------|---------------------|---------------------|
| Модель: $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 4.0$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.05$ | | | | |
| $3.6 \cdot 10^{-5}$ | 11000 | 0.14 | $1.6 \cdot 10^{13}$ | $7.8 \cdot 10^{-3}$ |
| $1.1 \cdot 10^{-3}$ | 11000 | 1.29 | $2.2 \cdot 10^{15}$ | $3.5 \cdot 10^{-3}$ |
| $1.2 \cdot 10^{-2}$ | 11400 | 1.97 | $1.2 \cdot 10^{16}$ | $9.9 \cdot 10^{-3}$ |
| 0.1 | 12400 | 2.63 | $3.3 \cdot 10^{16}$ | $4.4 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.3 | 13400 | 3.07 | $4.3 \cdot 10^{16}$ | 0.16 |
| 0.9 | 15000 | 3.63 | $4.5 \cdot 10^{16}$ | 0.77 |
| 1.4 | 16200 | 3.95 | $4.1 \cdot 10^{16}$ | 1.81 |
| 3.2 | 18500 | 4.40 | $3.2 \cdot 10^{16}$ | 5.98 |
| 7.5 | 20300 | 4.61 | $2.6 \cdot 10^{16}$ | 9.94 |

Таблица 7 (окончание)

Модель: $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 4.0$, стандартный химсостав

| | | | | |
|---------------------|-------|-------|---------------------|-------|
| $3.2 \cdot 10^{-5}$ | 10300 | -0.32 | $3.8 \cdot 10^{11}$ | 0.32 |
| $1.2 \cdot 10^{-3}$ | 10350 | 0.99 | $7.7 \cdot 10^{12}$ | 0.88 |
| $1.3 \cdot 10^{-2}$ | 10600 | 1.64 | $3.5 \cdot 10^{13}$ | 2.40 |
| 0.1 | 11500 | 2.24 | $1.2 \cdot 10^{14}$ | 5.15 |
| 0.4 | 12800 | 2.57 | $2.4 \cdot 10^{14}$ | 5.82 |
| 0.8 | 14200 | 2.84 | $3.9 \cdot 10^{14}$ | 5.72 |
| 1.1 | 15100 | 3.00 | $5.1 \cdot 10^{14}$ | 5.54 |
| 2.4 | 17400 | 3.32 | $9.1 \cdot 10^{14}$ | 5.22 |
| 10.6 | 24100 | 4.00 | $3.0 \cdot 10^{15}$ | 5.10 |
| 170 | 47000 | 5.00 | $1.4 \cdot 10^{16}$ | 15.04 |

Модель: $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$,
 $N(\text{He})/\Sigma N = 0.70$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.30$

| | | | | |
|---------------------|-------|-------|---------------------|---------------------|
| $8.4 \cdot 10^{-5}$ | 10300 | -1.08 | $3.9 \cdot 10^{11}$ | $8.4 \cdot 10^{-3}$ |
| $1.3 \cdot 10^{-3}$ | 10800 | 0.17 | $1.0 \cdot 10^{13}$ | $9.0 \cdot 10^{-3}$ |
| $1.2 \cdot 10^{-2}$ | 11400 | 0.90 | $5.3 \cdot 10^{13}$ | $1.8 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.1 | 12700 | 1.72 | $2.3 \cdot 10^{14}$ | $6.5 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.4 | 13600 | 2.04 | $3.2 \cdot 10^{14}$ | 0.13 |
| 0.8 | 14500 | 2.29 | $3.5 \cdot 10^{14}$ | 0.22 |
| 1.0 | 15100 | 2.43 | $3.4 \cdot 10^{14}$ | 0.30 |
| 3.0 | 18600 | 2.76 | $3.0 \cdot 10^{14}$ | 0.32 |
| 11.4 | 24600 | 3.26 | $6.7 \cdot 10^{14}$ | 0.22 |
| 42.2 | 33300 | 3.82 | $1.6 \cdot 10^{15}$ | 0.56 |

ческим составом, полученным для атмосферы ν Sgr, модель с $T_e = 14\,000$ K, $\lg g = 4.0$, имеет нормальный химический состав, модель с $T_e = 14\,000$ K, $\lg g = 2.0$, посчитана с увеличенным содержанием металлов до 0.30 по числу атомов. Из таблицы видно, что отсутствие водорода привело к тому, что в гелиевых моделях коэффициент поглощения в непрерывном спектре существенно меньше, чем в нормальных. Причем, это уменьшение меняется от одного порядка для $\tau_{\text{Rov}} \sim 1$, что подтверждает наши наблюдения по линейчатому спектру, до двух порядков в верхних слоях.

С другой стороны, из-за увеличенного содержания тяжелых элементов гелиевые модели значительно плотнее нормальных, что приводит к увеличению концентрации атомов на два порядка.

Эти две особенности могут приводить к следующим результатам:

1. Малым оптическим глубинам соответствуют большие геометрические расстояния, на которых набирается большое количество атомов и ионов тяжелых элементов. Поэтому линии поглощения металлов в гелиевых атмосферах могут формироваться на оптических глубинах в непрерывном спектре значительно меньших, чем в нормальных, начиная с $\tau \sim 10^{-5}$, поскольку, из-за большой концентрации атомов и из-за повышенного содержания тяжелых элементов, малое относительное количество иона в рассматриваемой стадии ионизации может дать сильное поглощение в линии. Таким образом, в самых верхних, сравнительно холодных слоях атмосферы может формироваться линейчатый спектр, характерный для нормальных звезд спектральных классов А—F. Чтобы выбрать модель, которая наилучшим образом соответствует наблюдаемому линейчатому спектру, мы посчитали коэффициенты поглощения в центрах линий Fe II 4583 А, Si II 4130 А, Si III 4552 А для гелиевой и нормальной модели с $T_e = 14\,000$ К, $\lg g = 4.0$. Эти три линии достаточно сильны в спектре «Sgr». Вычисления проводились по формуле $k_\lambda = \frac{\sqrt{\pi} \lambda^2 e^2 f}{m_e c^2 \Delta \lambda_0} N_{r, i}$. Результаты приведены в табл. 8. Видно, что коэффициент поглощения в линиях в гелиевой модели примерно на два порядка больше, чем в нор-

Таблица 8

ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЛИНИЯХ
НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ

| Модель | $\tau_{\text{Рос}}$ | $k_{4583} \text{ см}^{-1}$ | $k_{4130} \text{ см}^{-1}$ | $k_{4552} \text{ см}^{-1}$ |
|---------------------------------|---------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| $T_e = 14\,000^\circ$ | $3.2 \cdot 10^{-5}$ | $2.5 \cdot 10^{-7}$ | $1.5 \cdot 10^{-6}$ | $3.2 \cdot 10^{-5}$ |
| $\lg g = 4.0$ | 0.1 | $3.8 \cdot 10^{-2}$ | 0.15 | 0.31 |
| Стандартный хим- состав | 0.8 | $2.5 \cdot 10^{-2}$ | 0.55 | 0.74 |
| $T_e = 14\,000^\circ$ | $3.6 \cdot 10^{-5}$ | $1.4 \cdot 10^{-8}$ | $2.2 \cdot 10^{-8}$ | $4.0 \cdot 10^{-7}$ |
| $\lg g = 4.0$ | 0.1 | $1.6 \cdot 10^{-4}$ | $3.4 \cdot 10^{-4}$ | $1.5 \cdot 10^{-4}$ |
| $N(\text{He}), \Sigma N = 0.95$ | 0.9 | $1.5 \cdot 10^{-4}$ | $1.6 \cdot 10^{-3}$ | $5.8 \cdot 10^{-3}$ |

мальной, для тех же оптических глубин в непрерывном спектре, и оптическая глубина в линии, достаточная для создания наблюдаемой интенсивности поглощения, в гелиевой модели с $T_e = 14\,000$ К набирается в слоях с $T \sim 11\,000$ К. В то же время для модели с $T_e = 13\,500$ К температура соответствующих слоев, равная $10\,500$ К, существенно ближе к определенной ранее из наблюдений ($T \sim 9\,000$ К). Увеличение содержания металлов в модели с $T_e = 14\,000$ К привело к изменению распределения параметров модели, а именно, к охлаждению верхних слоев атмосферы и к пере-

греву нижних слоев. В результате на глубине формирования линейчатого спектра типа А—F температура в этой модели составляет 10 300 К, что еще лучше совпадает с результатами, полученными из кривой роста.

2. Вследствие большой прозрачности гелиевой модели линии поглощения, характерные для звезд класса В, образуются на больших оптических глубинах, в слоях атмосферы со сравнительно высокой температурой ($T \sim 12\,000\text{ К}$).

Следовательно, по характеристикам непрерывного и линейчатого спектров υ Sgr хорошо согласуется с двумя моделями: $T_e = 13\,500^\circ$, $\lg g = 1.5$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.05$ и $T_e = 14\,000^\circ$, $\lg g = 2.0$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.70$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.30$.

6. *Заключение.* 1. Наблюдаемое распределение энергии в спектре υ Sgr хорошо описывается одной моделью, следовательно, энергия, образующая в газовой оболочке, газовых потоках и в атмосфере слабого спутника двойной системы υ Sgr сравнительно мала и не дает существенного вклада в непрерывное излучение. Выводы, сделанные в работах [12—14] о том, что мы наблюдаем комбинацию излучения от главного компонента, спутника и газовой оболочки, основаны на сравнении с некорректными моделями, в которых не были учтены важнейшие источники непрозрачности.

2. Аномалии линейчатого спектра υ Sgr просто объясняются с помощью одной модели с малым содержанием водорода.

3. Характер наблюдаемого спектра в ультрафиолетовой области обусловлен непрерывным поглощением тяжелыми элементами, сильная изрезанность спектра в области $1000\text{ \AA} < \lambda < 2000\text{ \AA}$ вызвана, с одной стороны, скачками коэффициентов поглощения Si I, Si II и C I, а с другой — резонансными линиями поглощения металлов. Поэтому нет необходимости для объяснения ультрафиолетового спектра привлекать линии поглощения Si IV, C IV, N V, образующиеся во вторичном компоненте или в газовой оболочке, как это было сделано в работах [13, 14].

4. Полученное соотношение водорода и гелия свидетельствует о том, что в ядре главного компонента υ Sgr прошел процесс выгорания водорода, который, вследствие перетекания вещества на спутник, изменил и химический состав наблюдаемых верхних слоев атмосферы.

5. Остается неопределенным соотношение между гелием и металлами. Если реально соотношение $N(\text{He})/\Sigma N = 0.70$, $N(\text{Me})/\Sigma N = 0.30$, то это означает, что в звезде прошли процессы горения гелия, которые тоже отразились на веществе верхних слоев атмосферы. По оценкам, проведенным в работе [14], главный компонент в ходе эволюции потерял 70% веще-

ства, и если это произошло после выгорания гелия или на более поздних стадиях эволюции, то становятся понятными аномальные содержания тяжелых элементов.

Ростовский государственный
университет
Ростовский пединститут

THE MODEL ATMOSPHERE FOR THE BRIGHT COMPONENT OF THE BINARY SYSTEM ν Sgr

V. V. LEUSHIN, G. P. TOPILSKAYA

A set model atmospheres for the bright component of system ν Sgr has been computed with $10\,000' \leq T_e \leq 14\,000''$ and $1.0 \leq \log g \leq 4.0$. The chemical composition for models were obtained from analysis spectra with 8 A/mm of 6-meter telescope. The helium abundance were taken in ranges $0.70 \div 0.95$, hydrogen — $0.01 \div 10^{-6}$ and heavy elements — $0.05 \div 0.30$ by number of atoms. The theoretical continuum and the character of models have been compared with the observed spectrum. The atmosphere ν Sgr is in agreement with models: $T_e = 13\,500'' \pm 200''$, $\log g = 1.5 \pm 0.25$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$ and $T_e = 14\,000'' \pm 200''$, $\log g = 2.0 \pm 0.25$, $N(\text{H})/\Sigma N = 10^{-6}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.70$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Лушин, Л. И. Снежко, Письма АЖ, 6, 171, 1980.
2. В. И. Бурнашев, Изв. Крымской обл., 53, 104, 1981.
3. В. В. Кравцов, В. В. Лушин, Спектрофотометрический анализ атмосферы яркого компонента двойной системы ν Sgr, Деп. № 99—82, 1981.
4. M. Wrabel, Ap. J., 109, 66, 1949.
5. М. А. Евтихисва, В. В. Лушин, Химический состав атмосферы яркого компонента TX Leo, Деп. № 2083—81, 1981.
6. В. В. Лушин, В. В. Соколов, Астрфиз. исслед. (Изв. САО), 12, 42, 1980.
7. K. Nariai, P A S Japan., 15, 17, 1963.
8. D. A. Klingle Smith, Hydrogen Line-Blanketed Model Stellar Atmosphere, NASA Sp-3065, Washington, 1971.
9. R. S. Kurucz, SAO Spec. Report., 309, 1970.
10. S. Wrtht, J. Argyros, Comm. Univ. London Obs., 76, 1975.
11. M. Hack, Mem. Soc. Astron. Italiana, 31, 43, 1960.
12. M. Hack, U. Flora, P. Santin, Close Binary Stars, ed. M. J. Plavec.
13. M. Hack, Photometric and Spectroscopic Binary Systems, p. 271, 1980, eds. Carling E. B. and Kopal Z., D. Reidel Publ. Comp., 1981 p. 453.
14. P. Hellings, C. de Loore, M. Burger, H. S. L. M. Lamers, Astron. Astrophys., 101, 161, 1981.

УДК 524.354.6+532.132

О ВРЕМЕНАХ РЕЛАКСАЦИИ В СВЕРХТЕКУЧИХ ЯДРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН, А. Г. МОВСИСЯН

Поступила 27 апреля 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Рассмотрены времена релаксации скорости электронов на протонных вихревых нитях, возникших из-за эффекта увлечения в "пре"-фазе нейтронной звезды. Показано, что "пре"-фаза жестко связана с корой звезды.

1. В общепринятых моделях нейтронных звезд [1] считалось, что сверхтекучая нейтронная жидкость в "пре"-фазе слабо связана с корой звезды [2]. Эта связь в стандартной двухкомпонентной теории замедления вращения пульсара [2] после скачка угловой скорости пульсара осуществлялась посредством рассеяния нормальных электронов на нормальных сердцевинах 1S_0 нейтронных вихревых нитей, возникающих из-за вращения звезды [3]. Времена релаксации скорости электронов, обусловленные этим рассеянием, были определены в работе [4]. Они существенно зависят от температуры и плотности "пре"-фазы и меняются в пределах от нескольких десятков лет до нескольких часов. В связи с определенными трудностями этой модели была предложена другая модель, в которой наблюдаемое замедление вращения пульсаров объясняется пиннингом нейтронных вихревых нитей в "Аеп"-фазе и в которой нейтронная сверхтекучая жидкость в "пре"-фазе жестко связана с корой [5]. В работе [6] рассматривалось рассеяние релятивистских электронов на ферромагнитных 3P_2 нейтронных вихревых нитях в "пре"-фазе нейтронной звезды. Спаривание нейтронов в 3P_2 состоянии обусловлено короткодействующим отталкиванием и спин-орбитальным взаимодействием между ними [7]. Протоны же в "пре"-фазе, как и нейтроны во внутренней части коры, спариваются в 1S_0 состоянии и образуют сверхпроводник второго рода. В отличие от нейтронов, протоны не создают вихревых нитей вследствие вращения, а участвуют в твердотельном вращении, образуя однородное магнитное поле $\vec{B} = -2m_1c\vec{\Omega}/e$ внутри звезды [8, 9]. Времена релаксации скорости электронов на ферромагнитных нейтронных вихрях порядка года. В работе [10] было найдено.

время релаксации, обусловленное рассеянием релятивистских электронов на нейтронных вихревых нитях, обладающих определенным потоком магнитной индукции вследствие рассмотренного нами эффекта увлечения сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами [8, 9]. Авторы статьи [10] считают, что малость полученных ими времен релаксации в "пре"-фазе (порядка секунды) по сравнению с наблюдаемыми временами релаксации после скачка угловой скорости для пульсаров PSR 0532+21 и PSR 0833-45 (1 неделя и 2 месяца соответственно) свидетельствует в пользу жесткой связи сверхтекучего ядра с корой. Однако в работе [10] не учитывалось, что эффект увлечения создает вокруг каждого нейтронного вихря неоднородную напряженность магнитного поля $H(r)$, которая приводит к возникновению неоднородной решетки протонных вихревых нитей с потоками Φ_0 [11]. Это обстоятельство приведет, как будет показано ниже, к существенному сокращению времени рассеяния электронов на нейтронных вихрях и, следовательно, к еще более жесткой связи сверхтекучего ядра нейтронной звезды с корой. Отметим, что данный механизм рассеяния не зависит существенно от вида спаривания нейтронов в "пре"-фазе, поскольку эффект увлечения обусловлен сильным взаимодействием между протонным и нейтронным конденсатами. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать спаривание нейтронов только в 1S_0 состоянии.

2. Мы рассматриваем нейтронную звезду, в которой отсутствует реликтовое магнитное поле. Возникшие из-за вращения нейтронные вихревые нити обладают определенным потоком магнитной индукции $\Phi_1 = \Phi_0 m_1 \rho_{12} / m_2 \rho_{11}$, обусловленным эффектом увлечения. Каждая из нейтронных вихревых нитей благодаря эффекту увлечения окружена неоднородной решеткой протонных вихревых нитей с потоками Φ_0 [11]. Именно протонные вихревые нити обеспечивают наблюдаемые магнитные моменты пульсаров $M \approx 10^{30}$ Гс см³ [11]. Каждая из нейтронных вихревых нитей посредством электромагнитного взаимодействия жестко связана, как мы покажем ниже, с окружающими ее протонными вихревыми нитями. Поэтому для определения времени релаксации вращения нейтронной сверхтекучей жидкости в "пре"-фазе нужно рассматривать рассеяние релятивистских электронов на протонных вихревых нитях.

Для вычисления времени релаксации скорости электронов относительно нейтронной вихревой решетки нужно рассмотреть кинетическое уравнение для функции распределения электронов

$$\frac{\partial f(\vec{p}', \sigma')}{\partial t} = N_2 L^2 \int_0^{r_1} N_1(r) 2\pi r dr \sum_{\vec{p}, \sigma} \frac{2\pi}{\hbar} \delta(\epsilon - \epsilon') \times \\ \times |M(\vec{p}, \sigma \rightarrow \vec{p}', \sigma')|^2 [f(\vec{p}, \sigma) - f(\vec{p}', \sigma')], \quad (1)$$

где $N_2 L^2$ — число нейтронных вихрей на площади L^2 , ε' , \bar{p}' и ε , \bar{p} — соответственно начальные и конечные значения энергии и импульса электронов, $M(\bar{p}, \sigma \rightarrow \bar{p}', \sigma')$ — матричный элемент рассеяния электронов в статическом магнитном поле B [6], вычисленный в первом борновском приближении по волновым функциям уравнения Дирака свободного электрона, $N_1(r)$ — плотность протонных вихревых нитей вокруг каждого нейтронного вихря [11],

$$N_1(r) = \frac{H(r) - H_{c1}}{\Phi_0}, \quad (2)$$

$$H(r) = \frac{m_1 \rho_{12}}{m_2 \rho_{11}} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{b}{r}. \quad (3)$$

Здесь $H(r)$ — напряженность магнитного поля, создаваемого вокруг нейтронного вихря благодаря увлечению протонов нейтронами, ρ_{12} и ρ_{11} — плотности соответственно увлеченных и неувлеченных сверхтекучих протонов, λ — лондоновская глубина проникновения — $\lambda^2 = m_1^2 c^2 / 4\pi e^2 \rho_{11}$, b — радиус нейтронного вихря, H_{c1} — нижнее критическое поле для сферического образца сверхпроводника второго рода, каковым является протонная жидкость в "пре"-фазе

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi_1}, \quad (4)$$

где ξ_1 — длина когерентности протонов [11, 12].

Поскольку равновесная функция распределения электронов представляет собой ступенчатую функцию Хевисайда, отклонение от равновесного распределения в приближении времени релаксации может быть представлено в виде

$$f_1(\bar{p}, \sigma) = f(\bar{p}, \sigma, t) - f_0(\varepsilon_F) \approx \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) (\bar{p}_F \vec{u}) e^{-t/\tau}. \quad (5)$$

В этой формуле u — начальная скорость электронов относительно протонной вихревой решетки, $(\vec{u} \cdot \vec{i}_1) = 0$, \vec{i}_1 — единичный вектор в направлении оси вращения звезды. Для времени релаксации функции распределения электронов τ получаем

$$\tau^{-1} = \pi^2 \frac{c}{\Phi_0} \frac{N_2}{k_s} \int_0^{r_1} N_1(r) \frac{dr^2}{2} \int_0^\pi S^2 \left(2k_s \sin \vartheta \sin \frac{\varphi}{2} \right) d\varphi, \quad (6)$$

где r_1 — расстояние от ствола нейтронного вихря, за которым нет протонных вихрей, $r_1 = b (\xi_1/\lambda)^{1/3k}$, $k = \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}} \frac{m_1}{m_2}$, — коэффициент увлечения протонов со стороны нейтронов, m_2 — масса нейтрона [12], $k \sin \theta$ — проекция волнового вектора электрона, перпендикулярная к \vec{i}_1 , φ — угол рассеяния в перпендикулярной к \vec{i}_1 плоскости, а формфактор S определяется так [6]:

$$S(q) = 2\pi \int_0^{\infty} \zeta B(\zeta) J_0(q\zeta) d\zeta. \quad (7)$$

Здесь $J_0(x)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Определяя время релаксации скорости электронов как

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{-(\partial \vec{j}_e(t)/\partial t)_{t=0}}{\vec{j}_e(0)}, \quad (8)$$

$$\vec{j}_e = 2 \frac{e}{m_e} \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \delta(\epsilon - \epsilon_F) (\vec{p}_F \vec{u}) \vec{p} e^{-t/\tau},$$

где \vec{j}_e — электронный ток, получаем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3}{4} \int_0^{\pi} \tau^{-1} (k_e \sin \theta) \sin^3 \theta d\theta. \quad (9)$$

Для вычисления τ_{ef} нам нужно знать зависимость поля одного протонного вихря от ζ , которая получается решением уравнения Лондонов

$$\vec{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{B} = \frac{\Phi_0}{\pi \xi_1^2} \vec{i}_1 \theta(\xi_1 - \zeta). \quad (10)$$

Здесь $\theta(\xi_1 - \zeta)$ — функция Хевисайда. При выводе уравнения (10) учитывалось, что в нормальной сердцевине протонного вихря протоны вращаются твердотельно. Решение уравнения (10) дает [13]

$$\vec{B} = \vec{i}_1 \frac{\Phi_0}{\pi \xi_1^2} \begin{cases} 1 - \frac{\xi_1}{\lambda} K_1\left(\frac{\xi_1}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{\zeta}{\lambda}\right), & 0 \leq \zeta \leq \xi_1 \\ \frac{\xi_1}{\lambda} I_1\left(\frac{\xi_1}{\lambda}\right) K_0\left(\frac{\zeta}{\lambda}\right), & \zeta > \xi_1, \end{cases} \quad (11)$$

I_0, I_1, K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя.

Подставляя (11) в (7), получаем

$$S(q) = \Phi_0 \frac{2J_1(q\xi_1)}{q\xi_1(1+q^2\lambda^2)} \quad (12)$$

Комбинируя (6), (9) и (12) и меняя порядок интегрирования, окончательно имеем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3\pi}{8} k \frac{\pi r_1^2 N_2}{\lambda^2} \frac{c}{k_e x} \int_0^x \frac{[(x/x)^2 + 1] dx}{[(x\lambda/\xi_1)^2 + 1]^2} \left(\frac{J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (13)$$

где $x = 2k_e \xi_1$.

Отметим, что время релаксации скорости электронов не зависит от угловой скорости вращения звезды, поскольку $\pi r_1^2 N_2 = (\xi_1/\lambda)^{2/3k}$.

Разлагая подынтегральное выражение в ряд и интегрируя почленно, мы можем ограничиться членами первого порядка малости, так как для интересующих нас плотностей $x \gg 1$ и $\xi_1/\lambda \ll 1$. При этом интеграл в (13) оказывается с большой точностью равным $(\pi/16)(\xi_1/\lambda)$ и для τ_{ef} получаем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{(\pi/3)^{1/3}}{32} k_e c \left(\frac{e^2 k_e}{m_1 c^2} \right)^{3/2} \frac{k}{(1+k)^{3/2}} \left(\frac{\xi_1}{\lambda} \right)^{2/3k} \quad (14)$$

3. В табл. 1 приведены значения плотности массы ρ в “пре“-фазе, электронного волнового вектора k_e , отношения эффективной массы протона к инертной массе m_1^*/m_1 , определяющего коэффициент увлечения протонов нейтронами — $k = |1 - m_1^*/m_1|$, протонной энергетической щели Δ_1 , определяющей длину когерентности протонов — $\xi_1 = \hbar^2 k_e / \pi m_1^* \Delta_1$. Величины m_1^*/m_1 и Δ_1 взяты из [14]. В пятом, шестом и седьмом столбцах выписаны полученные нами значения x , ξ_1/λ и τ_{ef} . Для сравнения в таблице приведены времена рассеяния на нормальных сердцевинах нейтронных вихрей $\tau(ex)$ [4], на ферромагнитных 3P_2 нейтронных вихрях τ_s [6], на нейтронных вихрях с магнитными потоками $\Phi_1 - \tau_v$ [10]. Полученные нами времена рассеяния τ_{ef} намного меньше остальных и существенно зависят от плотности “пре“-фазы, уменьшаясь с увеличением плотности. Они свидетельствуют о весьма жесткой связи электронов с протонными вихрями. Последние связаны с нейтронными вихрями посредством электромагнитного взаимодействия. Используя уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_s + \vec{j}_n) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (15)$$

где \vec{j}_s и \vec{j}_n — сверхпроводящий и нормальный токи, и уравнение Лондонов

$$\operatorname{rot} \vec{j}_s = -\frac{\rho_{11} e^2}{m_1^2 c} \vec{B}, \quad (16)$$

получаем уравнение, описывающее динамический эффект Мейсснера

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} + \frac{\vec{B}}{\lambda^2} = \frac{1}{c^2} \left(4\pi \operatorname{rot} \vec{j}_n - \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \right). \quad (17)$$

Таблица 1

| $10^{14} \frac{\rho}{\text{г/см}^3}$ | $\frac{k_e}{\Phi_m^{-1}}$ | m_1^*/m_1 | Δ_1 МэВ | z | ξ_1/λ | τ_{ef} с | τ_σ с | τ_g год | $10^8 T$ К | τ (сек) |
|--------------------------------------|---------------------------|-------------|-------------------|-----|-----------------|----------------------|-----------------|--------------|---------------|-----------------------|
| 0.45 | 0.15 | 0.82 | 0.17 | 4.4 | 0.02 | $2.3 \cdot 10^{-9}$ | | | | |
| 0.62 | 0.16 | 0.79 | 0.25 | 4.6 | 0.02 | $9.4 \cdot 10^{-11}$ | | | | |
| 0.84 | 0.23 | 0.75 | 0.35 | 5.2 | 0.03 | $5.7 \cdot 10^{-12}$ | | | | |
| 1.14 | 0.28 | 0.72 | 0.46 | 6.1 | 0.04 | $5.1 \cdot 10^{-13}$ | | | | |
| 1.55 | 0.34 | 0.68 | 0.59 | 7.6 | 0.05 | $6.3 \cdot 10^{-14}$ | | | 0.01 | 3.02 дня |
| | | | | | | | | | 0.1 | 23.5 мин |
| | | | | | | | | | 1 | 1.76 мин |
| 2.31 | 0.44 | 0.63 | 0.73 | 11 | 0.09 | $5.6 \cdot 10^{-15}$ | 1.65 | 1.78 | 0.01 | $8 \cdot 10^6$ лет |
| | | | | | | | | | 0.1 | 5.03 дней |
| | | | | | | | | | 1 | 2.01 часа |
| 2.85 | 0.51 | 0.61 | 0.78 | 14 | 0.11 | $1.7 \cdot 10^{-15}$ | | | | |
| 3.33 | 0.56 | 0.59 | 0.79 | 18 | 0.14 | $7.2 \cdot 10^{-16}$ | | | | |
| 3.88 | 0.62 | 0.57 | 0.77 | 23 | 0.19 | $3.0 \cdot 10^{-16}$ | | | | |
| 4.52 | 0.68 | 0.55 | 0.73 | 31 | 0.27 | $1.2 \cdot 10^{-16}$ | 1.02 | 0.82 | 0.01 | $2 \cdot 10^{28}$ лет |
| | | | | | | | | | 0.1 | 2.9 лет |
| | | | | | | | | | 1 | 5.22 часа |

Нормальный ток обусловлен твердотельным вращением электронов. Возмущение магнитного поля $\delta \vec{B}$, обусловленное скачком угловой скорости $\delta \vec{\Omega}$ в начальный момент времени $t = 0$, удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial t^2} + \text{rot rot } \partial \bar{B} + \frac{\partial \bar{B}}{\lambda^2} = - \frac{8\pi r_1 e}{m_1 c} \theta(t) \partial \bar{\Omega}. \quad (18)$$

Из уравнения (18) видно, что возмущение магнитного поля распространяется со скоростью света. Поскольку протонные вихри связаны с нейтронными вихрями посредством магнитного поля, то время релаксации скорости нейтронного вихря относительно окружающих его протонных вихрей будет порядка $r_1/c \sim 10^{-14}$ с, то есть оно сопоставимо со временем релаксации скорости электронов относительно протонных вихрей. Следовательно, все вещество „пре“-фазы можно считать вращающимся твердотельно, так как наибольшее время релаксации порядка $R/c \sim 10^{-4}$ с, где R — радиус „пре“-фазы. Нормальные же электроны связывают кору с „пре“-фазой с характерными временами порядка 10 с [15].

Таким образом, причину долгих времен релаксации угловой скорости вращения пульсаров после скачка следует искать вне „пре“-фазы нейтронных звезд.

Ереванский государственный
университет

ON THE RELAXATION TIMES IN THE SUPERFLUID CORES OF NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN, A. G. MOVSISSIAN

The velocity relaxation times of the normal electrons on the proton flux lines occurring on account of the drag effect in the „npe“-phase of neutron star are considered. It is shown that the „npe“-phase is rigidly connected with the star crust.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, M. Ruderman, Nature, 224, 872, 1969.
3. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
4. P. Feibelman, Phys. Rev., D 4, 1589, 1971.
5. M. A. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, J. Shaham, Ap. J., 249, L 29, 1981.
6. J. A. Sauls, D. L. Stein, J. W. Sereno, Phys. Rev., D 25, 967, 1982.
7. M. Hoffberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson, M. Ruderman, Phys. Rev. Lett., 24, 175, 1970.
8. Д. М. Седракиан, К. М. Шахабасян, ДАН АН Арм.ССР, 70, 28, 1980.
9. Д. М. Седракиан, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 18, 727, 1980.

10. M. A. Alpar, S. A. Langor, J. A. Sauls, Preprint Univ. Illinois, p. 83—11, 1983.
11. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
12. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 21, 547, 1984.
13. A. L. Fetter, P. C. Hohenberg, in "Superconductivity", ed. R. D. Parks Dekker, N. Y., 1969.
14. N.-C. Chao, J. W. Clark, C.-H. Yang, *Nucl. Phys.*, A 179, 320, 1972.
15. I. Easson, *Ap. J.*, 249, 257, 1979.

УДК: 524.4—337—357:520.85

BVR-НАБЛЮДЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВЕЗД
В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Л. А. ПАВЛОВА, Ф. К. РСПАЕВ

Поступила 31 января 1984

Принята к печати 20 июля 1984

Представлены наблюдаемые величины поляризации ядер отражательных туманностей и звезд поля в B , V , R фильтрах. Обнаружена связь между направлением вектора поляризации, структурой отражательной туманности и формой облака, где туманность расположена. Направление поляризации для звезд, просвечивающих сквозь волокнистую структуру туманности, совпадает с направлением волокон. Звезды, расположенные на краю облаков и каналов, имеют направление вектора поляризации такое же, как и видимая граница облака.

1. *Введение.* Для изучения структуры магнитных полей в Галактике большой интерес представляют измерения линейной поляризации света звезд, расположенных в темных облаках. Ядра отражательных туманностей принадлежат к населению темных облаков, их цветовые и поляризационные свойства позволяют определить некоторые характеристики пылевой составляющей этих областей. Для многих из них определены инфракрасные избытки цвета и известны величины поляризации в отдельных длинах волн, но многоцветная поляриметрия была получена в основном для звезд, включенных в списки Хербига [1], и несколько ядер были измерены Серковским и др. [2], Ковном [3]. Используя совокупность знаний о поглощении A_λ , поляризации P_λ , инфракрасных избытках цвета у наблюдаемых объектов, можно делать выводы о свойствах межзвездных частиц космической пыли, околозвездных оболочках, эволюционном статусе самих звезд.

Основная цель настоящей работы состояла в получении величин оптической поляризации и ее ориентации в цветах B , V , R , для ядер отражательных туманностей и звезд поля, для выяснения ее связи со структурными особенностями туманностей.

В работе [4] было отмечено, что в тех случаях, когда волокнистая структура туманности носит регулярный характер, т. е. волокна параллель-

10—1102

ны друг другу, а длина их сравнима с размером туманности, имеется четкая связь между плоскостью поляризации света звезды и направлением волокон. Среди отражательных туманностей около 30% с волокнистой структурой, остальные иррегулярные, аморфные, радиально-волокнистые. Измерения параметров состояния поляризации P и θ для разных типов туманностей представляют интерес для изучения структурных и эволюционных особенностей этих объектов.

2. *Наблюдения и обработка.* Наблюдения велись на 1-м телескопе системы Ричи-Кретьена и/п «Карл Цейсс» Иена, установленном на высокогорном Ассы-Тургенском плато близ Алма-Аты. Для многоцветной поляриметрии ядер отражательных туманностей использовался одноканальный поляриметр с поляридом, вращающимся от четырехфазного шагового двигателя типа ДШ-04А, имеющего 16 угловых положений через 22.5° . Скорость вращения 100 шагов в секунду. В качестве приемника излучения применялся ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом, регистрация сигнала велась в режиме счета фотонов. Наблюдения проводились в цветовой системе B (0.44 мкм), V (0.55 мкм), R (0.7 мкм). Регистрация и обработка результатов выполнялись одновременно с помощью управляющей машины СЦВМ «Планета-3».

Во всех наблюдениях использовалась диафрагма 16". В зависимости от яркости объекта продолжительность одной экспозиции варьировалась в интервале от 0.5 до 1.5 минут. Для каждого объекта выполнялось несколько (от 3 до 8) серий с одной и той же экспозицией. Фон неба измерялся до и после измерения объекта для каждого фильтра. При наличии вблизи ядра стандартной звезды с известными величинами m_B , m_V , m_R проводилась фотометрическая привязка, после наблюдений и обработки на печать выдавалось значение $\Delta m = m_{об} - m_{ст}$. В дальнейшем мы предполагаем получить величины m_R , которые известны пока для единичных ядер отражательных туманностей.

Представленные в настоящей работе наблюдения охватывают период с 2 по 15 августа 1983 г. Для контроля стабильности работы электрополяриметра измерялись стандартные звезды с большими параметрами поляризации. Среди объектов из нашего списка цветовая поляризация известна для звезд: N 92, 103 [2], 100, 105 [1], 95 [8], 108 [9]; сходимость величин, полученных нами и другими авторами, по всем фильтрам хорошая. По-видимому, некоторые расхождения обусловлены нестационарностью звезд и переменной поляризацией.

3. *Результаты.* Результаты наблюдений приведены в табл. 1.

В колонке 1 даны номера звезд из каталога [7] (эти же номера представлены на рис. 1); 2 — номера по HD/BD и МК-классификация; 3 — из-

Таблица 1

| № | HD/BD, МК | E_{B-V} | Цвет. сист. | m | P | θ_E | θ_G | λ_{\max} |
|-----|--------------------------|-----------|----------------|--------|-----------------|------------------|------------|------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
| 92 | 170740 B2 IV—V | 0.48 | <i>B</i> | 5.96 | 1.80 ± 0.09 | $78^\circ \pm 1$ | 140° | 0.58 |
| | | | <i>V</i> | 5.72 | 2.07 ± 0.08 | 77 ± 1 | 139 | |
| | | | <i>R</i> | | 1.89 ± 0.19 | 75 ± 3 | 137 | |
| 94 | 22°3686 A B2e 9 | 0.57 | <i>B</i> | 9.54* | 0.66 ± 0.13 | 6 ± 6 | 68 | 0.58 |
| | | | <i>V</i> | 9.02* | 0.79 ± 0.19 | 10 ± 7 | 72 | |
| | | | <i>R</i> | 8.55* | 0.61 ± 0.15 | 7 ± 7 | 69 | |
| | 22°3687B B2pe | 0.90 | <i>B</i> | 10.06 | 2.53 ± 0.08 | 178 ± 1 | 60 | 0.44 |
| | | | <i>V</i> | 9.42 | 2.42 ± 0.17 | 3 ± 2 | 65 | |
| | | | <i>R</i> | 8.59 | 2.0 ± 0.08 | 6 ± 2 | 68 | |
| 95 | 182918 B6V | 0.34 | <i>B</i> | 8.78 | 1.23 ± 0.09 | 20 ± 2 | 82 | 0.60 |
| | | | <i>V</i> | 8.61 | 1.51 ± 0.13 | 19 ± 2 | 81 | |
| | | | <i>R</i> | 8.41 | 1.45 ± 0.15 | 19 ± 3 | 81 | |
| 97 | 1.183014 B3V <i>N</i> | 0.20 | <i>B</i> | 8.06 | 0.54 ± 0.12 | 4 ± 7 | 65 | 0.58 |
| | | | <i>V</i> | 8.04 | 0.61 ± 0.18 | 8 ± 9 | 69 | |
| | | | <i>R</i> | 7.97 | 0.69 ± 0.11 | 171 ± 5 | 52 | |
| | B7V <i>S</i> | 0.18 | <i>B</i> | 8.24 | 0.53 ± 0.11 | 9 ± 6 | 70 | 0.56 |
| | | | <i>V</i> | 8.18 | 0.71 ± 0.16 | 176 ± 7 | 57 | |
| | | | <i>R</i> | 8.09 | 0.57 ± 0.06 | 15 ± 3 | 76 | |
| | 2.+20°4141 B9V | 0.37 | <i>B</i> | 9.59 | 1.62 ± 0.10 | 175 ± 2 | 56 | 0.59 |
| | | | <i>V</i> | 9.28 | 1.84 ± 0.15 | 174 ± 2 | 57 | |
| | | | <i>R</i> | 8.95 | 1.79 ± 0.20 | 169 ± 3 | 50 | |
| | 3.183058 B0.5V | 0.44 | <i>B</i> | 7.30 | 1.18 ± 0.07 | 179 ± 2 | 60 | 0.52 |
| | | | <i>V</i> | 7.14 | 1.28 ± 0.07 | 178 ± 1 | 59 | |
| | | | <i>R</i> | 6.96* | 1.10 ± 0.09 | 1 ± 2 | 62 | |
| | 4.20°4143A | | <i>B</i> | 10.10 | 1.61 ± 0.16 | 8 ± 3 | 69 | 0.52 |
| | | | <i>V</i> | 9.71 | 1.89 ± 0.15 | 9 ± 2 | 70 | |
| | | | <i>R</i> | 9.43 | 1.49 ± 0.14 | 5 ± 3 | 66 | |
| | <i>B</i> <i>C</i> | | <i>V</i> | 11.00* | 1.15 ± 0.40 | 22 ± 10 | 83 | |
| | | | <i>V</i> | 11.50* | 1.74 ± 0.55 | 11 ± 9 | 72 | |
| | | | | | | | | |
| 100 | 41°3731 B3n | 0.32 | <i>B</i> | 10.0 | 0.36 ± 0.14 | 54 ± 11 | 113 | 0.55 |
| | | | <i>V</i> | 9.90 | 0.58 ± 0.10 | 63 ± 5 | 122 | |
| | | | <i>R</i> | | 0.35 ± 0.12 | 52 ± 10 | 111 | |
| 101 | 41°3737 B3Vn | 0.35 | <i>B</i> | 9.39 | 1.39 ± 0.15 | 37 ± 3 | 92 | 0.50 |
| | | | <i>V</i> | 9.26 | 1.34 ± 0.11 | 43 ± 2 | 98 | |
| | | | <i>R</i> | | 1.0 ± 0.13 | 39 ± 4 | 94 | |

Таблица 1 (продолжение)

| 2 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|-----|---------------------|------|-------|-----------------|-----------------|--------------|------|------|
| 103 | 199478 B8Ia | 0.50 | B | 6.15 | 1.74 ± 0.06 | $11^0 \pm 1$ | 61 | 0.45 |
| | | | V | 5.69 | 1.67 ± 0.04 | 10 ± 1 | 60 | |
| | | | R | 5.20 | 1.57 ± 0.04 | 10 ± 1 | 60 | |
| 104 | 199714 B8Ia | 0.56 | B | 8.50 | 1.48 ± 0.15 | 10 ± 3 | 59 | 0.65 |
| | | | V | 8.25 | 1.53 ± 0.13 | 12 ± 2 | 61 | |
| | | | R | 5.49* | 1.52 ± 0.25 | 12 ± 5 | 61 | |
| 105 | 200775 B5e | 0.60 | B | 7.78 | 0.86 ± 0.12 | 91 ± 4 | 142 | |
| | | | V | 7.39 | 0.86 ± 0.11 | 94 ± 4 | 145 | |
| | | | R | | 0.70 ± 0.05 | 91 ± 2 | 142 | |
| 106 | 203025A B2IIIe | 0.47 | B | 6.65 | 0.92 ± 0.04 | 74 ± 3 | 120 | 0.44 |
| | | | V | 6.44 | 0.57 ± 0.05 | 86 ± 2 | 132 | |
| | | | R | | 0.36 ± 0.12 | 78 ± 9 | 124 | |
| | 203338B M1Iape+B | B | 6.35* | 0.44 ± 0.03 | 77 ± 2 | 123 | 0.55 | |
| | | V | 5.79 | 0.55 ± 0.05 | 79 ± 3 | 125 | | |
| | | R | | 0.48 ± 0.07 | 85 ± 4 | 131 | | |
| 107 | 67°1300A A2 | | B | 10.25* | 0.48 ± 0.16 | 140 ± 10 | 11 | 0.51 |
| | | | V | 9.28* | 0.46 ± 0.13 | 150 ± 8 | 21 | |
| | | | R | | 0.32 ± 0.06 | 135 ± 6 | 6 | |
| | 67°1299B B8V | | B | 8.39* | 0.03 ± 0.20 | | | |
| | | | V | 8.04* | 0.09 ± 0.03 | 50 ± 16 | 101 | |
| | | | R | | 0.19 ± 0.04 | 31 ± 6 | | |
| 108 | 203467 B3eH | 0.21 | B | 5.17 | 0.50 ± 0.05 | 110 ± 3 | 149 | 0.65 |
| | | | V | 5.14 | 0.71 ± 0.07 | 112 ± 3 | 151 | |
| | | | R | | 0.68 ± 0.10 | 109 ± 4 | 148 | |
| 109 | 206135 B3V | 0.41 | B | 8.58 | 1.54 ± 0.14 | 68 ± 3 | 110 | 0.54 |
| | | | V | 8.40 | 1.77 ± 0.03 | 67 ± 1 | 109 | |
| | | | R | | 1.42 ± 0.21 | 65 ± 4 | 107 | |
| 115 | 72°1018A B8V | 0.67 | B | 10.35 | 0.41 ± 0.15 | 137 ± 11 | 171 | 0.60 |
| | | | V | 9.80 | 0.41 ± 0.15 | 139 ± 11 | 175 | |
| | | | R | | 0.48 ± 0.18 | 127 ± 11 | 161 | |
| 115 | B | | V | 10.65* | 0.58 ± 0.48 | 28 ± 24 | | |
| | | | R | | 0.74 ± 0.48 | 77 ± 19 | | |
| 116 | 210806A B8IV | 0.25 | B | 8.47 | 1.31 ± 0.16 | 42 ± 4 | 88 | 0.54 |
| | | | V | 8.38 | 1.41 ± 0.13 | 45 ± 3 | 91 | |
| | | | R | | 1.26 ± 0.07 | 47 ± 2 | 93 | |

Таблица 1 (продолжение)

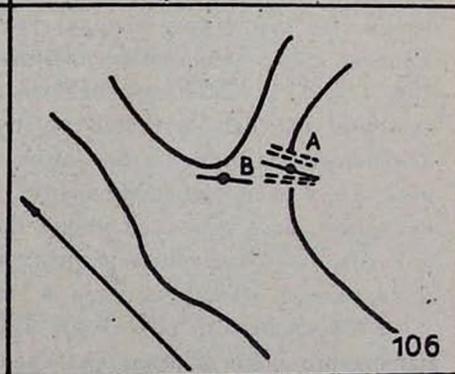
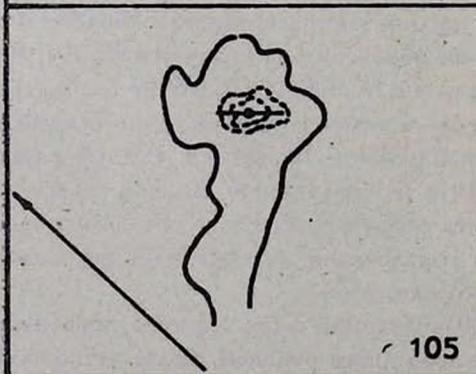
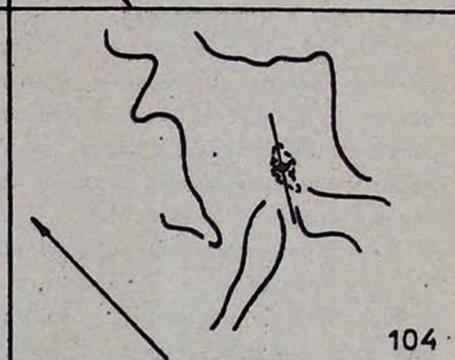
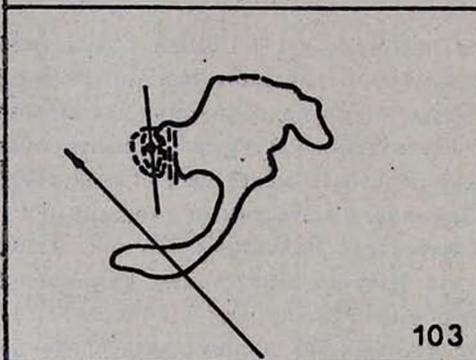
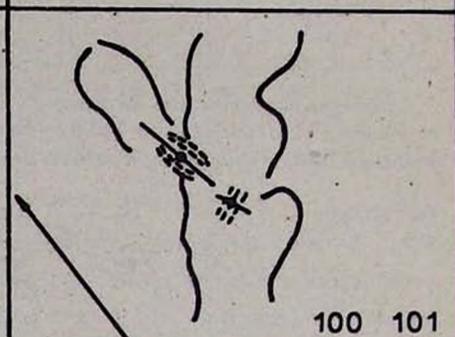
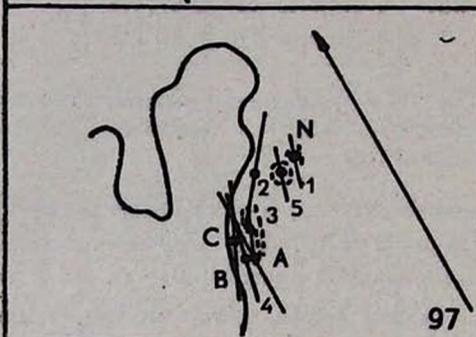
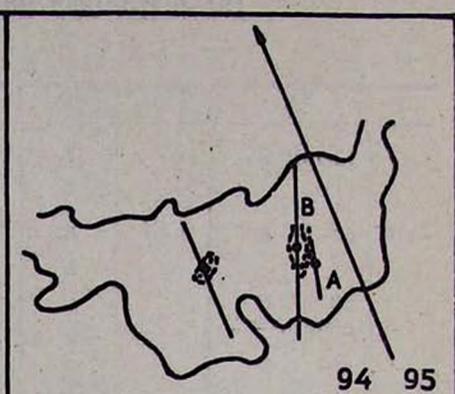
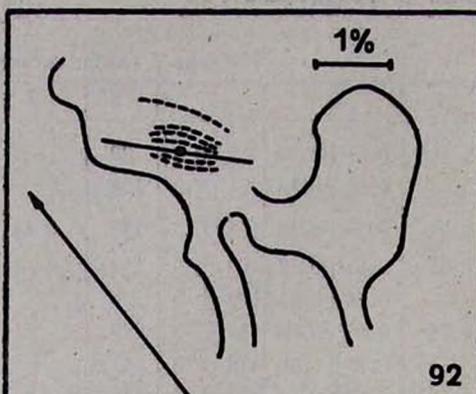
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|-----|-----------|-----------|---------|-----------|-----------|-----------|---------|------|
| 117 | 72°1019 В | 0.21 | V | 9.10* | 0.31±0.07 | 52°± 7 | 88 | 0.54 |
| | | | R | | 0.32±0.13 | 72 ±12 | 108 | |
| | 69°1231 А | | B | 9.43 | 0.79±0.18 | 115 ± 7 | 150 | |
| | | | V | 9.29 | 0.8 ±0.12 | 109 ± 4 | 144 | |
| | В9.5V В | | R | 8.18* | 0.60±0.11 | 103 ± 5 | 138 | |
| | | | 69°1232 | | V | 0.84±0.08 | 113 ± 3 | |
| | А0 С | | R | 0.88±0.10 | 110 ± 3 | 145 | | |
| | 69°1233 | | V | 8.30* | 0.72±0.15 | 121 ± 6 | 156 | |
| А0 | R | 0.71±0.08 | 110 ± 3 | 145 | | | | |

Примечание: Звездные величины B , V и МК-классификация приведены из каталога Расине [5], а для области Vul R2 (№ 94, 95, 97) из работы Хербста [6]; звездные величины, полученные нами, отмечены звездочкой*.

бытки цвета E_{B-V} ; 4 — B , V , R цветовая система; 5 — звездные величины B , V , R ; 6 — наблюдаемая поляризация и ее ошибка; 7 — позиционный угол плоскости колебаний θ_E в экваториальной системе; 8 — то же в галактической системе (θ_0); 9 — λ_{\max} (длина волны, где поляризация максимальна) в микрометрах.

На рис. 1 представлены карты наблюдаемых областей с указанием границ облаков и каналов и направление галактического экватора, обозначенное стрелкой. Известно, что межзвездная поляризация вызывается ослаблением излучения света звезд вытянутыми частицами, ориентированными магнитным полем, которое носит более или менее регулярный характер в Галактике. Для большей части звезд, с известными данными о P и θ , вектор поляризации параллелен плоскости Галактики. Из рис. 1 видно, что направление поляризации для ядер отражательных туманностей обусловлено, в основном, локальным магнитным полем того облака, где они расположены. Для ядер, вокруг которых мы видим характерную волокнистую структуру, направление поляризации совпадает с положением волокон. Это хорошо видно на примере объектов под номерами 92, 101, 106, 108, 115, 116, 117. Единственный случай № 100 (NGC 6914) характерен наличием слабовыраженной структуры волокон, перпендикулярных направлению наблюдаемой поляризации и плоскости Галактики. В этом случае небольшая величина поляризации (что не свойственно звездам, просвечивающим сквозь волокна) может быть объяснена тем, что звезда освещает волокна, расположенные за ней, и обусловлена межзвездным веществом, находящимся между звездой и наблюдателем.

Объект № 107 (BD + 67° 1300) интересен как пример локального магнитного поля. Звезда связана с небольшим облаком, более четко види-



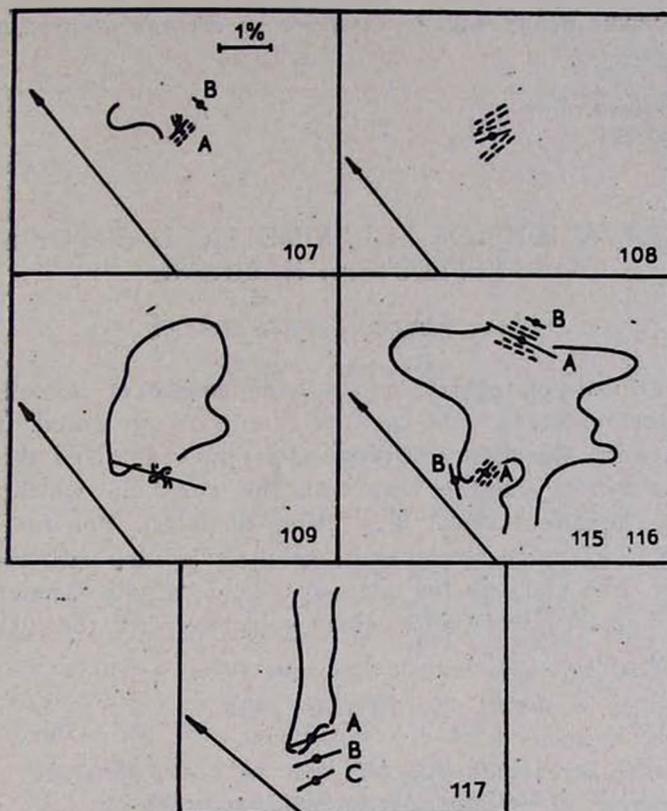


Рис. 1. Схематические карты наблюдаемых областей с указанием границ облаков и каналов, структуры отражательных туманностей и направления вектора поляризации излучения звезд.

мым на Е-картах Паломарского атласа; направление поляризации совпадает с видимым краем кометарной туманности и с системой волокон, расположенных около объекта. У соседней звезды $BD + 67^\circ 1299$ поляризация, по нашим наблюдениям, мала ($P_V = 0.09 \pm 0.03\%$) и направлена вдоль плоскости Галактики.

В тех случаях, когда отражательные туманности наблюдаются вблизи внутренней или внешней границ облака и канала и имеют аморфную структуру, ориентация вектора поляризации и ядер и звезд поля совпадает с направлением вытянутости этой границы. Очень хорошо это иллюстрируют на рис. 1 объекты № 97, 109, 115, 116, 117. Звезды поля, отстоящие от видимого края облака на $10'$ — $15'$, имеют зачастую то же направление поляризации. По-видимому, магнитное поле облака возмущает окрестности, сохраняя свою структуру, подобную форме наблюдаемых об-

лаков, а величина поляризации указывает на степень погружения звезды в облако.

Астрофизический институт
АН Каз.ССР

BVR—OBSERVATIONS OF POLARIMETRIC DATA OF STARS IN REFLECTION NEBULAE

L. A. PAVLOVA, F. K. RSPAЕV

Observational polarimetric data for the nucleus of reflection nebulae and field stars obtained with *B*, *V*, *R* filters are presented. Connection is found between the direction of polarization vector and the structure of reflection nebula and the shape of the cloud in which the nebula is situated. The direction of the plane of polarization for the stars behind the filamentary structure of nebula coincides with the direction of filaments. The stars on the edge of the clouds and channel show the direction of polarization vector which coincides with the visible border of the cloud.

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. J. Vrba, G. D. Schmidt, P. M. Hintzen*, *Ap. J.*, 227, 185, 1979.
2. *K. Serkowski, D. S. Mathewson, V. L. Ford*, *Ap. J.*, 196, 261, 1975.
3. *G. V. Соуна*, *Ap. J.*, 79, 505, 1974.
4. *А. В. Курчаков*, *Астрофизика*, 9, 477, 1973.
5. *R. Racine*, *A. J.*, 73, 233, 1968.
6. *W. Herbst, D. P. Miller, I. W. Warner, A. Herzog*, *A. J.*, 87, 98, 1982.
7. *Д. А. Рожковский, А. В. Курчаков*, *Труды АФИ АН Каз.ССР*, 11, 3, 1968.
8. *Н. В. Вошинников, П. Е. Марченко*, *Астрон. ж.*, 59, 1115, 1982.
9. *T. Markkanen*, *Научн. информ. Астросовета АН СССР*, 45, 45, 1978.

УДК 524.37:520.353

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ НИЗКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Л. Н. КОНДРАТЬЕВА

Поступила 15 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Представлены результаты спектрофотометрического исследования трех объектов: М 1—46, РС 12 и М 1—39. Определены интенсивности эмиссионных линий, электронная плотность, получены оценки эффективной температуры центральных звезд.

Летом 1983 г. в Астрофизическом институте АН Каз.ССР продолжались спектральные исследования планетарных туманностей малых угловых размеров. Наблюдения проводились на дифракционном спектрографе с ЭОП-ом, установленном в касегреновском фокусе телескопа АЗТ-8. Спектрограммы получены в трех спектральных диапазонах $\lambda\lambda = 3800—5400$; $4800—6600$; $5700—7600$ А с дисперсией $110—150$ А/мм. В исследуемой группе выделено три объекта со спектрами низкого возбуждения: М 1—46; РС 12; М 1—39. Интегральные яркости туманностей М 1—46 и РС 12 составляют $13^m.1$ и $13^m.8$; М 1—39 в 8—10 раз слабее. Спектры М 1—46 впервые получены Воронцовым-Вельяминовым [1], два других объекта раньше не исследовались. Относительные интенсивности эмиссионных линий, исправленные за межзвездное поглощение, приводятся в табл. 1. Точность, обусловленная внутренней сходимостью результатов, не ниже 20%, символом (:) выделены интенсивности, измеренные по одной спектрограмме. Для туманности М 1—39 в области длин волн $\lambda\lambda 3800—5400$ А удалось получить только линии [O III] и H_3 . Постоянная межзвездного поглощения $S(H_3)$ определялась по наблюдаемому бальмеровскому декременту. Теоретические значения взяты из работы [2]. Отношения интенсивностей линий [S II] использовались для оценки электронной концентрации N_e [S II] [3]. Эффективная температура центральных звезд и параметры светимости $\Lambda = L_*/L_\odot d^2$, где d — расстояние до туманности, определялись по методу Занстра [4].

Полученные значения приведены в табл. 2. На основе радиоизмерений туманности М 1—46 при $\nu = 5$ ГГц [5] определена мера эмиссии $EM = 1.237 \cdot 10^6$ пс/см³. Для РС 12 известен суммарный поток в линиях

H_α и [N II] [6]. С учетом соотношения интенсивностей этих линий и коэффициента $C(H_\beta)$, получено значение $EM = 6.35 \cdot 10^5$ пс/см².

Таблица 1
ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

| Обозначения туманности | 15+3 1 MI-39 | 0+17 1 PC 12 | 16-1° 1 MI-46 |
|------------------------------|-----------------|-----------------|------------------|
| 3970 [Ne III] H _α | — | — | 115: |
| 4340 H _γ | — | 45.7: | 46.5 |
| 4471 He I | — | 10.3: | — |
| 4660 | — | 9.0: | — |
| 4861 H _β | 100 | 100 | 100 |
| 4959 [O III] | 75.2 | 86.6 | 12.1 |
| 5007 [O III] | (135) | 208 | 40 |
| 5876 He I | — | 27.4 | 21.1: |
| 6548 [N II] | 150 | — | — |
| 6563 H _α | 286 | 264 | 295 |
| 6583 [N II] | 384 | 123 | 148 |
| 6678 He I | — | 12.4: | 10.6 |
| 6717 [S II] | 23.0 | 10.9: | 8.0 |
| 6731 [S II] | 31.4 | 17.5: | 13.5 |
| 7065 He I | 26.9: | 11.2: | 4.1 |
| 7136 [A III] | 21.3: | 19.2 | 15.0 |
| 7325 [O II] | 55.9: | 30.4 | 23.0 |

Таблица 2
ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУМАННОСТЕЙ И ИХ ЯДЕР

| Обозначение туманности | $C(H_\beta)$ | N_e [S II] | $T(HI)$ | $T(HeI)$ | $\lg A$ |
|------------------------|-----------------|--------------|---------|----------|---------|
| MI-46 | 0.79 ± 0.08 | 4500 | 27000 | 34000 | 2.60 |
| PC 12 | 0.20 ± 0.09 | 3500 | 30000 | 48000 | 1.90 |
| MI-39 | 0.30 | 2100 | — | — | — |

Низкое возбуждение спектров может быть следствием высокой плотности газа и низкой температуры освещающей звезды. Для ослабления интенсивностей линий [O III] требуется $N_e \geq 5 \cdot 10^5$ см⁻³. Однако, если в изучаемых туманностях существуют области подобной плотности, размеры их настолько малы ($R \leq 5 \cdot 10^{-6}$ пс), что они не могут оказать решающего влияния на ионизационное состояние (эффективный размер

соответствующих зон оценивался по наблюдаемой мере эмиссии). Следовательно, основной причиной низкого возбуждения остается пониженная температура центральных звезд.

Для ядра М 1-46 значения $T(\text{H I})$ и $T(\text{He I})$ близки между собой. Вероятно, туманность не полностью ионизована. Можно оценить ее видимый линейный размер, предполагая, что он равен радиусу зоны ионизации центральной звезды, $R - s_0$, где $s_0 = U(sp)/2\bar{N}_e^{2/3}$,

$$U(sp) = f(T_* L_*) = f(T_* \Lambda d).$$

Получаем соотношение типа $\bar{N}_e^{2/3} s_0 = R^{2/3} f(T_* \Lambda)$.

Отсюда $R_1 = S_0 = 0.033$ пс ($R_* = 0.62 R_\odot$, $L_* = 760 L_\odot$).

Кроме того, можно оценить линейный радиус ионизованной оболочки по наблюдаемой мере эмиссии, $R_2 = EM/2\bar{N}_e^2$, используя $N_e[\text{III}]$ в качестве средней электронной концентрации. $R_2 = 0.032$ пс, $d_2 = 1.15$ кпс. Наконец, расстояние до объекта определяется при сопоставлении наблюдаемого коэффициента $C(\text{H}\beta)$ с распределением межзвездного вещества [7] $d_3 = 0.95$ кпс, $R_3 = 0.026$ пс. Принимаем $\bar{d} = 1.05$ кпс, $\bar{R} = 0.030$ пс и $m_i = 0.020 M_\odot$, где m_i — масса ионизованной оболочки.

В спектре туманности PC 12 линии He I достигают максимальной для планетарных туманностей интенсивности. Температура $T(\text{He I})$ достаточно высока для ионизации He^+ ионов. Туманность, по всей вероятности, находится в стадии, непосредственно предшествующей появлению в спектре линий He II. Значение $T(\text{He I})$ существенно выше $T(\text{H I})$, водородная составляющая туманности, вероятно, полностью ионизована. Для линейного радиуса оболочки мы получали следующие оценки:

$$R(EM) = 0.026 \text{ пс}, \quad d = 2.1 \text{ кпс},$$

$$R(C(\text{H}\beta)) \approx 0.01 \text{ пс}, \quad d \approx 0.7 \text{ кпс}.$$

Наблюдаемое межзвездное поглощение дает приближенное значение d , т. к. туманность расположена на большой галактической широте. При заданных величинах T_* , Λ и $d = 2.1$ кпс радиус соответствующей зоны ионизации составляет $s_0 = 0.030$ пс. Вообще говоря, $s_0 > R$, однако различие невелико и может служить лишь косвенным аргументом в пользу нашего вывода о полной ионизации водородной составляющей PC 12.

Оценка линейного размера туманности М1-39 и эффективной температуры ее ядра не проводилась из-за отсутствия необходимых данных о потоках в эмиссионных линиях и слабого звездного континуума $d(C(\text{H}\beta)) \approx 0.4$ кпс. По своим спектральным характеристикам туманность близка PC 12.

Исследуемые объекты можно отнести к разряду молодых, учитывая пониженную температуру возбуждающих звезд и компактные размеры ионизованных оболочек. Однако среди туманностей низкого возбуждения встречаются объекты совершенно другого рода — высокой плотности, с $EM \geq 10^8$ $\mu\text{с}/\text{см}^3$ [8, 9]. Чем вызвано столь существенное различие физических параметров туманностей при близких значениях температуры возбуждающих звезд? Согласно расчетам [10], небольшая разница в массе ядер приводит к значительному изменению темпа их эволюции. Мера эмиссии и электронная концентрация объектов M1-46; PC 12 и M1-39 присущи скорее протяженным, проэволюционировавшим туманностям. Логично предположить, что ядра исследуемых объектов имеют меньшую массу ($\sim 0.6 M_{\odot}$) и медленнее разогреваются по сравнению с центральными звездами туманностей с высокой мерой эмиссии.

Астрофизический институт
АН Каз.ССР

LOW-EXCITATION PLANETARY NEBULAE

L. N. KONDRATYEVA

The spectrophotometric results for three objects: M 1—46, PC 12, M 1—39 are presented. The relative emission-line intensities and electron densities are determined. The effective temperatures of central stars are evaluated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, А. В. Архипова, *Астрон. ж.*, 52, 264, 1975.
2. M. Brocklehurst, *M. N. R A S*, 153, 471, 1971.
3. И. Носов, *Астрон. цирк.*, 1050, 1979.
4. R. J. Hurman, M. J. Seaton, *M. N. R A S*, 132, 15, 1966.
5. D. K. Milne, L. H. Aller, *Astron. Astrophys.*, 38, 183, 1975.
6. J. H. Cahn, J. B. Kaler, *Ap. J. Suppl. Ser.*, 189, 22 : 319, 1971.
7. T. H. Neckel, 4697 *Stern und Sternhaufen Bekannter Absorption*, Landessternwarte Heidelberg Konigst Veroffentlih, 1967.
8. Sun Kwok, C. R. Purton, D. W. Keenan, *Ap. J.*, 250, 232, 1981.
9. D. N. Sperdel, J. L. Giullant, G. R. Knapp, *Ap. J.*, 275, 330, 1983.
10. D. Shonberner, *Astron Astrophys.*, 1С3, 119, 1981.

УДК: 524.354—726

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛОКОН В ТУМАННОСТЯХ —
ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

А. А. РУМЯНЦЕВ

Поступила 17 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Рассмотрен новый механизм конденсации плазмы в волокна при столкновениях ударных волн в оболочке сверхновой. Электронный газ за преломленными фронтами, теряя энергию на возбуждение тяжелых ионов и их высвечивание, сжимается. Возникающее электрическое поле поляризации стимулирует обмен энергией между компонентами плазмы. Процесс конденсации продолжается вплоть до образования ионов, генерирующих относительно мягкое рентгеновское излучение.

1. *Ажурная система ярких и тонких волокон наблюдается* в относительно старых остатках сверхновых, таких как IC 443, Петля Лебеда, Си-меиз 147. Нитевидные образования из плотной плазмы прослеживаются на расстояниях $R \sim 5$ пс, тогда как их толщина в сотни раз меньше. Волокна интенсивно излучают в видимой и рентгеновской частях спектра [1].

Феномен волокон обусловлен мощными и не до конца еще понятными динамическими явлениями в плазме. Первое указание на пересечение ударных фронтов для объяснения морфологии и неравновесности излучения было дано Пикельнером [2]. Линии пересечения фронтов представляют собой особенность геометрического характера: вокруг них температура может принимать несколько значений. Остается неясной физическая причина срыва режима пересечений, определяемого адиабатами Гюгонио. Сами пересечения обусловлены ударной турбулентностью, которая, возможно, реализуется при развитии неустойчивости уединенных ударных волн Римана [3]. В [4] указано на возможность возникновения волокон при пересечении ударных волн. Этот механизм рассматривается здесь.

2. *Рассмотрим столкновения двух плоских ударных волн.* Граничные условия на образующихся при этом поверхностях удобно рассматривать в сопутствующей системе отсчета, в которой линия пересечения фронтов покоится (рис. 1). Здесь индексами a, b, a', b' отмечены соответственно фронты набегающих и преломленных волн, стрелками показаны линии тока газа. Фронты набегающих волн образуют между собой угол α , заклю-

ченный в интервале $0 - \pi/2$. Аналитические выражения, определяющие параметры прошедших волн при произвольных интенсивностях и углах наклона падающих волн, приведены в [5]. Здесь мы ограничимся рассмотрением столкновения лишь сильных ударных волн равных интенсивностей

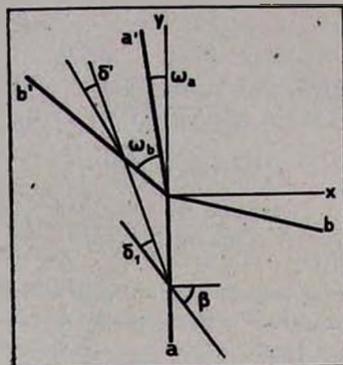


Рис. 1. Пересечение ударных волн.

$g = p_{2a}/p_1 \gg 1$, где $p_1, p_{2a} = P_{2b}$ — давления соответственно в невозмущенной среде и за фронтами встречающихся волн. Обозначим далее p' — давление за преломленными фронтами и введем интенсивность $g' = p'/p_2$. Параметры преломленных волн при этом определяются следующими соотношениями:

$$\delta = \operatorname{arctg} \frac{2 \sin \alpha (1 + \cos \alpha)}{(\gamma - 1) \sin^2 \alpha + (\gamma + 1) (1 + \cos \alpha)^2},$$

$$\delta' = \operatorname{arctg} \left[\left(\operatorname{ctg}^2 \frac{\alpha}{2} - \lambda^2 \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma}{\lambda} \operatorname{ctg}^2 \frac{\alpha}{2} - \lambda \right)^{-1} \right],$$

$$\beta' = \arccos \left(\lambda \sin \frac{\alpha}{2} \right); \quad \omega_b = \pi - (\beta + \beta' + \delta), \quad (1)$$

$$\alpha' = \omega_b - \omega_a = \pi - 2\beta'; \quad g' = \frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1},$$

$$x = \frac{\beta'}{\beta_1} = \frac{\gamma(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)^2}; \quad V = c_1 \left(\frac{g}{\lambda} \right)^{1/2} \operatorname{cosec} \frac{\alpha}{2}.$$

Здесь $\lambda = \frac{2\gamma}{\gamma + 1}$; γ — показатель адиабаты, δ, δ' — углы, определяющие направление линий тока, ω — углы между плоскостями преломленных фронтов и осью y (см. рис. 1), β, β' образованы нормальными к фронтам

и линиями токов, V — величина скорости перемещения линии пересечения в системе отсчета, в которой невозмущенный газ неподвижен, направленной по биссектрисе угла α .

Если показатель $\gamma = 5/3$, то максимальное сжатие $\kappa = 10$, в волнах с излучением $\gamma \rightarrow 1$ [5], так что сжатие больше; угол раствора $\alpha' = \alpha\gamma/\gamma + 1$; $\kappa \rightarrow \kappa'$.

3. В оболочках сверхновых встречными волнами могут быть так называемые адиабатические ударные волны, на фронтах которых выполняются обычные условия Гюгонио. При температуре невозмущенной плазмы $T = 5 \cdot 10^6$ К скорость u их распространения превосходит скорость звука $c_1 = 2 \cdot 10^7$ см s^{-1} , или число Маха $\frac{u}{c_1} > 1$. Толщина переходной зоны

на фронтах адиабатических ударных волн не может быть меньше, чем длина свободного пробега ионов $l = (kT)^2/3n_1e^4\Lambda = 10^{16}$ см, здесь k — постоянная Больцмана, $n_1 = 1$ см $^{-3}$ — концентрация протонов, $\Lambda = 30$ — кулоновский логарифм. В относительно старых, проэволюционировавших остатках сверхновых типа Петли Лебедя радиус туманности $R \gg l$.

Ионы заряда $z \gg 1$ тяжелых элементов дают заметный вклад в необратимую релаксацию на фронте за счет высвечивания фотонов при квантовых переходах. Возбуждение ионов происходит при их столкновениях с электронами, имеющих тепловую скорость $v_e > u$ [2].

Неупругие процессы возбуждения ионов при их столкновениях с электронами характеризуются сечением [6]

$$\sigma_e \sim Z\sigma_0/\varepsilon_e \varepsilon_e, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = 4\pi a^2 = 3 \cdot 10^{-16}$ см 2 , a — боровский радиус, ε_e , ε — энергии возбуждения и средняя тепловая энергия частиц в единицах боровской энергии. Если атом потерял не более половины оболочки, то в пределах точности оценки $\sigma_e \sim Z^{4/3}$. Темп высвечивания энергии с фронта преломленных волн в расчете на один протон равен

$$\varepsilon = -v_e \sigma_e \varepsilon' n_1 f, \quad (3)$$

здесь $f = + \sum X_z \varepsilon_e^{-5/4}$, и сумма берется по всем ионам, создающим излучение в линейчатом спектре, X_z — относительное содержание по числу частиц ионов заряда Z , генерирующих высвечивание.

По данным наблюдений в рентгеновском диапазоне излучений остатки сверхновых содержат значительное количество ионов с зарядом $10 \div 15$. Энергия возбуждения таких ионов в среднем равна $\varepsilon_e = 25$. Если далее принять, что содержание (железа) соответствует нормальному химическо-

му составу, то $X_e = 8 \cdot 10^{-4}$, тогда $f \approx 2 \cdot 10^{-5}$. При этом эффективная длина высвечивания равна $l' = 10^{19}/n'$ см.

4. Кулоновский обмен энергией между ионами и электронами происходит на относительно большом расстоянии, $l_i = \frac{m_i}{m_e} \frac{u}{v_e} l$. Энергия электронного газа теряется при возбуждении ионов, его температура *спадает* в направлении вглубь фронта (полуось $x > 0$), соответственно возрастает электронная концентрация. Радиус экранирования $(kT/4\pi n_i e^2)^{1/2} = 10^5$ см, то есть мал.

Поэтому электрическое поле поляризации вовлекает в процесс сжатия ионы, обеспечивая квазинейтральность среды ($n_i = n_e = n$) и равенство макроскопических скоростей частиц. Скорость газа в системе покоя фронта обозначим $v(x)$.

В рассматриваемых ударных волнах перед протяженной зоной высвечивания находится гораздо более узкая зона релаксации по поступательным степеням свободы частиц, образующая скачок уплотнения. Здесь имеют место обычные газодинамические законы сохранения, в которые входит суммарное давление p электронов и ионов.

В радиационной зоне движение среды описывается уравнением $v \frac{\partial v}{\partial x} = -\partial p / \rho \partial x$; $\rho = n m_i$, которое получается из уравнений движения ионов и электронов путем исключения электрической напряженности и в пренебрежении вязкостью. Воспользовавшись уравнением неразрывности $j = \rho v = \text{const}$, получим следующий интеграл движения:

$$p + j^2 \rho^{-1} = p_0 + j^2 \rho_0^{-1}, \quad (4)$$

индексом нуль здесь отмечены значения при $x = 0 +$, то есть непосредственно за скачком уплотнения на преломленном фронте, где сжатие $x_0 = 10$. Согласно (4) отношение $|d \ln p / d \ln \rho| \sim p_1 / \rho \sim (\gamma - 1)/2 \ll 1$, поскольку в зоне высвечивания, как уже отмечено выше, эффективный показатель адиабаты $\gamma \rightarrow 1$. Поэтому при получении оценок, касающихся структуры радиативного фронта, прежде всего нужно учесть эффекты, обусловленные наличием по его ширине градиентов плотности и температуры частиц. В первом приближении отличием от нуля градиента давления можно пренебречь.

Длины l_{i0}, l'_{i0} , определенные по параметрам плазмы непосредственно за преломленным фронтом ($x=0$), оказываются одного порядка, именно $l_{i0} \sim l'_{i0} \sim 10^{18}$ см. Отсюда следует возможность одновременной релаксации на фронте высвечивания как по обмену энергией между частицами,

так и по радиационным процессам. В соответствии с проведенным анализом указанная релаксация может быть описана уравнениями теплопереноса следующего вида:

$$\begin{aligned} v(x) \frac{dT_i}{dx} &= \frac{T_e - T_i}{\tau_i}, \\ v(x) \frac{dT_e}{dx} &= \varepsilon(x) k^{-1} + \frac{T_i - T_e}{\tau_i}, \end{aligned} \quad (5)$$

причем за фронтом $p \approx \text{const}$, $j = \text{const}$, $\varepsilon(x)$ определяется формулой (3), $\tau_i = l_i/v_i$; $v_i \sim c'$ — скорость звука за фронтом. Электронной теплопроводностью мы пренебрегли в силу выполнения неравенства $l_{ie} \gg l_e v_e$.

Если с целью проведения оценок принять, что темп высвечивания и относительная разность температур $y(x) = (T_i - T_e)/T_{i0}$ достаточно малы, то решение уравнений (4) не представит затруднений и дает

$$y(x) = y_0 \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) + \frac{1 - \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)}{\frac{1}{2} + \frac{v_{i0}}{v_0 \varepsilon_0}}, \quad (6)$$

где $\delta = l_{i0} \left(\frac{2v_{i0}}{v_0} + \frac{\varepsilon_0'}{2} \right)^{-1}$; $\varepsilon_0' = -\varepsilon_0 \tau_{ij} / k T_{i0}$.

Применяя здесь соотношения на ударной адиабате, получим $v_0/v_{i0} = (\gamma - 1/2\gamma)^{1/2} = 0.4$ при $\gamma = 5/3$, а для ширины фронта значение $\delta = 0.2 l_{i0} \approx (2 \div 3) \cdot 10^{17}$ см, которое уменьшается с ростом величины ε_0' . Разность температур асимптотически не стремится к нулю из-за принятого предположения о безостановочном по глубине фронта излучения ($l' \gg l_i$). В обратном случае решение имеет ступенчатый вид: формула (5) применима без изменений в интервале $0 < x < l'$, а при $x > l'$ в ней следует положить $\varepsilon_0' = 0$, и тогда $y(\infty) = 0$. Оценки ширины переходной зоны на фронте высвечивания при этом остаются неизменными и согласующимися с наблюдательными данными.

Длительность образования зоны сжатия (с одновременной релаксацией температуры плазмы) $\delta/u = 10^3$ лет. Следовательно, в относительно молодых остатках сверхновых типа Кассиопеи А формирование волокон еще не завершилось. В частности, температуры ионов и электронов в них, в отличие от волокон старых туманностей, существенно различаются [1]. По мере понижения температуры, высокозарядные ионы рекомбинируют и в высвечивание вовлекаются ионы с меньшим зарядом, что обусловит

дальнейшее сжатие газа, пока температура не снизится до значения $T' = 10^4$ К, при которой еще возможна радиационная релаксация.

Бинарное сжатие α' газа после его прохождения через фронты a ; b' нетрудно определить, исходя из условий непрерывности потоков массы и импульса на этих фронтах и при использовании соотношений (1). Например, при малых значениях α давление газа за фронтами

$$p' = j^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho'} \right), \text{ т.е. определяется обычным соотношением для}$$

адиабаты Гюгонио па одиночном фронте, причем здесь $j = n_1 c_1 g^{1/2}$ — плотность потока массы. Отсюда находим $\alpha' = gT/T' \gg 1$ при $T \gg T'$.

Сформировавшееся вдоль линии пересечения фронтов уплотнение газа, т. е. волокно, перемещается следом за создавшими его ударными фронтами.

Ленинградский политехнический
институт

THE FORMATION OF FILAMENTS IN THE SUPERNOVAE REMNANTS

A. A. RUMYANTSEV

A new mechanism of plasma condensation in the filaments due to shock waves collisions in the expanding shells is considered. It has been found that the electron gas losing energy due to ion excitation and emission behind the refracted fronts is being compressed. The ion-electron energy exchange is investigated. The formula for top gas compression in the formed filaments is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шкловский, *Сверхновые звезды*, Наука, М., 1976.
2. С. Б. Пикельнер, *Изв. Крымской обс.*, 12, 93, 1954.
3. Л. Э. Гуревич, А. А. Румянцев, *Письма АЖ*, 4, 505, 1978.
4. Т. А. Ловинская, *Итоги науки и техники, сер. Астрономия*, под ред. Сюняева Р. А., ВИНТИ, 27, 33, 1983.
5. Р. А. Глатман, А. А. Румянцев, *Журн. техн. физ.*, 46, 373, 1976.
6. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.

УДК: 524.575—36

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИ
УГЛЕРОДА В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

А. Н. АРШУТКИН

Поступила 16 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

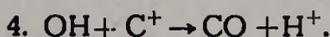
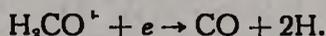
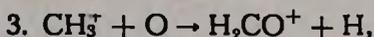
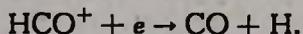
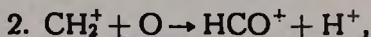
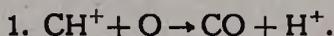
Рассчитаны концентрации атомов и молекул, важных для теплового баланса межзвездных облаков, как функции от оптической толщины для плотностей $10-10^4 \text{ см}^{-3}$ и температур $10-100 \text{ К}$. Основное внимание уделено изменению концентраций C^+ , C и CO . Показано, что при низких температурах $T \leq 30 \text{ К}$ в области $N \sim (1-2) 10^{21} \text{ см}^{-2}$ образуется значительное количество нейтрального углерода. При более высоких температурах формируется мало атомарного углерода. Область эффективного образования окиси углерода слабо зависит от плотности и температуры газа и лежит в узком интервале $N \sim (2-6) 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Возможен небольшой рост содержания CO в условиях диффузных облаков.

При исследовании структуры межзвездного облака необходимо знать концентрации атомов и молекул, участвующих в процессах нагрева и охлаждения. Содержание таких элементов, как C^+ , C , CO , определяет скорость охлаждения в типичных межзвездных облаках. При больших плотностях вклад в охлаждение могут вносить и другие, менее распространенные молекулы: H_2O , OH , HCO^+ . Проблеме межзвездной химии посвящено много работ. Имеется ряд исследований, включающих сотни реакций (см., например, [1, 2]). Много внимания уделено исследованию образования молекул окиси углерода [3, 4]. Но пользоваться этими данными при моделировании строения межзвездного облака трудно в связи с тем, что большинство расчетов выполнено, как правило, для ограниченных физических условий. Поэтому каждая модель облака требует одновременного самосогласованного определения химического состава.

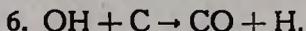
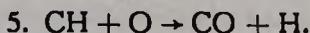
В данной работе приводятся результаты вычислений содержания важных для теплового равновесия атомов и молекул как функции от оптической глубины для широкого интервала плотностей и температур. Основное внимание уделяется балансу между C^+ , C и CO .

Образование окиси углерода в условиях как диффузных, так и плотных межзвездных облаков исследовано достаточно детально. В диффуз-

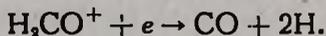
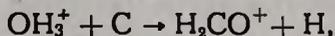
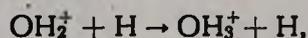
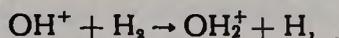
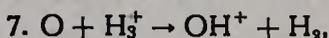
ных облаках синтез СО на поверхности пылинок неэффективен [3]. Основные пути образования молекулы при $n \lesssim 500 \text{ см}^{-3}$ согласно [5] следующие:



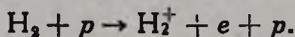
С ростом оптической толщины наряду с 1—4 следует учитывать реакции между нейтральными элементами:



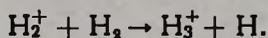
При увеличении плотности ($n \gtrsim 10^3 \text{ см}^{-3}$) и ослаблении потока ультрафиолетового излучения важную роль играют цепочки реакций, связанные с ионом H_3^+ [5]:



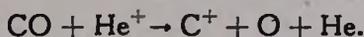
Источником ионизации в отсутствие ультрафиолетового излучения являются космические лучи:



За этой реакцией быстро следует



В наружных областях межзвездного облака молекулы СО и молекулы, через которые образуется СО, быстро разрушаются фотодиссоциацией. В более глубоких слоях следует учитывать разрушение СО ионами гелия:



Ионы He^+ образуются при взаимодействии атомов гелия с космическими лучами.

Для вычислений отобраны 74 реакции с участием H , H^+ , H_2 , H_2^+ , He , He^+ , C , C^+ , O , O_2^+ , N , CO , CH , CH^+ , OH , H_2CO^+ , CH_2^+ , CH_3^+ , OH^+ , OH_2^+ , OH_3^+ , H_2O , NO , CN , CN^+ , NH , HCO^+ . В табл. 1 приведены химические реакции и их скорости.

Скорость фотодиссоциации H_2 зависит от интенсивности межзвездного поля излучения в диапазоне λ 912—1110 А и определяется выражением:

$$\eta(z) = \sum_i k_i h_i \int_0^\infty I(\nu, z) \sigma_i(\nu) d\nu.$$

Здесь k_i — вероятности диссоциации [17], σ_i — сечения возбуждения, $I(\nu, z)$ — интенсивность излучения в частоте ν на глубине z . Остальные скорости фотореакций вычисляются по приближенным формулам согласно [16]. Скорость ионизации космическими лучами принимается равной $5 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Глубина проникновения мягких космических лучей с энергией 2 МэВ соответствует $N \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [18]. Так как в расчетах рассматриваются плотности на луче зрения, превышающие эту величину, учитывается ослабление потока космических лучей при $N > 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Характерные времена рассматриваемых химических процессов не превышают времени существования межзвездных облаков. Наиболее медленный процесс — образование молекулы H_2 имеет характерное время $\approx 10^6$ лет. Время жизни молекулярных облаков по крайней мере на порядок превышает эту величину. Поэтому содержание элементов будем определять из условия химического равновесия.

Система уравнений химического равновесия записывается в виде:

$$\sum_j E_{ij}(\rho, T, z) - \sum_j L_{ij}(\rho, T, z) = 0. \quad (1)$$

Здесь E и L — скорости образования и разрушения j -го элемента, которые в общем случае зависят от плотности ρ , температуры T и глубины z .

Уравнения баланса (1) для всех атомов, ионов и молекул образуют систему нелинейных алгебраических уравнений. Порядок системы может быть уменьшен из того условия, что полное содержание каждого химического элемента должно быть фиксированным и равным космической рас-

ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ И ИХ СКОРОСТИ

| № | | α (см ³ с ⁻¹) | Литература |
|----|-------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------|------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| 1 | $\text{HCO}^+ + e \rightarrow \text{CO} + \text{H}$ | $1.5 \cdot 10^{-5} T^{-0.5}$ | [6] |
| 2 | $\text{H}_2\text{CO}^+ + e \rightarrow \text{CO} + 2\text{H}$ | $6 \cdot 10^{-7}$ | [7] |
| 3 | $\text{CH}^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{H}$ | $1 \cdot 10^{-7}$ | [5] |
| 4 | $\text{CH}_2^+ + e \rightarrow \text{CH} + \text{H}$ | $1 \cdot 10^{-6}$ | [8] |
| 5 | $\text{CH}_3^+ + e \rightarrow \text{CH} + 2\text{H}$ | $3 \cdot 10^{-7}$ | [7] |
| 6 | $\text{OH}_2^+ + e \rightarrow \text{OH} + \text{H}$ | $3 \cdot 10^{-7}$ | [5] |
| 7 | $\text{OH}_3^+ + e \rightarrow \text{OH} + 2\text{H}$ | $1.3 \cdot 10^{-6}$ | [7] |
| 8 | $\text{OH}_3^+ + e \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$ | $6.5 \cdot 10^{-7}$ | [7] |
| 9 | $\text{C}^+ + e \rightarrow \text{C} + h\nu$ | $10^{-11} (12.6 - 2.38 \lg T) / T^{0.5}$ | [5] |
| 10 | $\text{H}_3^+ + e \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$ | $1.5 \cdot 10^{-7}$ | [7] |
| 11 | $\text{H}_2^+ + e \rightarrow \text{H} + \text{H}$ | $5 \cdot 10^{-9}$ | [9] |
| 12 | $\text{OH}^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{H}$ | $3 \cdot 10^{-7}$ | [5] |
| 13 | $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$ | $4.1 \cdot 10^{-7}$ | [7] |
| 14 | $\text{CN}^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{N}$ | $1 \cdot 10^{-6}$ | [1] |
| 15 | $\text{He}^+ + e \rightarrow \text{He} + h\nu$ | $10^{-11} (11.4 - 2.24 \lg T) T^{-0.5}$ | [11] |
| 16 | $\text{H}^+ + e \rightarrow \text{H} + h\nu$ | $10^{-11} (11.4 - 2.24 \lg T) T^{-0.5}$ | [11] |
| 17 | $\text{O}^+ + e \rightarrow \text{O} + h\nu$ | $10^{-11} (12.6 - 2.38 \lg T) T^{-0.5}$ | [5] |
| 18 | $\text{H} + p \rightarrow \text{H}^+ + e + p$ | $1.5 \zeta (\text{с}^{-1})$ | [12] |
| 19 | $\text{He} + p \rightarrow \text{He}^+ + p + e$ | 1.5ζ | [12] |
| 20 | $\text{H}_2 + p \rightarrow \text{H} + \text{H} + p$ | 1.15ζ | [12] |
| 21 | $\text{H}_2 + p \rightarrow \text{H}_2^+ + e + p$ | 2.3ζ | [12] |
| 22 | $\text{H}_2 + p \rightarrow \text{H} + \text{H}^+ + p + e$ | 0.046ζ | [12] |
| 23 | $\text{OH} + \text{C}^+ \rightarrow \text{CO} + \text{H}^+$ | $2 \cdot 10^{-9} (\text{см}^3 \text{с}^{-1})$ | [7] |
| 24 | $\text{NO} + \text{C}^+ \rightarrow \text{CO} + \text{N}^+$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [3] |
| 25 | $\text{NO} + \text{C}^+ \rightarrow \text{NO}^+ + \text{C}$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 26 | $\text{H} + \text{C}^+ \rightarrow \text{CH}^+ + h\nu$ | $5 \cdot 10^{-19} T^{0.5}$ | [11] |
| 27 | $\text{CH} + \text{C}^+ \rightarrow \text{C}_2^+ + \text{H}$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 28 | $\text{H}_2 + \text{C}^+ \rightarrow \text{CH}_2^+ + h\nu$ | $1 \cdot 10^{-16}$ | [1] |
| 29 | $\text{NH} + \text{C}^+ \rightarrow \text{H}^+ + \text{CN}$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 30 | $\text{H}_2 + \text{O}^+ \rightarrow \text{OH}^+ + \text{H}$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 31 | $\text{CO} + \text{He}^+ \rightarrow \text{C}^+ + \text{O} + \text{He}$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 32 | $\text{CN} + \text{He}^+ \rightarrow \text{C}^+ + \text{N} + \text{He}$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 33 | $\text{CO} + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{H}_2$ | $1.4 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 34 | $\text{C} + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{CH}^+ + \text{H}_2$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 35 | $\text{OH} + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{OH}_2^+ + \text{H}_2$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 36 | $\text{O} + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{OH}^+ + \text{H}_2$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |

Таблица 1 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|----|-----------------------------------------------------|-------------------------------------------------|------|
| 37 | $H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$ | $1.95 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 38 | $H + H_2^+ \rightarrow H_2 + H^+$ | $6 \cdot 10^{-10}$ | [1] |
| 39 | $N + H_3^+ \rightarrow N^+ + H_2$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [1] |
| 40 | $OH + H^+ \rightarrow OH^+ + H$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 41 | $CN + H^+ \rightarrow CN^+ + H$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [1] |
| 42 | $NO + H^+ \rightarrow NO^+ + H$ | $1.9 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 43 | $H + H^+ \rightarrow H_2^+ + h\nu$ | $5 \cdot 10^{-24} T^2$ | [13] |
| 44 | $O + H^+ \rightarrow O^+ + H$ | $7 \cdot 10^{-10} \exp(-232/T)$ | [14] |
| 45 | $H_2 + CH^+ \rightarrow CH_2^+ + H$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [1] |
| 46 | $O + CH^+ \rightarrow CO + H^+$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [15] |
| 47 | $N + CH^+ \rightarrow CN + H^+$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [15] |
| 48 | $H + CH_2^+ \rightarrow CH^+ + H_2$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [15] |
| 49 | $H_2 + CH_2^+ \rightarrow CH_3^+ + H$ | $7.2 \cdot 10^{-10}$ | [1] |
| 50 | $O + CH_3^+ \rightarrow H_2CO^+ + H$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [1] |
| 51 | $C + OH_3^+ \rightarrow H_2CO^+ + H$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | [1] |
| 52 | $C + OH_3^+ \rightarrow HCO^+ + H_2$ | $2 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 53 | $H_2 + OH_2^+ \rightarrow OH_3^+ + H$ | $6.1 \cdot 10^{-10}$ | [1] |
| 54 | $H_2 + OH^+ \rightarrow OH_2^+ + H$ | $1.05 \cdot 10^{-9}$ | [7] |
| 55 | $CO + h\nu \rightarrow C + O$ | $5 \cdot 10^{-12} \exp(-3A_\nu)(c^{-1})$ | [16] |
| 56 | $CH + h\nu \rightarrow CH^+ + e$ | $2.89 \cdot 10^{-10} \exp(-2.75A_\nu)$ | [16] |
| 57 | $CH + h\nu \rightarrow C + H$ | $1.4 \cdot 10^{-10} \exp(-1.54A_\nu)$ | [16] |
| 58 | $OH + h\nu \rightarrow O + H$ | $1.5 \cdot 10^{-10} \exp(-3.09A_\nu)$ | [16] |
| 59 | $C + h\nu \rightarrow C^+ + e$ | $1.31 \cdot 10^{-10} \exp(-2.42A_\nu)$ | [16] |
| 60 | $H_2 + h\nu \rightarrow H + H$ | γ | |
| 61 | $NH + h\nu \rightarrow N + H$ | $1 \cdot 10^{-11} \exp(-4A_\nu)$ | [3] |
| 62 | $CN + h\nu \rightarrow C + N$ | $4 \cdot 10^{-11} \exp(-4A_\nu)$ | [3] |
| 63 | $H_2O + h\nu \rightarrow OH + H$ | $3.2 \cdot 10^{-10} \exp(-1.63A_\nu)$ | [16] |
| 64 | $CH + O \rightarrow CO + H$ | $4 \cdot 10^{-11} (\text{см}^3 \text{ с}^{-1})$ | [7] |
| 65 | $CH + N \rightarrow CN + H$ | $4 \cdot 10^{-11}$ | [7] |
| 66 | $OH + C \rightarrow CO + H$ | $4 \cdot 10^{-11}$ | [7] |
| 67 | $OH + N \rightarrow NO + H$ | $5.3 \cdot 10^{-11}$ | [7] |
| 68 | $OH + O \rightarrow O_2 + H$ | $5 \cdot 10^{-11}$ | [10] |
| 69 | $NH + C \rightarrow CN + H$ | $4 \cdot 10^{-11}$ | [7] |
| 70 | $NH + O \rightarrow NO + H$ | $4 \cdot 10^{-11}$ | [7] |
| 71 | $H + H + \text{пыль} \rightarrow H_2 + \text{пыль}$ | $3 \cdot 10^{-18} T^{0.5}$ | [15] |
| 72 | $C + H + \text{пыль} \rightarrow CH + \text{пыль}$ | $1 \cdot 10^{-18} T^{0.5}$ | [15] |
| 73 | $O + H + \text{пыль} \rightarrow OH + \text{пыль}$ | $1 \cdot 10^{-18} T^{0.5}$ | [15] |
| 74 | $N + H + \text{пыль} \rightarrow NH + \text{пыль}$ | $1 \cdot 10^{-18} T^{0.5}$ | [15] |

пространенности. Таким образом, для каждого химического элемента вводится уравнение вида:

$$x_A = \sum_j n_j x(A), \quad (2)$$

где x_A — космическая распространенность элемента A , $x(A)$ — относительное обилие молекул, содержащих n элементов A . К этим уравнениям следует также отнести уравнение баланса заряда:

$$x_e = \sum_j x_j^+.$$

В системе, имеющей N атомов и молекул, число уравнений равновесия становится равным $N_S = N - N_r$, где N_r — число уравнений типа (2). Полагается, что N_S уравнений включают в себя в качестве искомым величин только N_S молекул, так как содержания других молекул могут быть получены из уравнений (2). Полученная система нелинейных алгебраических уравнений представляется как

$$F_i(x_1, x_2, \dots, x_{N_S}) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, N_S. \quad (3)$$

где x_i — содержание i -ой молекулы.

Решение такой системы находится численно методом Ньютона для систем нелинейных алгебраических уравнений. Для численного расчета необходимо задать приближенные значения величин x_i . Начальное распределение искомым величин получаем из уравнений химического равновесия (1), учитывая только наиболее эффективные процессы на глубине $z = 0$. Например, молекулы H_2 в этом случае образуются, главным образом, на пылинках и разрушаются ультрафиолетовым излучением звезд. Учитывая, что $\eta(0) \sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}$, получаем $x(H_2) \simeq 3 \cdot 10^{-8} n T^{0.5}$. Таким образом, найдены выражения для всех учитываемых в расчетах молекулы:

$$x(H) = 1 - 2x(H_2),$$

$$x(H^+) = 5 \cdot 10^{-8} \{ [T^{0.5} (0.6 \cdot x(H) + x(H_2)) / n + 1]^{0.5} + x_C \},$$

$$x_e = x(H^+) + x_C, \quad x(C) = 0.9 x_e / (1.1 \cdot T^{0.5} + 0.9 x_e n),$$

$$x(C^+) = x_C - x(C),$$

$$x(H_2^+) = [2.3 \cdot 10^{-7} x(H_2) + 5 \cdot 10^{-15} \cdot T^2 n x(H) x(H^+)] / [0.6 x(H) + 2x(H_2)] n,$$

$$x(H_3^+) = 0.02 \cdot x(H_2) x(H_2^+) / x_e,$$

$$x(O^+) = 7 \cdot x_o \exp(-232/T) x(H^+) / [20 \cdot x(H_2) + x_e T^{-0.5} + 7 \exp(-232/T) x(H^+)],$$

$$\begin{aligned}
 x(\text{O}) &= x_{\text{O}} - x(\text{O}^+), \quad x(\text{He}^+) = 1.275 \cdot 10^{-7} T^{0.5} / x_e n, \\
 x(\text{He}) &= x_{\text{He}} - x(\text{He}^+), \quad x(\text{N}) = x_{\text{N}}, \quad x(\text{NH}) = 10^{-7} T^{0.5} x(\text{N}) x(\text{H}) n, \\
 x(\text{NO}) &= 0.02 x(\text{O}) x(\text{NH}) / x_e, \quad x(\text{NO}^+) = 7.3 \cdot 10^{-3} x(\text{NO}), \\
 x(\text{CH}_2^+) &= 10^{-7} x(\text{C}^+) x(\text{H}_2) / [x_e + 10^{-3} x(\text{H}) + 7.2 \cdot 10^{-4} x(\text{H})], \\
 x(\text{CH}_3^+) &= 2.4 \cdot 10^{-3} x(\text{H}_2) x(\text{CH}_2^+) / x_e, \quad x(\text{CH}) = 3.3 \cdot 10^3 x_e x(\text{CH}_2^+) n, \\
 x(\text{CH}^+) &= [7 \cdot 10^{-10} x(\text{H}) x(\text{C}^+) n + 2 \cdot 10^{-3} x(\text{CH})] / [x_e n + 0.01 \cdot x(\text{H}_2) n], \\
 x(\text{CN}) &= [2 n x(\text{NH}) x(\text{C}^+) + n x(\text{N}) x(\text{CH}^+)] / [0.04 + x(\text{H}^+) n], \\
 x(\text{CN}^+) &= 10^{-3} \cdot x(\text{H}^+) x(\text{CN}) / x_e, \\
 x(\text{OH}^+) &= 0.02 \cdot x(\text{H}_2) x(\text{O}^+) / (0.01 \cdot x(\text{H}_2) + 3 \cdot x_e), \\
 x(\text{OH}_2^+) &= 0.01 \cdot x(\text{H}_2) x(\text{OH}^+) / (6.1 \cdot 10^{-3} \cdot x(\text{H}_2) + 3 \cdot x_e), \\
 x(\text{OH}_3^+) &= 3 \cdot 10^{-4} \cdot x(\text{H}_2) x(\text{OH}_2^+) / x_e, \quad x(\text{H}_2\text{O}) = 2.2 \cdot 10^3 \cdot x(\text{OH}_3^+) x_e n, \\
 x(\text{OH}) &= [3 \cdot x_e x(\text{OH}_2^+) + 10^{-11} T^{0.5} x(\text{H}) x(\text{O})] / \\
 &\quad [0.02 x(\text{C}^+) + 0.01 \cdot x(\text{H}^+) + 10^{-4} / n], \\
 x(\text{H}_2\text{CO}^+) &= 1.67 \cdot 10^{-3} x(\text{O}) x(\text{CH}_3^+) / x_e, \\
 x(\text{CO}) &= 50 \cdot x(\text{O}) x(\text{CH}^+) n + 100 \cdot x(\text{OH}) x(\text{C}^+) n, \\
 x(\text{HCO}^+) &= 4.2 \cdot 10^{-3} \cdot x(\text{CO}) x(\text{H}_3^+) / x_e.
 \end{aligned}$$

Здесь x_{C} , x_{N} , x_{O} , x_{He} — космические распространенности соответствующих элементов.

В работе распространенность элементов принимается по данным Мортонa [19]: $\text{C}/\text{H} = 7.34 \cdot 10^{-5}$, $\text{O}/\text{H} = 1.76 \cdot 10^{-4}$, $\text{N}/\text{H} = 2.14 \cdot 10^{-5}$, полагая, что часть тяжелых элементов осаждена на пылинки.

Решая систему (3) получаем химический состав для заданных величин плотности n , температуры T и глубины z . Расчеты проведены для однородной изотермической полубесконечной среды. Величины n менялись в пределах 10 — 10^4 см $^{-3}$, температуры — в интервале 10 — 100 К. Для каждого значения n и T химический состав рассчитывался как функция от плотности на луче зрения до $N = 4 \cdot 10^{22}$ см $^{-2}$, что соответствует визуальному поглощению $A_V \approx 25$.

На рис. 1 показана зависимость относительного содержания атомов и молекул от N для $n = 100$ см $^{-3}$ и $T = 50$ К. Доля большинства нейтральных молекул начинает заметно увеличиваться при $N \gtrsim (2 - 4) \cdot 10^{18}$ см $^{-2}$. Величина $x(\text{CO})$ в этой области увеличивается с $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ до $\sim 10^{-7}$, но при дальнейшем росте N выходит на полочку и практически не меняется до $N \sim 10^{21}$ см $^{-2}$. В области $N \sim (1 - 4) \times 10^{21}$ см $^{-2}$ происходит резкое увеличение содержания CO и при $N \gtrsim 4 \cdot 10^{21}$ см $^{-2}$ практически весь углерод связан в молекулы окиси углерода.

Рассмотрим вкратце реакции, определяющие образование СО. При малых оптических толщинах основной вклад вносят ион-молекулярные реакции

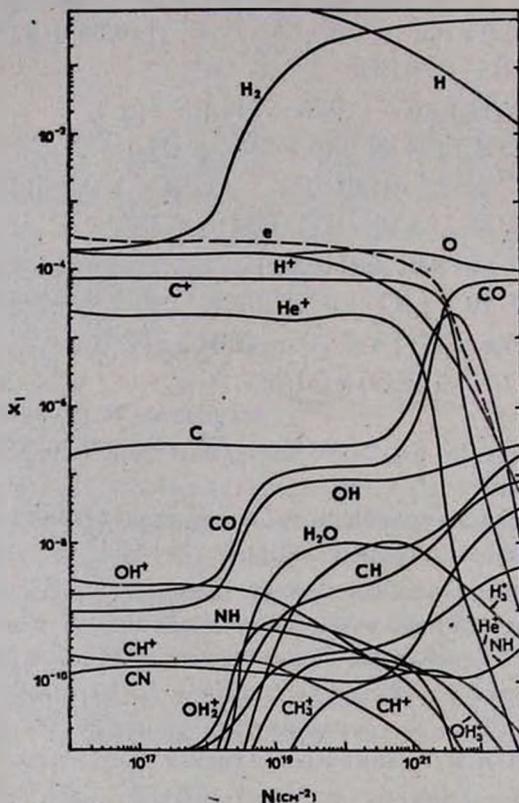
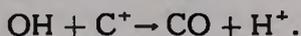
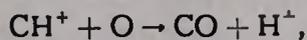
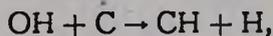


Рис. 1. Содержания атомов и молекул x_i в зависимости от N для $n=100 \text{ см}^{-3}$, $T=50 \text{ К}$.

При $N > 10^{19} \text{ см}^{-2}$ содержание CH^+ уменьшается (см. рис. 1) и основным источником образования СО становится реакция с ОН. При $N \geq (2 - 4) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ с ослаблением потока внешних ионизирующих излучений заметно падает концентрация ионов и основной вклад в образование окиси углерода дают реакции:



Как видим, концентрация CO в значительной степени определяется концентрацией OH.

Содержание большинства нейтральных молекул растет с увеличением N и таких молекул, как OH, H₂O, CH, достигает величины 10^{-7} при $N \geq 10^{23}$ см⁻². Относительная концентрация молекулярных ионов увеличивается при $N \geq 4 \cdot 10^{18}$ см⁻², достигает максимума в области $N \sim 10^{21}$ см⁻² и уменьшается при больших N . Доля молекулярного водорода растет при $N > 2 \cdot 10^{18}$ см⁻² и в области $N > 2 \cdot 10^{20}$ см⁻² молекул H₂ становится больше атомов H.

С точки зрения энергетики межзвездных облаков представляет интерес исследование изменения относительных концентраций C, C⁺, O, CO.

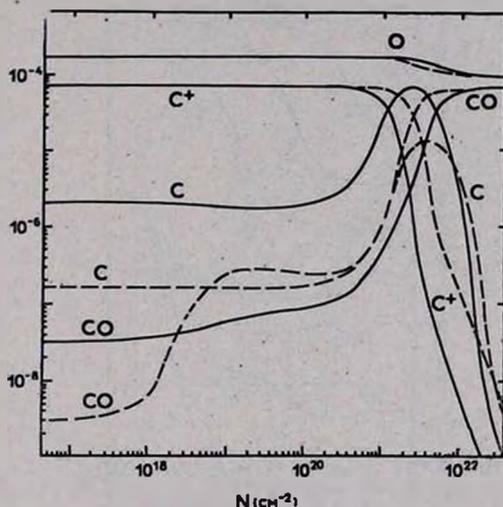


Рис. 2. Изменение содержания C⁺, C и CO в зависимости от N для $n=10^3$ см⁻³, $T=10$ К (сплошные кривые) и для $n=100$ см⁻³, $T=70$ К (пунктирные кривые).

На рис. 2 приведена зависимость содержания этих элементов от плотности на луче зрения для двух случаев: 1) $n=10^3$ см⁻³, $T=10$ К и 2) $n=100$ см⁻³, $T=70$ К. Видно, что до $N \sim 5 \cdot 10^{20} - 10^{21}$ см⁻² углерод в основном находится в ионизованном состоянии. На больших глубинах ($N > 10^{21}$ см⁻²) в результате поглощения ультрафиолетового излучения углерод нейтрализуется. При низких температурах ($T \lesssim 30$ К) в широком диапазоне плотностей в области $N \sim (1-3) \times 10^{21}$ см⁻² выделяется зона нейтрального углерода. При $N \gtrsim 3 \cdot 10^{21}$ см⁻² преобладающим становится доля молекул окиси углерода. Таким образом, при низких температурах можно выделить три зоны: 1) $N \lesssim 10^{21}$ см⁻² — зона ионизованного углерода, 2) $N \sim (1-3) \cdot 10^{21}$ см⁻² —

зона нейтрального углерода, 3) $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ зона молекул окиси углерода.

Однако зона нейтрального углерода не всегда отчетливо выделена. При температурах $T \gtrsim 30 \text{ К}$ непосредственно за зоной C^+ следует зона CO . Граница перехода лежит в области $N \sim (2-4) 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2). Содержание нейтрального углерода в этой области повышается, но не превосходит величины $\sim 10^{-5}$.

Следовательно, только в случае, если температура газа в области $N \sim (1-4) 10^{21} \text{ см}^{-2}$ достаточно низка ($T \sim 10-20 \text{ К}$), зона нейтрального углерода хорошо выделена. В противном случае нейтральный углерод в больших количествах не образуется. Этот вывод справедлив для всего диапазона рассматриваемых плотностей.

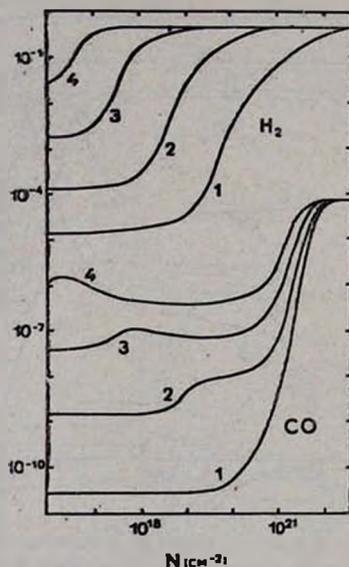


Рис. 3. Содержание CO и H_2 в зависимости от N при $T=30 \text{ К}$ для различных плотностей: 1 — $l=10 \text{ см}^{-3}$, 2 — $l=10^2 \text{ см}^{-3}$, 3 — $l=10^3 \text{ см}^{-3}$, 4 — $l=10^4 \text{ см}^{-3}$.

На рис. 3 приведены зависимости $x(\text{CO})$ и $x(\text{H}_2)$ от N при $T=30 \text{ К}$ для набора плотностей. Видно, что область эффективного образования окиси углерода слабо зависит от l . С ростом плотности от 10 см^{-3} до 10^4 см^{-3} граница, где величина $x(\text{CO})$ становится больше 10^{-5} сдвигается незначительно: с $N \sim 7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ до $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Образование молекулярного водорода, наоборот, заметно зависит от плотности газа.

С ростом температуры газа при заданной плотности молекулы CO образуются в более наружных слоях (рис. 4), но сдвиг по N незначителен.

На малых оптических глубинах, при $N \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ имеется область, где зависимость содержания окиси углерода от температуры заметнее. При $T \sim 10 - 20 \text{ К}$ величина $x(\text{CO})$ практически не меняется с ростом N , вплоть до $N \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ и начинает увеличиваться только на больших глубинах. При температурах $T > 30 \text{ К}$ в области $N \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ происходит заметный рост относительной концентрации CO. Например, при $T = 70 \text{ К}$ содержание окиси углерода в этой области достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{-7}$.

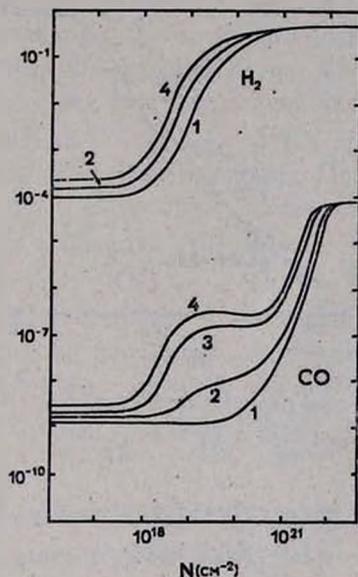


Рис. 4. Содержание CO и H_2 в зависимости от N при $l=100 \text{ см}^{-3}$ для различных температур: 1— $T=10 \text{ К}$; 2— $T=30 \text{ К}$; 3— $T=50 \text{ К}$; 4— $T=70 \text{ К}$.

Таким образом: 1) зона эффективного образования молекул CO лежит в довольно узком интервале $N \sim (2 - 6) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и слабо зависит от плотности и температуры газа. Этот вывод справедлив для $l \sim 10 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 10 - 100 \text{ К}$; 2) при температурах $T > 30 \text{ К}$ происходит заметное образование окиси углерода вплоть до $x(\text{CO}) \sim 10^{-6}$ при $T = 100 \text{ К}$ и $l = 100 \text{ см}^{-3}$ на малых оптических толщинах — $N \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, соответствующих условиям в диффузных облаках.

Сравнение полученных данных с другими работами показывает, в основном, качественное согласие результатов. На рис. 5 приведены зависимости содержания окиси углерода от N в модели облака с градиентом плотности, полученные в настоящих расчетах и вычисленные де Йонгом и др. [10].

Сравним полученные результаты с данными наблюдений. Согласно работам [20, 21] в ряде диффузных облаков обнаружено небольшое количество окиси углерода. В этих облаках величина $N(\text{CO})$ в среднем $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Примем, что характерные величины плотности на луче зрения через все облако N и плотность газа n для диффузных облаков составляют соответственно $\sim 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и $\sim 50 \text{ см}^{-3}$. Тогда для типичного диффузного облака на основе вычисленных результатов получаем $N(\text{CO}) \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

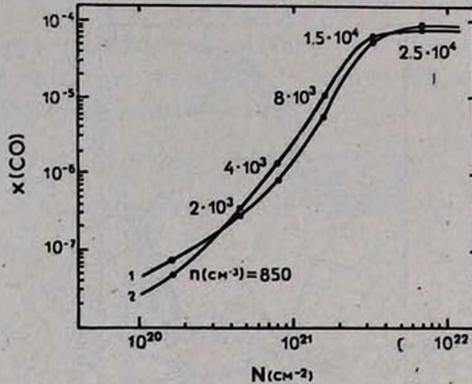


Рис. 5. Зависимость содержания окиси углерода от N в модели облака с градиентом плотности: 1 — полученная в настоящих расчетах; 2 — по работе [10].

В этих же условиях происходит значительный рост содержания молекул OH : при $N \geq 10^{19} \text{ см}^{-2}$ доля OH достигает величины $\sim 10^{-7}$. Образуется гидроксил главным образом путем рекомбинации на поверхности пылинок. Для типичного диффузного облака получаем $N(\text{OH}) \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В работе Диккея и др. [22] для 16 диффузных облаков по наблюдениям OH в линии 18 см получена средняя величина $N(\text{OH}) \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

На основе исследования ряда темных облаков Дикман [23] показал, что для этих облаков в области $1 < A_V < 10$ отношение $N(^{13}\text{CO})/A_V$ постоянно и составляет примерно $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} m^{-1}$. Это означает, что при $A_V > 1$ содержание окиси углерода достигает насыщения и не меняется с дальнейшим ростом оптической толщины. Принимая $\tau(V) = 5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^{-2}$ из условия $A_V > 1$ получаем, что содержание окиси углерода должно достигать насыщения при $N > 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Эта величина хорошо согласуется с расчетной (см., например, рис. 5).

Предполагая, что в плотных межзвездных облаках $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} \approx 90$ [23] и учитывая, что $A_V \approx 1.086 N \tau(V)$, из соотношения

$N(^{13}\text{CO})/A_V \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ м}^{-1}$ получаем $x(^{13}\text{CO}) \approx 7 \cdot 10^{-5}$. Такое содержание окиси углерода примерно соответствует космической распространенности углерода по данным Мортонна [19]. Этот факт свидетельствует в пользу того, что в плотных облаках в областях $A_V > 1$ практически весь углерод в газовой фазе связан в молекулы CO.

В проведенных расчетах не учитывалось образование молекул O_2 , которые могут синтезироваться в большом количестве при больших оптических толщинах и плотностях [10]. Поэтому равновесное содержание атомарного кислорода при $N \geq 10^{22} \text{ см}^{-2}$ может быть меньше, чем получено в расчетах. Однако на содержание молекул CO это не должно оказывать заметного влияния, потому что окись углерода образуется до насыщения в более разреженных и наружных слоях, чем молекула O_2 .

Таким образом, в данной работе на основе численных расчетов получены зависимости содержания C^+ , C, CO, OH и других молекул от плотности газа, температуры и оптической толщины. Показано, что: 1) в условиях диффузных облаков и оболочек молекулярных облаков, при $T > 50 \text{ К}$ и $n \sim 50 \text{ см}^{-3}$, в области $N \geq 10^{19} \text{ см}^{-2}$ происходит небольшой рост содержания молекул CO до $x(\text{CO}) \sim 10^{-6}$; 2) в межзвездных облаках область эффективного образования окиси углерода до насыщения слабо зависит от плотности и температуры газа и лежит в довольно узком интервале $N \sim (2-6) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$; 3) в области $N \sim (1-4) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ основная часть углерода находится в C1. При температурах $T \geq 30-40 \text{ К}$ зона нейтрального углерода выделяется недостаточно четко.

Полученные результаты могут быть использованы при построении моделей межзвездных облаков и расчете интенсивностей и контуров возникающих радиолиний.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

STUDY OF CARBON MONOXIDE FORMATION IN INTERSTELLAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN

The abundance of atoms and molecules which are important in thermal balance of interstellar clouds was calculated as a function of optical depth over the wide range of densities ($10-10^4 \text{ cm}^{-3}$) and temperatures ($10-100 \text{ K}$). Prime attention was given to variations of C^+ , C, and CO concentrations. It has been shown that at low tempera-

tures ($T \lesssim 30$ K) in the range of particle column density $N \sim (1 - 2) 10^{21}$ cm^{-2} the main bulk of carbon is in the form of neutral atomic carbon. But at temperatures greater than 30 K insufficient neutral carbon is formed. The region of complete formation of CO depends slightly on gas density and temperature, and lies in a narrow range of particle column densities $(2 - 6) 10^{21}$ cm^{-2} . Slight increase of CO abundance is possible in diffuse clouds.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Iglesias, Ap. J., 218, 697, 1977.
2. S. S. Prasad, W. T. Huntress Jr. Ap. J. Suppl. ser., 43, 1, 1930.
3. M. Oppenheimer, A. Dalgarno, Ap. J., 200, 419, 1975.
4. Y. P. Viala, C. M. Walmsley, Astron. Astrophys., 50, 1, 1976.
5. H. Suzuki, S. Miki, K. Sato, M. Kiguchi, J. Nakagawa, Progr. Theor. Phys., 56, 1111, 1976.
6. P. M. Mul, J. W. McGowan, Ap. J. Lett., 227, L157, 1979.
7. E. Herbst, W. Klemperer, Ap. J., 185, 505, 1973.
8. A. Dalgarno, M. Oppenheimer, Ap. J., 192, 597, 1974.
9. P. M. Solomon, M. W. Werner, Ap. J., 165, 41, 1971.
10. T. de Jong, A. Dalgarno, W. Boland, Astron. Astrophys., 91, 68, 1980.
11. W. H. Smith, H. S. Liszt, B. L. Lutz, Ap. J., 183, 69, 1973.
12. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 186, 859, 1973.
13. D. R. Bates, M. N. RAS, 3, 303, 1951.
14. G. B. Field, G. Stetgman, Ap. J., 166, 59, 1971.
15. P. A. Aannestad, Ap. J. Suppl. ser., 25, 205, 1973.
16. J. H. Black, A. Dalgarno, Ap. J. Suppl. ser., 34, 405, 1977.
17. A. S. Allison, A. Dalgarno, J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer., 9, 1543, 1969.
18. И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофизика, 28, 79, 1976.
19. D. C. Morton, Ap. J. Lett., 193, L35, 1974.
20. G. R. Knapp, M. Jura, Ap. J., 209, 782, 1976.
21. I. Kazes, J. Crovisier, Astron. Astrophys., 101, 401, 1981.
22. J. M. Dickey, J. Crovisier, I. Kazes, Astron. Astrophys., 98, 271, 1981.
23. L. L. Dickman, Ap. J. Suppl. ser., 37, 407, 1978.

УДК: 52—64+517.955.8

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ФОРМУЛАХ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА
ИЗЛУЧЕНИЯ В ШАРЕ И СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ

А. К. КОЛЕСОВ

Поступила 6 апреля 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Получены интегральные соотношения для интенсивностей излучения в однородных поглощающих и анизотропно рассеивающих сферически симметричных средах. С помощью этих формул и некоторых физических соображений найдены асимптотические формулы для интенсивностей излучения во внешних слоях шара большого оптического радиуса и оптически толстой сферической оболочки. Рассмотрены случаи центрального точечного источника, равномерного распределения источников в рассматриваемых средах и конических источников на внешней граничной поверхности.

1. *Введение.* При практических применениях теории переноса излучения удобно использовать простые асимптотические формулы для различных величин, характеризующих поле излучения в средах больших оптических размеров. Много работ различных авторов посвящено получению таких формул для оптически толстого плоского слоя (см., например, [1, 2]). Однако интересные для практики случаи однородного шара большого оптического радиуса и оптически толстой сферической оболочки рассматриваются лишь в небольшом числе работ. В. В. Соболев [3] и Д. И. Нагирнер [4] нашли асимптотические выражения для функций источников в задачах о шаре и сферической оболочке с центральным точечным источником при изотропном рассеянии. Т. А. Гермогенова [5] исследовала асимптотику интенсивностей излучения в сферической поглощающей и изотропно рассеивающей оболочке, окружающей точечный источник. Недавно В. В. Соболев [6] для случая анизотропного рассеяния получил асимптотические формулы для интенсивностей излучения, выходящего из указанных сред, а также для коэффициента отражения света шаром. В работе автора [7] выведены асимптотические выражения для функций Грина задач теории переноса излучения в шаре большого оптического радиуса со сферически симметричным распределением источников и проведено исследование светового режима во внешних слоях этого шара.

В работе В. В. Соболева [8] было показано, что для вывода асимптотических формул в случае плоского слоя большой оптической толщины

полезно применять интегральные соотношения для интенсивностей излучения. При этом следует использовать то обстоятельство, что структура асимптотических выражений обычно известна из физических соображений и задача сводится к определению некоторых коэффициентов.

В настоящей работе аналогичные интегральные соотношения найдены для шара и для сферической оболочки при произвольных сферически симметричных распределениях источников. Для интенсивностей излучения во внешних слоях рассматриваемых сред и, в частности, интенсивностей выходящего излучения при помощи интегральных соотношений выведены асимптотические формулы, имеющие место при больших значениях оптического радиуса шара или оптической толщины оболочки. Некоторые из этих формул были ранее получены другими методами в работах [6] и [7]. Рассмотрены три случая распределения источников излучения: 1) центральный точечный источник; 2) равномерное распределение источников в среде; 3) конические источники на внешней граничной поверхности среды.

2. *Интегральные соотношения.* Выведем интегральные соотношения, которым удовлетворяют интенсивности излучения в интересующих нас однородных сферически симметричных средах, а именно, в шаре оптического радиуса τ_0 и в оболочке, ограниченной сферическими поверхностями, находящимися на оптических расстояниях τ_1 и τ_0 от геометрического центра ($\tau_1 < \tau_0$).

Оптические свойства вещества этих сред будем характеризовать объемным коэффициентом поглощения α , альбедо однократного рассеяния λ ($0 \leq \lambda \leq 1$) и индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$, где γ — угол рассеяния. Интенсивность излучения, распространяющегося на оптическом расстоянии τ от центра симметрии среды под углом μ к направлению радиуса-вектора, обозначим через $I(\tau, \mu)$. Заметим, что под $I(\tau, \mu)$ мы понимаем полную интенсивность, т. е. сумму интенсивностей диффузного излучения и излучения, поступающего в данную точку среды непосредственно от источников. Будем считать, что распределение источников излучения сферически симметрично и описывается некоторой первичной функцией источников $B_0(\tau, \mu)$.

Как известно (см., например, [9], гл. 7), функция $I(\tau, \mu)$ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + \frac{1 - \mu^2}{\tau} \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \mu} + I(\tau, \mu) - \\ - \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' = B_0(\tau, \mu), \end{aligned} \quad (1)$$

где $p(\mu, \mu')$ — усредненная по азимуту индикатриса рассеяния. В качестве одного из граничных условий для величины $I(\tau, \mu)$ используем условие отсутствия внешнего излучения, падающего на граничную поверхность $\tau = \tau_0$ шара или сферической оболочки, т. е.

$$I(\tau_0, \mu) = 0 \quad \text{при} \quad -1 \leq \mu \leq 0. \quad (2)$$

В случае сферической оболочки в качестве второго граничного условия возьмем равенство

$$I(\tau_1, \mu) = I(\tau_1, -\mu), \quad (3)$$

учитывающее прозрачность внутренней полости оболочки и отсутствие в ней источников излучения. В случае шара на функцию $I(\tau, \mu)$ должно быть наложено условие в начале координат (при $\tau = 0$), которое мы конкретизируем ниже. Отметим, что наличие внешних источников излучения можно принять во внимание путем подходящего выбора функции $B_0(\tau, \mu)$.

Для получения искоемых интегральных соотношений используем сопряженные собственные функции $f_+(\tau, \mu)$ и $f_-(\tau, \mu)$ уравнения переноса излучения в сферически симметричных средах, соответствующие наибольшим по абсолютной величине дискретным собственным значениям

$\nu_1 = \pm \frac{1}{k}$, где $0 \leq k \leq 1$. Эти функции определены в работе [10] и даются формулами

$$f_+(\tau, \mu) = -\sqrt{\frac{\pi k^3}{2\tau}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) P_n(\mu) R_n\left(\frac{1}{k}\right) I_{n+1/2}(k\tau), \quad (4)$$

$$f_-(\tau, \mu) = \sqrt{\frac{k^3}{2\pi\tau}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) P_n(\mu) R_n\left(\frac{1}{k}\right) K_{n+1/2}(k\tau), \quad (5)$$

где $P_n(\mu)$ — полиномы Лежандра, $I_{n+1/2}(k\tau)$ и $K_{n+1/2}(k\tau)$ — модифицированные функции Бесселя 1-го и 3-го рода соответственно, а

$R_n\left(\frac{1}{k}\right)$ — известные полиномы, используемые в теории переноса излучения (см. [1], гл. 5). Величины $f_+(\tau, \mu)$ и $f_-(\tau, \mu)$ являются решениями однородного уравнения переноса

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial f_{\pm}(\tau, \mu)}{\partial \tau} + \frac{1-\mu^2}{\tau} \frac{\partial f_{\pm}(\tau, \mu)}{\partial \mu} - f_{\pm}(\tau, \mu) + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') f_{\pm}(\tau, \mu') d\mu' = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Умножим уравнения (1) и (6) соответственно на $f_{\pm}(\tau, \mu)$ и на $I(\tau, \mu)$, проинтегрируем почленно по μ в пределах от -1 до 1 и сложим получающиеся равенства, тогда после несложных преобразований найдем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \left[\tau^2 \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) f_{\pm}(\tau, \mu) \mu d\mu \right] = \\ = \tau^2 \int_{-1}^1 B_0(\tau, \mu) f_{\pm}(\tau, \mu) d\mu. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение (7) справедливо для любой сферически симметричной среды при произвольном сферически симметричном распределении источников.

Рассмотрим сначала случай шара. Интегрирование уравнения (7), содержащего функцию $f_{+}(\tau, \mu)$, по τ в пределах от 0 до τ и использование дополнительного условия в начале координат

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \tau^2 \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) f_{+}(\tau, \mu) \mu d\mu = 0 \quad (8)$$

приводит к искомому интегральному соотношению:

$$\tau^2 \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) f_{+}(\tau, \mu) \mu d\mu = \int_0^{\tau} t^2 dt \int_{-1}^1 B_0(t, \mu) f_{+}(t, \mu) d\mu. \quad (9)$$

Рассмотрим теперь случай сферической оболочки. Интегрирование (7) по τ в пределах от τ_1 до τ при использовании граничного условия (3) дает следующие интегральные соотношения:

$$\begin{aligned} \tau^2 \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) f_{\pm}(\tau, \mu) \mu d\mu - \tau_1^2 \int_{-1}^1 I(\tau_1, \mu) [f_{\pm}(\tau_1, \mu) - \\ - f_{\pm}(\tau_1, -\mu)] \mu d\mu = \int_{\tau_1}^{\tau} t^2 dt \int_{-1}^1 B_0(t, \mu) f_{\pm}(t, \mu) d\mu. \end{aligned} \quad (10)$$

Отметим, что уравнения (9) и (10) справедливы и при $\tau = \tau_0$. В этом случае необходимо принять во внимание граничное условие (2).

Соотношения (9) и (10) для шара и сферической оболочки аналогичны интегральным соотношениям для полубесконечной среды и плоского слоя, выведенным в работе В. В. Соболева [8].

3. *Асимптотическая форма интегральных соотношений.* В дальнейшем мы используем интегральные соотношения (9) и (10) для получения асимптотических выражений, описывающих интенсивности излучения во внешних слоях шара большого оптического радиуса ($\tau_0 \gg 1$) и оптически толстой сферической оболочки достаточно малой кривизны ($\tau_0 \gg \tau_1 \gg 1$). Повтому перепишем эти соотношения в асимптотической форме, справедливой при $\tau_0 \gg 1$ и при $\tau_1 \gg 1$ (если $\tau_1 \neq 0$). Для этого воспользуемся выражениями для функций $f_+(\tau, \mu)$ и $f_-(\tau, \mu)$, найденными в работе [10]:

$$f_+(\tau, \mu) \sim -\frac{\lambda k}{2\tau} [i(\mu) - i(-\mu) e^{-2k\tau}] e^{k\tau}, \quad \tau \gg 1, \quad (11)$$

$$f_-(\tau, \mu) \sim \frac{\lambda k}{2\tau} i(-\mu) e^{-k\tau}, \quad \tau \gg 1, \quad (12)$$

где $i(\mu)$ — функция, определяющая угловое распределение интенсивности излучения в глубоких слоях полубесконечной среды, освещенной параллельными лучами (см. [11]).

Подстановка (11) в (9) дает асимптотическое интегральное соотношение для шара, выполняющееся при $\tau \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$:

$$\begin{aligned} & \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) i(\mu) \mu d\mu - e^{-2k\tau} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) i(-\mu) \mu d\mu = \\ & = -\frac{2}{\lambda k} \frac{e^{-k\tau}}{\tau} \int_0^\tau t^2 dt \int_{-1}^1 B_0(t, \mu) f_+(t, \mu) d\mu. \end{aligned} \quad (13)$$

Вводя выражения (11) и (12) в формулу (10) и исключая из получающихся равенств члены, содержащие $I(\tau_1, \mu)$, приходим к асимптотическому интегральному соотношению для сферической оболочки, справедливому при условии, что $\tau_1 \gg 1$:

$$\begin{aligned} & \tau e^{k(\tau-\tau_1)} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) i(\mu) \mu d\mu + \tau e^{-k(\tau-\tau_1)} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) i(-\mu) \mu d\mu = \\ & = \int_{\tau_1}^\tau t dt \int_{-1}^1 B_0(t, \mu) [i(\mu) e^{k(t-\tau_1)} + i(-\mu) e^{-k(t-\tau_1)}] d\mu. \end{aligned} \quad (14)$$

Отметим, что соотношения (13) и (14) верны при любых сферически симметричных распределениях источников в изучаемых средах.

4. Асимптотический вид выражений для интенсивностей излучения. Световой режим во внешних слоях шара большого оптического радиуса ($\tau_0 \gg 1$) и сферической оболочки большой оптической толщины ($\tau_0 - \tau_1 \gg 1$) близок к световому режиму в соответствующих слоях оптически толстого слоя. Поэтому структура асимптотических формул для интенсивностей излучения $I(\tau, \mu)$ во всех перечисленных средах совпадает с точностью до некоторых коэффициентов, которые могут зависеть от τ . Это обстоятельство позволяет нам воспользоваться известными (см. [1], гл. 3) асимптотическими выражениями для случая плоского слоя и искать аналогичные выражения для случаев шара и сферической оболочки в той же форме. При этом неизвестные коэффициенты можно определить, используя интегральные соотношения (13) и (14).

В соответствии с вышеизложенным будем считать, что в случае центрального точечного источника в шаре или сферической оболочке

$$I(\tau, \mu) = \gamma_1(\tau) I_M(\tau_0 - \tau, \mu), \quad (15)$$

при равномерном распределении источников в этих средах, когда $B_0(\tau, \mu) = B_0 = \text{const}$,

$$I(\tau, \mu) = \bar{I}(\tau, \mu) - \gamma_2(\tau) I_M(\tau_0 - \tau, \mu), \quad (16)$$

а коэффициенты отражения $\rho_s(\mu, \mu_0)$ света от шара или сферической оболочки представляются в виде

$$\rho_s(\mu, \mu_0) = \rho(\mu, \mu_0) - \gamma_3(\tau_0) u(\mu) u(\mu_0), \quad (17)$$

где μ_0 — косинус угла между направлением распространения внешнего излучения и внутренней нормалью к поверхности среды. В формулах (15) — (17) $I_M(\tau_0 - \tau, \mu)$ и $\bar{I}(\tau_0 - \tau, \mu)$ — интенсивности излучения в плоской полубесконечной среде в задаче Милна и в задаче о равномерном распределении источников соответственно, $\rho(\mu, \mu_0)$ — коэффициент отражения света от этой среды,

$$u(\mu) = I_M(0, \mu), \quad (18)$$

а $\gamma_1(\tau)$, $\gamma_2(\tau)$ и $\gamma_3(\tau_0)$ — подлежащие определению коэффициенты.

В дальнейшем нам будут необходимы интегральные соотношения для величин $I_M(\tau_0 - \tau, \mu)$ и $\bar{I}(\tau_0 - \tau, \mu)$, а именно,

$$2 \int_{-1}^1 I_M(\tau_0 - \tau, \mu) i(\mu) \mu d\mu = e^{k(\tau_0 - \tau)}, \quad (19)$$

$$2 \int_{-1}^1 I_M(\tau_0 - \tau, \mu) i(-\mu) \mu d\mu = Ne^{-k(\tau_0 - \tau)}, \quad (20)$$

$$\int_{-1}^1 \bar{I}(\tau_0 - \tau, \mu) i(\mu) \mu d\mu = \frac{2B_0}{\lambda k}, \quad (21)$$

$$\int_{-1}^1 \bar{I}(\tau_0 - \tau, \mu) i(-\mu) \mu d\mu = -\frac{2B_0}{\lambda k} + \frac{aMB_0}{2(1-i)} e^{-k(\tau_0 - \tau)}, \quad (22)$$

где

$$N = 2 \int_0^1 u(\mu) i(-\mu) \mu d\mu, \quad M = 2 \int_{-1}^1 i^2(\mu) \mu d\mu, \quad a = 2 \int_0^1 u(\mu) \mu d\mu. \quad (23)$$

Соотношения (19) — (22) следуют из формул, полученных в работе В. В. Соболева [8].

В следующих разделах данной работы мы найдем окончательный вид искоемых асимптотических формул при каждом из исследуемых распределений источников в шаре и сферической оболочке.

5. *Точечный источник в центре шара.* Пусть однородный шар освещается находящимся в его центре ($\tau = 0$) изотропным точечным источником мощности L . Тогда первичная функция источников дается выражением:

$$B_0(\tau, \mu) = \frac{La^2}{8\pi^2\tau^2} \delta(\tau) \delta(\mu - 1). \quad (24)$$

Подставляя (15) и (24) в интегральное соотношение (13) и используя формулы (19) и (20), находим, что

$$\gamma_1(\tau) (1 - Ne^{-2k\tau_0}) = -\frac{La^2}{2\pi^2\lambda k} f_+(0, 1) \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau}. \quad (25)$$

Выражение (4) дает, что

$$f_+(0, 1) = -k^2, \quad (26)$$

следовательно, согласно (15), (25) и (26),

$$I(\tau, \mu) \sim \frac{La^2 k}{2\pi^2\lambda} \frac{I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau}, \quad \tau \gg 1. \quad (27)$$

Асимптотическая формула (27) другим способом была получена ранее в работе [7]. При $\tau = \tau_0$ из (27) вытекает асимптотическое выражение для интенсивности $I(\tau_0, \mu)$ выходящего из шара излучения, найденное В. В. Соболевым [6].

6. Точечный источник в геометрическом центре сферической оболочки. Если в центре сферической оболочки находится изотропный точечный источник мощности L , то его излучение, распространяясь по направлению радиуса — вектора, падает на внутреннюю граничную поверхность $\tau = \tau_1$ оболочки, так что первичная функция источников $B_0(\tau, \mu)$ в этом случае имеет вид:

$$B_0(\tau, \mu) = \frac{La^2}{8\pi^2\tau^2} \delta(\tau - \tau_1) \delta(\mu - 1). \quad (28)$$

Подстановка (15) и (28) в (14) и использование соотношений (19) и (20) приводит к следующему выражению для величины $\gamma_1(\tau)$, справедливому при $\tau \gg \tau_1 \gg 1$,

$$\gamma_1(\tau) (1 + Ne^{-2k\tau_0}) = \frac{La^2}{4\pi^2} [i(1) + i(-1)] \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau\tau_1}. \quad (29)$$

Из формул (15) и (29) вытекает асимптотическое выражение для интенсивности излучения во внешних слоях сферической оболочки:

$$I(\tau, \mu) \sim \frac{La^2}{4\pi^2} [i(1) + i(-1)] \frac{I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 + Ne^{-2k\tau_0}} \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau\tau_1}, \quad \tau \gg \tau_1 \gg 1. \quad (30)$$

При $\tau = \tau_0$ из (30) следует полученная В. В. Соболевым [6] асимптотическая формула для интенсивности $I(\tau_0, \mu)$ излучения, выходящего из оболочки.

7. Равномерное распределение источников в шаре. Когда $B_0(\tau, \mu) = B_0$, то, используя соотношения (21) и (22), а также получающуюся из выражения (4) формулу

$$\int_{-1}^1 f_+(\tau, \mu) d\mu = -\frac{k}{\tau} (e^{k\tau} - e^{-k\tau}), \quad (31)$$

из (13) и (16) находим, что

$$\gamma_2(\tau) (1 - Ne^{-2k\tau_0}) = \frac{4B_0}{\lambda k^2\tau} [e^{-k(\tau_0-\tau)} - e^{-k(\tau_0+\tau)}] - \frac{aMB_0}{1-\lambda} e^{-2k\tau_0}, \quad (32)$$

следовательно,

$$I(\tau, \mu) \sim \bar{I}(\tau_0 - \tau, \mu) - \left[\frac{4}{\lambda k^2\tau} (e^{k\tau} - e^{-k\tau}) - \frac{aM}{1-\lambda} e^{-k\tau_0} \right] \frac{B_0 I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} e^{-k\tau_0}, \quad \tau \gg 1. \quad (33)$$

Полагая в (33) $\tau = \tau_0$ и принимая во внимание (18), приходим к асимптотической формуле для интенсивности $I(\tau_0, \mu)$ излучения, выходящего из шара с равномерно распределенными источниками, а именно,

$$I(\tau_0, \mu) \sim \bar{I}(0, \mu) - \left[\frac{4}{\lambda k^2 \tau_0} (1 - e^{-2k\tau_0}) - \frac{aM}{1 - \lambda} e^{-2k\tau_0} \right] \frac{B_0 u(\mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}, \quad (34)$$

$$\tau_0 \gg 1.$$

В частности при $k\tau_0 \gg 1$

$$I(\tau_0, \mu) \sim \bar{I}(0, \mu) - \frac{4B_0}{\lambda k^2 \tau_0} u(\mu), \quad (35)$$

а при $k\tau_0 \ll 1, \tau_0 \gg 1$

$$I(\tau_0, \mu) \sim \frac{4}{3} B_0 \tau_0 u_0(\mu). \quad (36)$$

В формуле (36) под $u_0(\mu)$ подразумеваются значения функции $u(\mu)$ при чистом рассеянии (т. е. при $\lambda = 1, k = 0$).

8. *Равномерное распределение источников в сферической оболочке.* В случае сферической оболочки при $B_0(\tau, \mu) = B_0$ из формул (14), (16), (21) и (22) следует, что при $\tau \gg \tau_1 \gg 1$ коэффициент $\gamma_2(\tau)$ определяется следующим выражением:

$$\gamma_2(\tau) (1 + Ne^{-2k\tau_0}) = \frac{4B_0}{\lambda k^2 \tau} (e^{k\tau} + e^{-k\tau} - 2) e^{-k\tau_0} + \frac{aMB_0}{1 - \lambda} e^{-2k\tau_0}, \quad (37)$$

следовательно, для интенсивности излучения $I(\tau, \mu)$ получается такая асимптотическая формула:

$$I(\tau, \mu) \sim \bar{I}(\tau_0 - \tau, \mu) - \left[\frac{4}{\lambda k^2 \tau} (e^{k\tau} + e^{-k\tau} - 2) + \frac{aM}{1 - \lambda} e^{-k\tau_0} \right] \frac{B_0 I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 + Ne^{-2k\tau_0}} e^{-k\tau_0}, \quad \tau \gg \tau_1 \gg 1. \quad (38)$$

Полагая в (38) $\tau = \tau_0$ и принимая во внимание (18), можно написать и соответствующее выражение для $I(\tau_0, \mu)$. В частности, при $k\tau_0 \gg 1$

$$I(\tau_0, \mu) \sim \bar{I}(0, \mu) - \frac{4B_0}{\lambda k^2 \tau_0} u(\mu), \quad (39)$$

а при $k\tau_0 \ll 1, \tau_0 \gg 1$

$$I(\tau_0, \mu) \sim \frac{4}{3} B_0 \tau_0 u_0(\mu). \quad (40)$$

9. Коэффициент отражения света от шара. Пусть однородный шар освещается коническими точечными источниками мощности L , равномерно распределенными с единичной поверхностной плотностью по его граничной поверхности $\tau = \tau_0$ и излучающими под углом $\pi - \arccos \mu_0$ ($0 \leq \mu_0 \leq 1$) к направлению радиуса-вектора при всех значениях азимута. В рассматриваемом случае функция $B_0(\tau, \mu)$ равна

$$B_0(\tau, \mu) = \frac{L\alpha^2}{8\pi^2\tau^3} \delta(\tau - \tau_0) \delta(\mu + \mu_0). \quad (41)$$

Изучение такого распределения источников позволяет нам найти коэффициент отражения $\rho_s(\mu, \mu_0)$ света от шара, определяемый соотношением (см. [5]):

$$I(\tau_0, \mu) = \frac{L\tau^3}{4\pi^2\tau_0^2} \rho_s(\mu, \mu_0), \quad (42)$$

где $I(\tau_0, \mu)$ — интенсивность излучения, выходящего из шара, освещенного рассматриваемыми коническими источниками.

Подставляя (17) и (41) в (13) при $\tau = \tau_0$ и используя известные (см., например, [1], гл. 2) соотношения

$$2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu_0) i(\mu) \mu d\mu = i(-\mu_0), \quad (43)$$

$$2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu_0) i(-\mu) \mu d\mu = i(\mu_0) - M_{ii}(\mu_0), \quad (44)$$

найдем выражение для величины $f_3(\tau_0)$. Вводя это выражение в (17), получим асимптотическую формулу для коэффициента отражения света от шара:

$$\rho_s(\mu, \mu_0) \sim \rho(\mu, \mu_0) - \frac{Me^{-2k\tau_0}}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} u(\mu) u(\mu_0), \quad \tau_0 \gg 1. \quad (45)$$

Формула (45) была получена ранее другим способом В. В. Соболевым [6].

10. Коэффициент отражения света от сферической оболочки. Рассматривая сферическую оболочку, освещенную коническими источниками, равномерно распределенными по ее внешней граничной поверхности $\tau = \tau_0$, можно так же, как и в случае шара, определить коэффициент отражения $\rho_s(\mu, \mu_0)$ света от оболочки. Величина $\rho_s(\mu, \mu_0)$ и в этом случае дается

формулой (42), но под $I(\tau_0, \mu)$ теперь подразумевается интенсивность излучения, выходящего из исследуемой оболочки.

Подстановка (17) и (41) в (14) при $\tau = \tau_0$ приводит нас к следующей асимптотической формуле для коэффициента отражения:

$$r_2(\mu, \mu_0) \sim r(\mu, \mu_0) - \frac{Me^{-2k_0}}{1 + Ne^{-2k_0}} u(\mu) u(\mu_0), \quad \tau_0 \gg \tau_1 \gg 1. \quad (46)$$

Применяемый в настоящей работе метод получения асимптотических формул при помощи интегральных соотношений (13) для шара и (14) для сферической оболочки может быть использован и при других сферически симметричных распределениях источников излучения.

Ленинградский государственный
университет

ON ASYMPTOTIC FORMULAE OF THE THEORY OF RADIATION TRANSFER IN A SPHERE AND A SPHERICAL ENVELOPE

A. K. KOLESOV

Integral constraints for the radiation intensities in homogeneous absorbing and anisotropically scattering media with radial symmetry are obtained. Asymptotic formulae for the radiation intensities in the outer layers of a sphere of the large optical radius and an optically thick spherical envelope are found by means of the integral constraints and physical considerations. Cases of a central point source, uniformly distributing sources and conic sources on the outer boundary surface of the media are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
2. H. C. van de Hulst, Multiple Light scattering: Tables, Formulas and Applications, Acad. press, New York, 1980.
3. В. В. Соболев, в сб. «Кинематика и динамика звездных систем и физика межзвездной среды», Наука, Алма-Ата, 1965, стр. 285.
4. Д. И. Назирнер, Труды АО ЛГУ, 22, 66, 1965.
5. Т. А. Гермогенова, Астрофизика, 2, 251, 1966.
6. В. В. Соболев, ДАН СССР, 273, 573, 1983.
7. А. К. Колесов, Астрофизика, 21, 309, 1984.
8. В. В. Соболев, Астрофизика, 20, 123, 1984.
9. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
10. А. К. Колесов, Астрофизика, 20, 133, 1984.
11. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.

УДК 523.62—726

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН АЛЬФВЕНА В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, Ф. А. КОСТАНЫАН

Поступила 29 ноября 1983

Принята к печати 25 июня 1984

Рассмотрено излучение альфвеновских волн при пересечении контактными разрывами плазмы солнечного ветра плотного потока космических лучей. Показано, что спектральное распределение плотности энергии излучения качественно и количественно совпадает с данными наблюдений.

1. *Введение.* Анализ огромного количества записей спектров магнитного поля и скорости плазмы, сделанных на космических аппаратах в различных точках межпланетного пространства, убедительно указывает на существование плоских альфвеновских волн (альфвеновские флуктуации) в космической плазме [1]. При этом отождествление волн Альфвена произошло как по соотношению между флуктуациями магнитного поля и скорости, характерному для альфвеновских волн, так и по направлениям магнитных флуктуаций относительно направления среднего крупномасштабного магнитного поля. Из этих записей следует, что спектральное распределение плотности энергии W_f наблюдаемых плоских синусоидальных альфвеновских волн имеет вид

$$W_f \sim f^{-\nu}, \quad 1.5 \leq \nu \leq 2.2 \quad (1)$$

для частот f , лежащих в интервале

$$4 \cdot 10^{-2} \text{ Гц} > f > 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Гц}. \quad (2)$$

В то же время, как известно [1], альфвеновские волны с длиной $\lambda \approx \approx 10^6$ км и с амплитудой $h_{AV} = 0.1 B_0$ (B_0 — величина среднего крупномасштабного магнитного поля) за время своего линейного затухания могут переноситься солнечным ветром на расстояния порядка 1 а. е. Поэтому наблюдаемые достаточно длинные альфвеновские волны могут генерироваться на Солнце или в его непосредственной близости. Волны же Альфвена с длиной $\lambda \approx 10^3$ км затухают быстрее и распространяются на рас-

стояния порядка 50—100 л. Эти оценки показывают, что короткие альфвеновские волны, которым для их характерных фазовых скоростей в межпланетной плазме соответствует большая часть частотного интервала (2), должны генерироваться вблизи места наблюдения. В настоящее время, однако, нет какой-либо убедительной теоретической модели, описывающей генерацию коротких альфвеновских волн со спектральным распределением энергии (1).

Как известно, законы сохранения массы, импульса и энергии, взятые совместно с граничными условиями для векторов электромагнитного поля, в рамках гидродинамического описания допускают существование в среде четырех типов МГД-разрывов: контактных, тангенциальных, вращательных и ударных волн [2, 3]. Такие разрывы, наличие которых в космической плазме достоверно установлено, существенно влияют на поведение космических лучей в межпланетном пространстве [1, 2]. С другой стороны, «облако» быстрых заряженных частиц (плотные космические лучи) при взаимодействии с разрывами должно, в свою очередь, влиять на поведение космической плазмы по обе стороны от разрывов. Исследованию такого действия космических лучей до настоящего времени уделялось мало внимания, хотя оно может оказаться одним из механизмов генерации альфвеновских флуктуаций в космической плазме [4].

Отметим, что в работах [5] рассмотрено возбуждение альфвеновских волн на контактном разрыве плазмы солнечного ветра за счет диффузии и ускорения ионов плазмы на фронте разрыва и объяснен ряд наблюдательных данных относительно энергетического спектра ионов на разрыве, зависимость интенсивности от расстояния от фронта и т. п.

Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение генерации альфвеновских волн, которая имеет место при пересечении космическими лучами устойчивого контактного разрыва, переносимого солнечным ветром, и сравнение характеристик излучения с данными наблюдений. Именно, мы покажем, что при взаимодействии плотного потока космических лучей с контактными разрывом плазмы солнечного ветра имеет место переходное излучение плоских синусоидальных альфвеновских волн, частотное распределение энергии которых в областях до и после разрыва имеет вид степенной функции (1) с показателем $\gamma = 2$, и приведем численные оценки, показывающие, что наблюдаемые флуктуации магнитного поля в межпланетном пространстве могут возбуждаться за счет механизма переходного излучения.

2. Будем описывать плазму солнечного ветра самосогласованной системой линейных уравнений магнитной гидродинамики для идеально проводящей среды ($\sigma \rightarrow \infty$, где σ — проводимость), с учетом внешних токов $\vec{j}_0(r, t)$, которую можно записать в виде [2, 3]:

$$\frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} = c_s^2 \text{grad div } \vec{v} + c_A^2 [\text{rot rot} [\vec{v} \times \hat{e}_m] \times \hat{e}_m] - \frac{B_0}{\rho_0 c} \left[\frac{\partial j_0(\vec{r}, t)}{\partial t} \times \hat{e}_m \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = B_0 \text{rot} [\vec{v}, \hat{e}_m], \quad (4)$$

где c_s — скорость звука, $c_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ — скорость Альфвена, ρ_0 — невозмущенная массовая плотность, $\hat{e}_m = \frac{\vec{B}_0}{B_0} = \hat{e}_z$ — единичный вектор в направлении крупномасштабного среднего магнитного поля, \vec{v} — возмущение массовой скорости плазмы, \vec{h} — возмущение магнитного поля в ней.

Предположим, что в космической плазме имеется устойчивый контактный разрыв, переносимый солнечным ветром вдоль направления фонового поля B_0 со скоростью v_B . При этом для параметров плазмы на разрыве имеют место соотношения [2, 3]

$$\{\vec{h}\} = 0, \quad \{p\} = 0, \quad \{\vec{v}\} = 0, \quad B_{01} = B_{02}, \quad \rho_{01} \neq \rho_{02}. \quad (5)$$

Пусть, далее, плотные космические лучи, состоящие из релятивистских заряженных частиц, движутся со скоростью $\hat{e}_x \beta c$, т. е. перпендикулярно направлению \vec{B}_0 . С учетом движения контактного разрыва, плотность внешних токов, создаваемых «облаком» космических лучей, можно записать в виде

$$\vec{j}_0(\vec{r}, t) = q\hat{v}(z + v_B t) [\hat{e}_x \beta c + \hat{e}_z v_B], \quad (6)$$

где q — поверхностная плотность заряда «облака».

Система уравнений (3), (4) с плотностью тока в виде (6), с учетом граничных условий (5) позволяет определить поля возмущений скоростей \vec{v} и магнитного поля \vec{h} при пересечении потока плотных космических лучей контактным разрывом.

3. Для решения поставленной задачи введем безразмерные переменные

$$\tilde{z} = \frac{z}{\lambda^*}, \quad \tilde{t} = \frac{c_A}{\lambda^*} t, \quad \tilde{v} = \frac{v}{c_A}, \quad \tilde{h} = \frac{h}{B_0}. \quad (7)$$

где λ^* — характерная длина коротких альфвеновских волн, c_A — их скорость в плазме перед контактным разрывом. Тогда система уравнений (3)—(4) для возмущений магнитного поля и скорости в плазме перед контактным разрывом (индекс 1) и за разрывом (индекс 2) с учетом (6) примет простой вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)v_y^{(1)} = \frac{4\pi q}{B_0} \frac{\partial}{\partial t} \delta(z + M_A t), \quad \frac{\partial h_y^{(1,2)}}{\partial t} = \frac{\partial v_y^{(1,2)}}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \beta_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)v_y^{(2)} = \frac{4\pi q \beta_A^2}{B_0} \frac{\partial}{\partial t} \delta(z + M_A t). \quad (8)$$

Здесь тильда над безразмерными величинами опущена и введены обозна-

$$\text{чения: } \beta_A = \frac{c_{A2}}{c_{A1}}, \quad M_A = \frac{v_B}{c_A}.$$

Систему уравнений (7), (8) дополним граничными условиями, вытекающими из соотношений (5):

$$v_y^{(1)} = v_y^{(2)}|_{z=0}, \quad h_y^{(1)} = h_y^{(2)}|_{z=0}. \quad (9)$$

Для нахождения спектральных характеристик полей возмущений магнитного поля и скорости плазмы солнечного ветра воспользуемся преобразованием Фурье. Далее найдем решения уравнений для фурье-компонент возмущений скоростей и магнитного поля в виде суммы полей, связанных с источником (6), и свободных полей излучения. Неизвестные амплитуды последних находим из граничных условий (9) и для возмущений магнитных полей h_ω по обе стороны от контактного разрыва окончательно получаем следующие выражения:

$$h_\omega^{(1)}(z, t) = \frac{2q\beta M_A^2(1 - \beta_A) \sin[\omega(z - t)]}{B_0\omega(M_A^2 - 1)(M_A + \beta_A)}, \quad (10)$$

$$h_\omega^{(2)}(z, t) = -\frac{2q\beta(1 - \beta_A)M_A^2 \sin\left[\omega\left(\frac{z}{\beta_A} + t\right)\right]}{B_0\omega(M_A - 1)(M_A^2 - \beta_A^2)}. \quad (11)$$

Как это видно из приведенных формул, зависимость альфвеновских возмущений магнитного поля плазмы имеет гармонический характер, что согласуется с данными наблюдений [1].

Найдем теперь энергию излучаемых альфвеновских волн, которую определим как

$$W_h^{(1,2)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_{0, -\infty}^{\infty, 0} \frac{[h^{(1,2)}(z, t)]^2}{4\pi} dz. \quad (12)$$

Несложные вычисления приводят к следующим выражениям для частотного распределения энергии альфвеновских волн в областях до и после разрыва:

$$W_h^{(1)}(\omega) = \frac{4\pi q^2 \beta_A^2 M_A^4 (1 - \beta_A)^2}{B_0^2 (M_A^2 - 1)^2 (M_A + \beta_A)^2} \frac{1}{\omega^2}, \quad (13)$$

$$W_h^{(2)}(\omega) = \frac{4\pi q^2 \beta_A (1 - \beta_A)^2 M_A^4}{B_0^2 (M_A - 1)^2 (M_A^2 - \beta_A^2)^2} \frac{1}{\omega^2}. \quad (14)$$

Таким образом, спектральная плотность энергии переходного излучения альфвеновских волн, возбуждаемых источником (6), качественно совпадает с наблюдаемой, при этом в выбранной нами модели значение показателя ν в формуле (1) оказывается равным двум.

4. Для количественных оценок проведем анализ величин магнитного возмущения (10), (11) для характерных значений параметров M_A , B_0 и q .

Для значений $M_A \gg 1$ величины излучаемых в виде магнитных возмущений полей $h_R \sim \frac{2q\beta_A \Delta\beta_A}{B_0 M_A}$, $|h_R| \ll 1$.

Для значений же $M_A \ll 1$ имеем оценки

$$h_R^{(1)} \sim -\frac{2q\beta_A \Delta\beta_A M_A^2}{B_0 \beta_A} \quad \text{и} \quad h_R^{(2)} \sim -\frac{2q\beta_A \Delta\beta_A M_A^2}{B_0 \beta_A^2}.$$

Если же $M_A \sim 1$, то, как видно из формул (10), (11), выражения для полей альфвеновских возмущений имеют особенность, появляющуюся за счет «черенковского» механизма излучения. Проведенный анализ указывает на то, что эффективное возбуждение альфвеновских волн за счет механизма переходного излучения на контактом разрыве плазмы солнечного ветра будет иметь место при скоростях пересечения разрыва $M_A \gg 1$. В этом случае для межпланетных полей $B_0 \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ Гс, при значениях параметров $\beta \sim 1$, $\Delta\beta_A \sim 1$ и $q \sim 10^2$ е/см², где e — заряд электрона, для величины возмущения магнитного поля имеем $h_R \sim 10^{-2} + 10^{-3}$, что вполне согласуется с наблюдаемыми флуктуациями магнитного поля в межпланетном пространстве [1].

Таким образом, наблюдаемые альфвеновские флуктуации магнитного поля в плазме солнечного ветра качественно и количественно объясняются в рамках рассмотренной модели.

Авторы выражают глубокую признательность академику АН Арм.ССР Гарибяну Г. М. за интерес к работе и полезные советы при обсуждениях

на всех этапах ее выполнения. Авторы благодарны также участникам руководимого им семинара за обсуждение данной работы.

Институт радиофизики и электроники
АН Арм.ССР

ON THE MECHANISM OF EXCITATION OF ALFVÉN WAVES IN COSMIC PLASMA

R. G. JANGIRIAN, F. A. KOSTANIAN

The problem of radiation of Alfvén waves in solar wind from a dense beam of cosmic rays while crossing the contact jump of the wind has been considered. The spectral distribution of radiated energy both qualitatively and quantitatively is shown to coincide with that of the observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Топтыгин. Космические лучи в межпланетных магнитных полях, Наука, М., 1983, стр. 304.
2. С. И. Сыроватский, УФН, 62, 247, 1957.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, М., 1982, стр. 620.
4. Р. Г. Джангирян, Ф. А. Костянян, ДАН Арм.ССР, 76, 89, 1983.
5. М. А. Лев, J. Geophys. Res., 87, 5063, 1982, 88, 6109, 1983.

УДК: 523:539.194

РАСЧЕТ ФАКТОРОВ ФРАНКА—КОНДОНА ДЛЯ РЯДА АСТРОФИЗИЧЕСКИ ВАЖНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ АЗОТА N_2

Н. Е. КУЗЬМЕНКО, В. Б. ПАВЛОВ-ВЕРЕВКИН

Поступила 10 января 1984

Принята к печати 15 сентября 1984

Рассматривается модель количественного описания интенсивностей в электронных спектрах двухатомных молекул, играющая важную роль в астрофизических исследованиях межзвездной среды и планетных атмосфер. Представлены и обсуждены полученные авторами результаты по квантовомеханическому расчету факторов Франка—Кондона и других радиационных характеристик нескольких астрофизически важных молекулярных систем азота N_2 ($D^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$, $D^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$, $E^3\Sigma_g^+ - X^1\Sigma_g^+$, $E^3\Sigma_g^+ - C^3\Pi_u$, $E^3\Sigma_g^+ - B^3\Pi_g$, $E^3\Sigma_g^+ - A^3\Sigma_u^+$).

1. *Введение.* Интенсивное развитие молекулярно-спектроскопических методов исследования межзвездной среды и планетных атмосфер (будем называть далее — «астрофизическая среда») за последнее десятилетие привело к обнаружению в астрофизических средах большого числа молекул* — к настоящему времени их идентифицировано уже более 60 [1—5]. Сегодня очевидно, что молекулы в астрофизических средах — исключительно эффективные зонды, дающие возможность многосторонне исследовать межзвездный газ или планетные атмосферы. Нужно подчеркнуть при этом, что роль молекулярно-спектроскопических методов в исследовании астрофизических сред все более возрастает, поскольку, как это справедливо отмечается в [3], спектроскопия астрофизически важных молекул в последние годы становится все более «всезолновой» — наряду с традиционными для астрофизики методами радиоспектроскопии интенсивно развиваются методы исследования в видимой и ультрафиолетовой областях спектра (см., например, работу [21], в которой продемонстрирована плодотворность такого подхода). При этом, разумеется, число молекуляр-

* Обычно в астрофизике термины «молекула» употребляют в широком смысле, подразумевая не только стабильные молекулы с насыщенными связями, но и свободные радикалы (типа CN, CH, C₂ и т. д.), а также молекулярные ионы.

ных объектов, доступных исследованию, резко возрастает. В связи с этим также резко возрастают и потребности астрофизиков в количественных данных, характеризующих излучение или поглощение молекул в оптическом диапазоне спектра.

Молекулярно-спектроскопический метод исследования астрофизических молекул сводится по существу к диагностической задаче — по экспериментально наблюдаемому молекулярному спектру определяется концентрация самого носителя спектра. Для этого необходимо задаться некоторой моделью количественного описания распределения интенсивности в наблюдаемом спектре [6]. Так, например, для спонтанного излучения интенсивность индивидуальной вращательной линии в электронно-колебательно-вращательном (ЭКВ) спектре двухатомной молекулы $\int j(\tilde{\nu}) d\tilde{\nu}$

может быть записана через волновое число перехода $\tilde{\nu}_{\Lambda' \sigma' J'}^{\Lambda'' \sigma'' J''}$, населенность соответствующего уровня $N_{\Lambda' \sigma' J'}$ и величины, характеризующие вероятности ЭКВ переходов, так называемые радиационные характеристики [6, 7]. Наиболее часто используемыми радиационными характеристиками являются коэффициенты Эйнштейна A^{nm} , силы электронных переходов S_e^{mn} , квадраты матричных элементов дипольных моментов электронных переходов $|R_e^{mn}|^2$, силы осцилляторов f_e^{mn} , факторы Франка — Кондона (ФК) $q_{\sigma' \sigma''}$, факторы Хенля — Лондона (ХЛ) $S_{J' J''}^{\Lambda' \Lambda''}$, времена жизни электронно-возбужденных состояний τ_{nv}^* .

Так, например, интегральная интенсивность излучения $\int j(\tilde{\nu}) d\tilde{\nu}$ может быть записана через коэффициент Эйнштейна $A_{nv' J'}$

$$\int j(\tilde{\nu}) d\tilde{\nu} = hc \tilde{\nu}_{\Lambda' \sigma' J'}^{\Lambda'' \sigma'' J''} N_{\Lambda' \sigma' J'} A_{nv' J'}, \quad (1)$$

или через силу электронного перехода $S_e^{mn}(r_{\sigma' \sigma''})$ и другие радиационные характеристики

$$\int j(\tilde{\nu}) d\tilde{\nu} = \frac{16\pi^3 c}{3} (\tilde{\nu}_{\Lambda' \sigma' J'}^{\Lambda'' \sigma'' J''})^4 N_{\Lambda' \sigma' J'} \frac{S_e^{mn}(r_{\sigma' \sigma''}) q_{\sigma' \sigma''} S_{J' J''}^{\Lambda' \Lambda''}}{(2 - \delta_{0, \Lambda' + \Lambda''})(2S' + 1)(2J' + 1)}. \quad (2)$$

Аналогично через различные радиационные характеристики можно выразить и интенсивности поглощения в линиях ЭКВ спектра [7]. В формулах (1)—(2) $j(\tilde{\nu})$ — коэффициент излучения; Λ — квантовое число

* Взаимосвязь между различными радиационными характеристиками подробно прослежена в недавнем очень полезном обзоре Ларсона [20].

проекции орбитального момента электронов на межъядерную ось; S , u , J — спиновое, колебательное и вращательное квантовое число; „ l “ и „ m “ — символы, обозначающие соответственно верхнее и нижнее электронные состояния; ту же смысловую нагрузку несут символы «штрих» (') и «два штриха» (''), также обозначающие соответственно верхнее и нижнее электронные состояния. При получении формулы (2) матричный элемент электронно-колебательного перехода представлен в r — центроидном приближении.

Подробное рассмотрение экспериментальных и теоретических методов определения различных радиационных характеристик дано в монографии [7], там же содержится фактологическая и библиографическая информация по исследованным двухатомным молекулярным объектам.

Основная цель настоящей работы заключается в том, чтобы представить и обсудить оригинальные результаты авторов по квантово-механическому расчету факторов Франка—Кондона $q_{v'v''}$ нескольких электронных систем астрофизически исключительно важной молекулы азота N_2 , ранее в литературе не представленные и без знания которых, как следует из (2), невозможно решение соответствующих диагностических задач.

2. *Электронные переходы в N_2 .* Из всех двухатомных молекул молекула азота обладает одним из наиболее изученных электронных спектров. Исследованные системы полос расположены в области от 49 до 8500 нм. Всего в спектре азота в настоящее время идентифицировано около 40 переходов между различными электронными состояниями. Однако радиационные характеристики известны в настоящее время далеко не для всех систем N_2 — только для 18 из них были рассчитаны факторы ФК [7,8] и только для 19 определены абсолютные вероятности переходов [7, 8]. Особенно мала информация для переходов, связанных с триплетными $D^3\Sigma_g^+$ и $E^3\Sigma_g^+$ состояниями. Эти состояния сильно возмущены и предиссоциированы, что значительно затрудняет их исследование. Изучение электронных переходов, связанных с указанными состояниями, сейчас остро стоит на повестке дня, поскольку эти состояния имеют, в частности важное астрофизическое и геофизическое значение [9]. На рис. 1 представлены основное $X^1\Sigma_g^+$ состояние, а также триплетные $D^3\Sigma_g^+$ и $E^3\Sigma_g^+$ и комбинирующие с ними состояния $A^3\Sigma_g^+$, $B^3\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$.

С уровня $E^3\Sigma_g^+$ молекулы N_2 экспериментально наблюдались переходы $E-X$, $E-A$, $E-B$ и $E-C$. Переход $E-B$ запрещен правилом отбора для электрического дипольного излучения $g \rightarrow g$, переход $E-X$ дважды запрещен в соответствии с правилами отбора $\Delta S=0$ и $g \rightarrow g$. Переходы $E-A$ и $E-C$, хотя и разрешены правилами отбора, но требуют перестройки электронной конфигурации с изменением состояния двух

электронов. Все сказанное выше указывает на то, что состояние $E^3\Sigma_g^+$ должно быть относительно долгоживущим, что подтверждается экспериментальными измерениями времени жизни этого состояния (значение $\tau_{nv^0 \rightarrow 0} = 190 \pm 30$ мкс по данным [7]). Поскольку коэффициенты ветвления $E \rightarrow A$, $E \rightarrow B$ и $E \rightarrow C$ переходов известны [10], можно было бы трансформировать величину $\tau(E^3\Sigma_g^+, v' = 0) = 190$ мкс в вероятности соответствующих $E - A$, $E - B$ и $E - C$ переходов, например, в силу электронных переходов $S_e^{mn}(r_{v',v''})$ [7]

$$\tau_{nv'}^{-1} = \frac{64\pi^4}{3h} \frac{1}{(2 - \delta_{v',v''})} \sum_m \sum_{v''} S_e^{mn}(r_{v',v''}) q_{v',v''} (\bar{\nu}_{nv'})^3. \quad (3)$$

Для этого, однако, необходим набор факторов ФК $q_{v',v''}$ для соответствующих переходов, данные по которым в литературе были неизвестны.

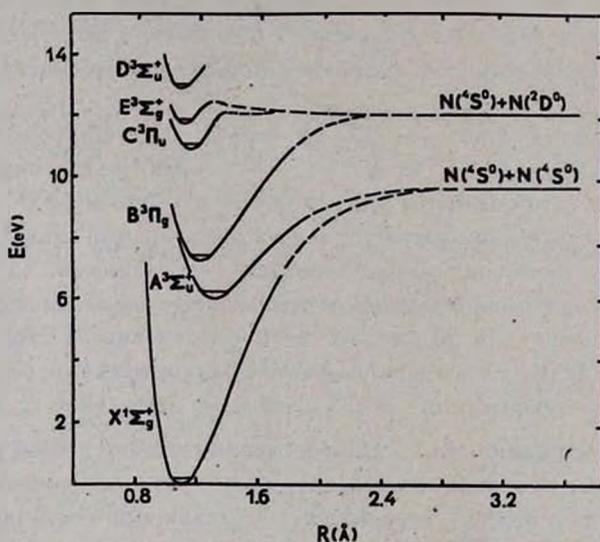


Рис. 1. Потенциальные функции некоторых электронных состояний молекулы N_2 [9].

То же можно сказать о системах, связанных с $D^3\Sigma_u^+$ состоянием, для которого в работе [11] была получена величина $\tau(D^3\Sigma_u^+, v' = 0) = 14.1 \pm 1.0$ нс, но значения $q_{v',v''}$ соответствующих переходов были неизвестны. Заметим, что волновые числа переходов $D - B$ и $D - E$ значительно различаются ($\bar{\nu}_{00} = 43264$ см^{-1} и $\bar{\nu}_{00} = 6796$ см^{-1} соответственно), а потому при трансформации $\tau(D^3\Sigma_u^+)$ в силу $D - B$ пере-

хода суммой $\sum S_e^{mn} (r_{v',v''}) q_{v',v''} (\bar{v}_{v',v''}^{mn})^2$ для $D-E$ перехода в (3) можно пренебречь.

Таким образом, необходимо было впервые выполнить квантово-механические расчеты факторов ФК.

$$q_{v',v''} = |\langle v' | v'' \rangle|^2 \quad (4)$$

для целого ряда электронных переходов молекулы N_2 , связанных с триплетными $E^3\Sigma_g^-$ и $D^3\Sigma_u^+$ состояниями.

3. *Используемый метод расчета факторов ФК.* Наиболее точные значения факторов ФК, как известно [6, 7], получают при использовании «истинных» потенциальных кривых Ридберга—Клейна—Риса (РКР), однако для рассматриваемых в настоящей работе триплетных состояний N_2 отсутствует необходимый набор спектроскопических постоянных, необходимый для построения потенциалов РКР. В этой связи решение уравнения Шредингера в настоящей работе производилось с использованием трехпараметрических потенциалов Морзе для всех комбинирующих состояний, поскольку в работах [6, 12] показано, что использование потенциалов Морзе для расчета факторов ФК в большинстве случаев вполне оправдано. Расчет проводился на ЭВМ БЭСМ-6 по программе, составленной одним из авторов настоящей работы (П—В). Уравнение Шредингера решалось матричным конечно-разностным методом [13]. Условия $\Psi(0) = \Psi(\infty) = 0$ были заменены граничными условиями $\Psi(r_1) = \Psi(r_2) = 0$. В работе мы использовали фиксированные значения $r_1 = 0.8 \text{ \AA}$ и $r_2 = 2.0 \text{ \AA}$ для всех исследованных здесь электронных состояний. Выбор указанных численных значений r_1 и r_2 легко понять, сравнивая равновесные значения r_e обсуждаемых здесь электронных состояний (см. рис. 1 и табл. 2). Для аппроксимации оператора второй производной использовалась конечно-разностная схема (КРС) второго порядка точности. Расчет производился для трех значений N (N —число узлов КРС), равных 200, 250, 300 с последующей экстраполяцией по Ричардсону [14].

Для проверки правильности работы программы и изучения точности метода нами были рассчитаны факторы ФК для двух гармонических осцилляторов с совпадающими частотами ($\omega_1 = \omega_2 = 3$) и массами ($m_1 = m_2 = 1$), центрированными в точках $x = 0$ и $x = -2$, соответственно. Для r_1 и r_2 были выбраны значения -4.5 и 2.5 . Расчет производился для трех значений N , равных 140, 160, 180 с последующей экстраполяцией по Ричардсону. Некоторые из полученных нами значений факторов ФК приведены в табл. 1, где они сравниваются с точными результатами, полученными с помощью формул работы [15]. Из табл. 1 видно, что использованная нами вычислительная схема приводит к очень точным значениям

факторов ФК даже в тех случаях, когда они малы по абсолютной величине.

Таблица 1
ТЕСТОВЫЙ РАСЧЕТ ФАКТОРОВ ФК

| $\nu' - \nu''$ | $q_{\nu'\nu''}$ [15] | $q_{\nu'\nu''}$ [настоящая работа] |
|----------------|------------------------|------------------------------------|
| 0—0 | $1.5229 \cdot 10^{-8}$ | $1.5228 \cdot 10^{-8}$ |
| 1—1 | $4.4014 \cdot 10^{-6}$ | $4.4015 \cdot 10^{-6}$ |
| 1—0 | $2.7413 \cdot 10^{-7}$ | $2.7414 \cdot 10^{-7}$ |
| 2—0 | $2.4672 \cdot 10^{-6}$ | $2.4672 \cdot 10^{-6}$ |
| 3—0 | $1.4803 \cdot 10^{-5}$ | $1.4803 \cdot 10^{-5}$ |
| 4—0 | $6.6616 \cdot 10^{-5}$ | $6.6616 \cdot 10^{-5}$ |

Кроме описанного теста нами были рассчитаны факторы ФК для перехода $a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+$ молекулы N_2 . Потенциальные кривые комбинирующих состояний аппроксимировались согласно [16, 17] функциями Морзе. Полученные нами значения факторов ФК полностью совпали с результатами, полученными в работах [16, 17].

4. Расчет радиационных характеристик $E-X$, $E-A$, $E-B$, $E-C$, $D-X$, $D-B$ переходов N_2 . Молекулярные постоянные комбинирующих состояний N_2 , использованные нами в настоящей работе для расчета факторов ФК, были взяты из справочника Хюбера и Герцберга [18] и представлены в табл. 2. Исключение составляют только значения частоты ко-

Таблица 2
МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ N_2

| Состояние | T_e , см ⁻¹ | ω_e , см ⁻¹ | $\omega_e x_e$, см ⁻¹ | r_e , А |
|-----------------|--------------------------|-------------------------------|-----------------------------------|-----------|
| $X^1\Sigma_g^+$ | 0 | 2358.57 | 14.324 | 1.097685 |
| $A^3\Sigma_u^+$ | 50203.63 | 1460.64 | 13.872 | 1.2866 |
| $B^3\Pi_g$ | 59619.35 | 1733.39 | 14.122 | 1.2126 |
| $C^3\Pi_u$ | 89136.88 | 2047.178 | 28.445 | 1.14869 |
| $E^3\Sigma_g^+$ | 95858 | 2185 | 10 | 1.1177 |
| $D^3\Sigma_u^+$ | 104746.6 | 2083 | 10 | 1.108 |

$$\mu_A = 7,0015372 \text{ а. е.}$$

лебаний ω_e для $D^3\Sigma_u^+$ и ангармоничностей $\omega_e x_e$ для $D^3\Sigma_u^+$ и $E^3\Sigma_g^+$ состояний. В четвертой положительной системе $D^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$ полосы с $\nu' > 1$ не наблюдались. Это указывает на преддиссоциацию $D^3\Sigma_u^+$ состояния, характер которой, однако, до настоящего времени не изучен.

По этой причине, по-видимому, до сих пор не определены экспериментальные значения ω_e и $\omega_e x_e$ для $D^3\Sigma_u^+$ состояния (см. [18]). Мы оценили значение колебательной постоянной $D^3\Sigma_u^+$ состояния через известное соотношение Берджа $\omega_e r_e^2 \approx \text{const}$ для триплетных состояний, следуя здесь подходу Хеберта и Николлса [19], и получили при этом $\omega_e (D^3\Sigma_u^+) = 2083.1 \text{ см}^{-1}$. Также по аналогии с другими триплетными состояниями N_2 для $D^3\Sigma_u^+$ состояния было принято значение $\omega_e x_e \approx 10 \text{ см}^{-1}$. Точно такое же значение было принято нами для $\omega_e x_e (E^3\Sigma_g^+) = 10 \text{ см}^{-1}$.

Результаты расчета факторов ФК для $E-X$, $E-A$, $E-B$, $E-C$, $D-X$ и $D-B$ систем представлены в табл. 3—8. Значения факторов ФК во всех таблицах представлены в единой форме $q_{v',v''} = a \cdot 10^{-b}$ таким образом, что мантисса „а“ стоит перед отрицательной степенью „b“. Например, запись $7.98-2$ для полосы (1—1) $E-A$ перехода (см. табл. 4) означает $q_{1-1} = 7.98 \cdot 10^{-2}$.

В заключение коротко обсудим вопрос о том, насколько достоверными являются полученные в настоящем расчете и представленные в табл. 3—8 значения факторов ФК. Выше было указано, что мы вынуждены были оценить значение ω_e для $D^3\Sigma_u^+$ и значения $\omega_e x_e$ для $D^3\Sigma_u^+$ и $E^3\Sigma_g^+$ состояний. При подобных оценках ошибки в значениях ω_e могут достигать $\sim 10\%$ и в значениях $\omega_e x_e \sim 10-15\%$. Возникает вопрос — как скажутся эти ошибки на значения факторов ФК? Ранее нами было уже показано (см. главу 4 [7]), что значения факторов ФК очень чувствительны к значениям вращательных постоянных B_v , что и понятно, поскольку именно вращательные постоянные определяют взаимный «сдвиг» комбинирующих состояний. В существенно меньшей степени точность рассчитываемых факторов ФК зависит от точности колебательных постоянных, поскольку они определяют прежде всего «ширину» и форму потенциальной кривой. Утверждение можно проиллюстрировать модельными расчетами Гоела [22], который исследовал влияние неоднозначности энергии диссоциации и колебательных постоянных на волновые функции и факторы ФК для $A-X$ системы молекулы SnF . Показано, что изменение, например, энергии диссоциации даже на 30% не оказывает существенного влияния на факторы ФК вплоть до $v', v'' \leq 8$ (значения факторов ФК изменяются при этом не более чем на 10%). Наконец, в настоящей работе мы также провели тестовые расчеты для всех исследованных нами систем N_2 по выяснению влияния точности в значениях $\omega_e x_e$ на факторы ФК. Тестовые расчеты были проведены как для «истинных» значений $\omega_e x_e$ состояний D и E , принятых в табл. 2, так и

Таблица 3

ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА $E^3\Sigma_g^+ - X^1\Sigma_g^+$ СИСТЕМЫ N_2

| v' \ v'' | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|--------------|---------|---------|--------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 0 | 9.14-1 | 8.32-2 | 3.11-3 | 2.03-5 | 2.13-8 | 9.83-9 | 1.42-10 | 2.71-12 | 8.10-13 | 2.11-13 | 2.87-14 |
| 1 | 8.20-2 | 7.63-1 | 1.47-1 | 8.09-3 | 5.68-5 | 2.06-7 | 5.18-8 | 1.32-9 | 2.95-11 | 7.69-12 | 1.96-12 |
| 2 | 4.23-3 | 1.43-1 | 6.43-1 | 1.96-1 | 1.40-2 | 9.44-5 | 9.37-7 | 1.54-7 | 6.64-9 | 1.80-10 | 3.94-11 |
| 3 | 1.03-4 | 1.12-2 | 1.86-1 | 5.48-1 | 2.34-1 | 2.02-2 | 1.17-4 | 2.88-6 | 3.38-7 | 2.38-8 | 8.05-10 |
| 4 | 8.79-6 | 3.75-4 | 1.97-2 | 2.17-1 | 4.74-1 | 2.63-1 | 2.62-2 | 1.14-4 | 6.70-6 | 5.98-7 | 6.81-8 |
| 5 | 6.77-7 | 3.89-8 | 8.47-4 | 2.90-2 | 2.38-1 | 4.16-1 | 2.86-1 | 3.16-2 | 8.47-5 | 1.39-5 | 8.94-7 |
| 6 | 1.79-7 | 3.24-6 | 3.84-7 | 1.52-3 | 3.83-2 | 2.51-1 | 3.71-1 | 3.03-1 | 3.61-2 | 3.99-5 | 2.44-5 |
| 7 | 2.20-8 | 1.04-6 | 9.04-6 | 1.59-6 | 2.38-3 | 4.71-2 | 2.58-1 | 3.36-1 | 3.17-1 | 3.96-2 | 4.15-6 |
| 8 | 1.51-9 | 1.49-7 | 3.45-6 | 1.93-5 | 4.37-6 | 3.39-3 | 3.53-2 | 2.61-1 | 3.11-1 | 3.28-1 | 4.19-2 |
| 9 | 3.54-11 | 1.21-8 | 5.72-7 | 8.59-6 | 3.49-5 | 9.43-6 | 4.49-3 | 6.25-2 | 2.60-1 | 2.94-1 | 3.36-1 |
| 10 | 1.44-12 | 3.54-10 | 5.29-8 | 1.62-6 | 1.78-5 | 5.63-5 | 1.72-5 | 5.65-3 | 6.87-2 | 2.57-1 | 2.83-1 |

Таблица 4

ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА $E^{\nu\Sigma} + A^{\nu\Sigma}$ СИСТЕМЫ N_2

| $\nu' \backslash \nu''$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0 | 4.42-3 | 1.90-2 | 4.39-2 | 7.30-2 | 9.78-2 | 1.13-1 | 1.16-1 | 1.09-1 | 9.61-2 | 8.03-2 | 6.43-2 |
| 1 | 2.73-2 | 7.98-2 | 1.19-1 | 1.17-1 | 8.17-2 | 3.82-2 | 8.52-3 | 4.59-5 | 8.33-3 | 2.44-2 | 4.05-2 |
| 2 | 7.98-2 | 1.40-1 | 1.03-1 | 3.10-2 | 3.65-5 | 1.83-2 | 4.88-2 | 6.13-2 | 5.08-2 | 2.94-2 | 1.03-2 |
| 3 | 1.49-1 | 1.22-1 | 1.65-2 | 1.11-2 | 5.83-2 | 6.49-2 | 3.12-2 | 3.16-3 | 3.82-3 | 2.26-2 | 3.93-2 |
| 4 | 1.96-1 | 4.19-2 | 1.54-2 | 7.69-2 | 4.90-2 | 2.95-3 | 1.24-2 | 4.28-2 | 4.72-2 | 2.59-2 | 4.96-3 |
| 5 | 1.96-1 | 4.54-5 | 8.39-2 | 4.74-2 | 3.41-4 | 3.97-2 | 5.38-2 | 2.00-2 | 2.63-6 | 1.45-2 | 3.49-2 |
| 6 | 1.56-1 | 4.34-2 | 8.21-2 | 3.94-5 | 5.38-2 | 4.74-2 | 2.19-3 | 1.62-2 | 4.35-2 | 3.31-2 | 7.30-3 |
| 7 | 1.01-1 | 1.17-1 | 1.82-2 | 4.88-2 | 5.34-2 | 2.04-6 | 3.69-2 | 4.52-2 | 8.75-3 | 3.78-3 | 2.78-2 |
| 8 | 5.41-2 | 1.51-1 | 6.03-3 | 8.25-2 | 1.24-3 | 4.57-2 | 4.08-2 | 2.16-4 | 2.47-2 | 4.12-2 | 1.64-2 |
| 9 | 2.45-2 | 1.30-1 | 6.67-2 | 3.32-2 | 3.50-2 | 5.05-2 | 1.47-4 | 4.02-2 | 3.48-2 | 1.13-3 | 1.48-2 |
| 10 | 9.48-3 | 8.45-2 | 1.26-1 | 3.45-4 | 7.69-2 | 1.47-3 | 4.56-2 | 3.15-2 | 9.89-4 | 3.41-2 | 3.20-2 |

Таблица 5

ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА $E^{\lambda\nu}_g^+ - B^{\lambda\nu}_g$ СИСТЕМЫ N_2

| $\lambda' \setminus \nu''$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0 | 1.54-1 | 2.54-1 | 2.37-1 | 1.65-1 | 9.63-2 | 5.03-2 | 2.43-2 | 1.12-2 | 4.98-3 | 2.17-3 | 9.34-4 |
| 1 | 3.10-1 | 1.18-1 | 3.13-5 | 5.78-2 | 1.25-1 | 1.33-1 | 1.04-1 | 6.84-2 | 4.00-2 | 2.17-2 | 1.12-2 |
| 2 | 2.87-1 | 5.01-3 | 1.41-1 | 9.18-2 | 5.35-3 | 1.95-2 | 7.22-2 | 9.94-2 | 9.34-2 | 7.13-2 | 4.77-2 |
| 3 | 1.62-1 | 1.51-1 | 7.29-2 | 1.65-2 | 1.05-1 | 7.13-2 | 8.03-3 | 8.01-3 | 4.54-2 | 7.43-2 | 7.96-2 |
| 4 | 6.36-2 | 2.26-1 | 9.05-3 | 1.29-1 | 1.84-2 | 2.73-2 | 8.59-2 | 5.71-2 | 8.76-3 | 3.43-3 | 2.97-2 |
| 5 | 1.84-2 | 1.55-1 | 1.41-1 | 2.80-2 | 6.37-2 | 8.13-2 | 2.10-3 | 3.42-2 | 7.27-2 | 4.73-2 | 9.06-3 |
| 6 | 4.12-3 | 6.64-2 | 1.96-1 | 3.22-2 | 9.73-2 | 2.84-3 | 8.25-2 | 4.36-2 | 1.97-4 | 3.70-2 | 6.24-2 |
| 7 | 7.36-4 | 2.02-2 | 1.29-1 | 1.57-1 | 1.44-3 | 1.02-1 | 1.96-2 | 2.99-2 | 7.28-2 | 2.08-2 | 2.69-3 |
| 8 | 1.07-4 | 4.63-3 | 5.35-2 | 1.72-1 | 7.32-2 | 4.52-2 | 4.59-2 | 6.74-2 | 2.64-5 | 4.98-2 | 5.51-2 |
| 9 | 1.29-5 | 8.36-4 | 1.58-2 | 9.98-2 | 1.68-1 | 1.00-2 | 9.25-2 | 2.52-3 | 7.64-2 | 2.23-2 | 9.92-3 |
| 10 | 1.31-6 | 1.22-4 | 3.51-3 | 3.79-2 | 1.43-1 | 1.18-1 | 5.51-3 | 8.97-2 | 1.31-2 | 3.94-2 | 5.74-2 |

Таблица 6

ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА $E^3\Sigma^+$ — $S^3\Pi_u$ СИСТЕМЫ N_2

| v' \ v'' | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|--------------|---------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0 | 7.81—1 | 1.78—1 | 3.21—2 | 6.51—3 | 1.59—3 | 4.51—4 | 1.41—4 | 4.75—5 | 1.71—5 | 6.53—6 | 2.64—6 |
| 1 | 2.00—1 | 4.04—1 | 2.75—1 | 8.57—2 | 2.42—2 | 7.42—3 | 2.52—3 | 9.21—4 | 3.56—4 | 1.44—4 | 6.14—5 |
| 2 | 1.81—2 | 3.47—1 | 1.33—1 | 2.75—1 | 1.40—1 | 5.31—2 | 1.99—2 | 7.89—3 | 3.31—3 | 1.45—3 | 6.55—4 |
| 3 | 1.32—3 | 6.26—2 | 4.01—1 | 8.60—3 | 1.96—1 | 1.70—1 | 8.68—2 | 3.94—2 | 1.81—2 | 8.56—3 | 4.17—3 |
| 4 | 1.13—4 | 7.29—3 | 1.32—1 | 3.47—1 | 2.29—2 | 8.65—2 | 1.56—1 | 1.12—1 | 6.27—2 | 3.31—2 | 1.76—2 |
| 5 | 6.72—6 | 8.50—4 | 2.33—2 | 2.08—1 | 2.17—1 | 1.14—1 | 1.06—2 | 1.02—1 | 1.15—1 | 8.19—2 | 5.05—2 |
| 6 | 3.99—7 | 7.32—5 | 3.66—3 | 5.50—2 | 2.59—1 | 7.84—2 | 1.91—1 | 9.61—3 | 3.54—2 | 8.72—2 | 8.62—2 |
| 7 | 2.97—8 | 5.66—6 | 4.33—4 | 1.15—2 | 1.03—1 | 2.54—1 | 3.61—3 | 1.88—1 | 7.22—2 | 4.08—4 | 4.00—2 |
| 8 | 1.02—9 | 4.87—7 | 4.33—5 | 1.82—3 | 2.89—2 | 1.57—1 | 1.84—1 | 2.35—2 | 1.07—1 | 1.36—1 | 2.31—2 |
| 9 | 8.39—11 | 2.66—8 | 4.42—6 | 2.34—4 | 6.00—3 | 5.98—2 | 1.93—1 | 8.21—2 | 9.85—2 | 2.00—2 | 1.34—1 |
| 10 | 4.37—12 | 2.01—9 | 3.35—7 | 2.87—5 | 9.86—4 | 1.63—2 | 1.03—1 | 1.85—1 | 9.37—3 | 1.45—1 | 5.39—3 |

Таблица 7

ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА $D^{\circ}\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ СИСТЕМЫ N_2

| $v' \backslash v''$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|---------------------|---------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|
| 0 | 9.76-1 | 2.24-2 | 1.83-3 | 8.07-8 | 1.71-6 | 1.88-7 | 2.67-8 | 4.60-9 | 8.55-10 | 1.70-10 | 3.62-11 |
| 1 | 2.40-2 | 9.30-1 | 4.09-2 | 5.16-3 | 7.89-9 | 8.05-6 | 1.13-6 | 1.84-7 | 3.59-8 | 7.47-9 | 1.64-9 |
| 2 | 6.73-5 | 4.69-2 | 8.87-1 | 5.61-2 | 9.65-3 | 1.27-6 | 2.27-5 | 3.93-6 | 7.27-7 | 1.57-7 | 3.61-8 |
| 3 | 1.59-4 | 1.45-4 | 6.83-2 | 8.48-1 | 6.84-2 | 1.50-2 | 8.64-6 | 4.99-5 | 1.04-5 | 2.15-6 | 5.10-7 |
| 4 | 1.60-5 | 5.70-4 | 2.09-4 | 8.78-2 | 8.12-1 | 7.82-2 | 2.10-2 | 3.12-5 | 9.40-5 | 2.31-5 | 5.26-6 |
| 5 | 2.92-7 | 7.43-5 | 1.28-3 | 2.51-4 | 1.05-1 | 7.80-1 | 8.58-2 | 2.74-2 | 8.30-5 | 1.59-4 | 4.53-5 |
| 6 | 2.17-8 | 1.80-6 | 2.06-4 | 2.30-3 | 2.77-4 | 1.20-1 | 7.51-1 | 9.17-2 | 3.40-2 | 1.83-4 | 2.51-4 |
| 7 | 1.66-8 | 1.12-7 | 6.35-6 | 4.43-4 | 3.62-3 | 2.92-4 | 1.33-1 | 7.25-1 | 9.63-2 | 4.04-2 | 3.56-4 |
| 8 | 2.44-9 | 1.14-7 | 3.27-7 | 1.68-5 | 8.13-4 | 5.22-3 | 3.05-4 | 1.43-1 | 7.03-1 | 9.96-2 | 4.67-2 |
| 9 | 1.21-10 | 1.98-8 | 4.36-7 | 7.07-7 | 3.71-5 | 1.34-3 | 7.05-3 | 3.24-4 | 1.51-1 | 6.84-1 | 1.02-1 |
| 10 | 2.32-14 | 1.20-9 | 8.92-8 | 1.24-6 | 1.25-6 | 7.18-5 | 2.04-3 | 9.11-3 | 3.56-4 | 1.56-1 | 6.68-1 |

Таблица 8

ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА $D^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$ СИСТЕМЫ N_2

| $v' \setminus v''$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0 | 1.10-1 | 2.05-1 | 2.19-1 | 1.77-1 | 1.22-1 | 7.50-2 | 4.31-2 | 2.36-2 | 1.25-2 | 6.48-3 | 3.32-3 |
| 1 | 2.73-1 | 1.58-1 | 1.51-2 | 1.41-2 | 7.13-2 | 1.07-1 | 1.08-1 | 8.74-2 | 6.25-2 | 4.11-2 | 2.55-2 |
| 2 | 3.02-1 | 1.41-3 | 9.53-2 | 1.17-1 | 3.73-2 | 1.49-5 | 2.20-2 | 5.77-2 | 7.73-2 | 7.72-2 | 6.51-2 |
| 3 | 1.97-1 | 1.04-1 | 1.12-1 | 5.27-6 | 6.18-2 | 8.96-2 | 4.29-2 | 3.83-3 | 5.40-3 | 2.93-2 | 5.14-2 |
| 4 | 8.48-2 | 2.27-1 | 1.20-4 | 1.10-1 | 5.68-2 | 6.15-4 | 4.74-2 | 7.18-2 | 4.28-2 | 8.94-3 | 4.73-4 |
| 5 | 2.58-2 | 1.85-1 | 1.05-1 | 6.40-2 | 2.25-2 | 9.14-2 | 3.03-2 | 1.74-3 | 3.85-2 | 5.92-2 | 4.11-2 |
| 6 | 5.76-3 | 8.63-2 | 2.07-1 | 8.59-3 | 1.14-1 | 5.02-3 | 4.59-2 | 7.00-2 | 1.69-2 | 2.49-3 | 3.16-2 |
| 7 | 9.76-4 | 2.67-2 | 1.56-1 | 1.39-1 | 1.62-2 | 7.64-2 | 5.35-2 | 2.11-3 | 5.41-2 | 5.25-2 | 1.02-2 |
| 8 | 1.28-4 | 5.88-3 | 6.72-2 | 1.92-1 | 4.75-2 | 7.55-2 | 1.54-2 | 8.08-2 | 1.49-2 | 1.26-2 | 5.28-2 |
| 9 | 1.33-5 | 9.67-4 | 1.93-2 | 1.19-1 | 1.72-1 | 1.06-3 | 1.03-1 | 2.85-3 | 5.31-2 | 5.26-2 | 1.50-3 |
| 10 | 1.11-6 | 1.22-4 | 3.94-3 | 4.48-2 | 1.64-1 | 1.07-1 | 1.92-2 | 7.35-2 | 3.86-2 | 1.08-2 | 6.14-2 |

для различных вариантов изменения значений $\omega_e x_e$, причем мы варьировали значения $\omega_e x_e$ вплоть до 15 см^{-1} (т. е. вводили заведомо предельные погрешности в 50%). Оказывается, что даже столь большое изменение в значениях $\omega_e x_e$ не оказывает решающего влияния на значения факторов ФК вплоть до $\nu' = 5$. В этом легко убедиться на примере $D-B$ системы, для которой в табл. 9 сравниваются значения ФК для прогрессии $\nu'' = 0$ с $\omega_e x_e = 10 \text{ см}^{-1}$ (истинное значение) и $\omega_e x_e = 15 \text{ см}^{-1}$ (тестовое значение). Поскольку реальные погрешности в оцененных нами колебательных постоянных не превышают 10—15% можно утверждать, что погрешности в полученных нами факторах ФК даже для достаточно высоких значений ν не будут превышать $\sim 10\%$.

Таблица 9
ЗАВИСИМОСТЬ ЗНАЧЕНИЙ $q_{\nu'\nu''}$ ОТ
 $\omega_e x_e$ ДЛЯ $D^3\Sigma_g^+ - B^3\Pi_g$ СИСТЕМЫ N_2

| ν', ν'' | $q_{\nu'\nu''}$ | |
|---------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| | $\omega_e x_e = 10 \text{ см}^{-1}$ | $\omega_e x_e = 15 \text{ см}^{-1}$ |
| 0.0 | 1.10(-1) | 1.13(-1) |
| 1.0 | 2.73(-1) | 2.86(-1) |
| 2.0 | 3.02(-1) | 3.22(-1) |
| 3.0 | 1.97(-1) | 1.89(-1) |
| 4.0 | 8.48(-2) | 7.50(-2) |
| 5.0 | 2.58(-2) | 1.83(-2) |

Имея теперь набор факторов ФК для $E-A$, $E-B$ и $E-C$ переходов и зная коэффициенты ветвления (см. выше), мы рассчитали соответствующие величины сил электронных переходов S_e^{mn} в предположении о независимости S_e^{mn} от r -центроиды, поскольку зависимости $S_e^{mn}(r_{\nu'\nu''})$ для этих переходов не исследованы. При этом нами получено $S_e^{mn}(E-A) = 4.3 \cdot 10^{-5} (\alpha_0 e)^2$, $S_e^{mn}(E-B) = 1.4 \cdot 10^{-5} (\alpha_0 e)^2$, $S_e^{mn}(E-C) = 9 \cdot 10^{-3} (\alpha_0 e)^2$. Вероятность дважды запрещенного $E-X$ перехода не рассчитывалась, поскольку не известен коэффициент ветвления этого перехода по сравнению с другими переходами с $E^3\Sigma_g^+$ состоянием.

В аналогичном приближении получено значение $S_e^{mn}(D^3\Sigma_g^+ - B^3\Pi_g) = 1.68 (\alpha_0 e)^2$.

Таким образом, полученный в настоящей работе широкий набор радиационных характеристик шести электронных переходов молекулы N_2 , связанных с $E^3\Sigma_g^+$ и $D^3\Sigma_g^+$ состояниями, существенно восполняет недо-

статок информации по электронным переходам молекулы N_2 , значительно расширяя возможности астрофизических и геофизических исследований азотсодержащей газовой среды.

В заключение укажем области длин волн, в которых наблюдаются полосы изученных систем. Для этого после каждой системы в скобках укажем значение длины волны (0.0) перехода λ_{00} в нанометрах — $D-X$ (96.5), $D-B$ (226.1), $E-X$ (104.4), $E-A$ (217.3), $E-B$ (274.0), $E-C$ (1284.4).

Авторы благодарны Л. А. Кузнецовой за полезные стимулирующие дискуссии.

Московский государственный
университет

COMPUTATION OF THE FRANCK-CONDON FACTORS FOR THE SERIES OF ASTROPHYSICALLY IMPORTANT MOLECULAR SYSTEMS N_2

N. E. KUZ'MENKO, V. B. PAVLOV-VEREVKIN

The model quantitative description of the intensities in electronic spectra of diatomic molecules which play an important role in astrophysical investigations of interstellar space and planetary atmospheres has been considered. The results of computations of Franck-Condon factors and other radiative characteristics of a few astrophysically important molecular systems of nitrogen N_2 ($D^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$, $D^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$, $E^3\Sigma_g^+ - X^1\Sigma_g^+$, $E^3\Sigma_g^+ - A^3\Sigma_u^+$, $E^3\Sigma_g^+ - {}^3\Pi_B'$, $E^3\Sigma_g^+ - C\Pi_u^3$) are given and discussed. The computations have been carried out with Morse potentials of interactive electronic states for the vibrational quantum number $v' = 0 - 10$, $v'' = 0 - 10$.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. M. Solomon, W. Klemperer, Ap. J., 178, 389, 1972.
2. Ч. Таунс. УФН, 127, 479, 1979; Observatory, 97, 52, 1977.
3. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Природа, № 12, 44, 1980.
4. S. Green, Ann. Rev. Phys. Chem., 32, 103, 1981.
5. Г. М. Рудницкий, Исследование космического пространства (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР), 20, 140, 1983.
6. Н. Е. Кузьменко, Л. А. Кузнецова, Ю. Я. Кузяков, УФН, 140, 75, 1983.
7. Л. А. Кузнецова, Н. Е. Кузьменко, Ю. Я. Кузяков, Ю. А. Пластинин, Вероятности оптических переходов двухатомных молекул, Наука, М., 1980, 320 стр.
8. A. Lofthus, P. H. Krupenie, J. Phys. Chem. Ref. Data, 6, 113, 1977.

9. А. В. Гурвич, Л. А. Кузнецова, Н. Е. Кузьменко, Ю. Я. Кузьяков, А. Е. Микиров, Д. Ю. Смирнов, Излучение молекулярного азота в верхней атмосфере Земли. Гидрометеониздат, М., 1985, 169 стр.
10. R. S. Freund, J. Chem. Phys., 50, 3734, 1969.
11. L. Kurzweg, G. T. Egbert, D. J. Burns, J. Chem. Phys., 59, 2641, 1973.
12. J. Tellinghuisen, S. D. Henderson, Chem. Phys. Letters, 91, 447, 1982.
13. В. Б. Павлов-Веревкин, С. С. Яровой, Вестн. МГУ, сер. Химия, вып. 2, 178, 1976.
14. L. Richardson, J. Gaunt, Trans. Roy. Soc. London, A226, 229, 1927.
15. T. Terasaka, T. Matsushita, Chem. Phys. Letters, 80, 306, 1981.
16. R. W. Nicholls, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 2, 433, 1962.
17. M. Halmann, I. Laulicht, J. Chem. Phys., 43, 438, 1965.
18. K. P. Huber, G. Herzberg, Constants of Diatomic Molecules, N. Y., Van Nostrand Reinhold Co., 1979, 716 p.
19. G. R. Hebert, R. W. Nicholls, J. Phys., B2, 626, 1969.
20. M. Larsson, Astron. Astrophys., 128, 291, 1983.
21. М. Е. Боярчук, А. В. Шаврина, Л. А. Яковина, Астрофизика, 19, 265, 1983.
22. V. B. Gohel, Spectrosc. Lett., 7, 575, 1974.

УДК: 524.6—77*102 МГц

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ НА ЧАСТОТЕ 102 МГц. II

В настоящем сообщении публикуются результаты наблюдений 197 галактик бюраканской классификации из списка [1]. Наблюдения выпол-

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГАЛАКТИК С РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

| NGC | Бюр. класс | $S_{102(\text{Ян})}$ | $S_{M(\text{Ян})}$ | ПРИМЕЧАНИЯ |
|-------|---------------|----------------------|--------------------|-------------------------------------------|
| 214 | 2 | 3.0 ± 1.0 | — | Возможно мерцает $\Delta S \sim 0.3$ Ян |
| 2541 | 2 | 11.0 ± 2.0 | 1.7 ± 0.5 | $\theta = 0''.1$ |
| 2841 | 4 | 2.0 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 3031 | 3 | 5.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 3034 | 2 | 22.0 ± 4.0 | < 0.5 | |
| 3067 | 2 | 15.0 ± 3.0 | 6.0 ± 2.0 | $\theta = 0''.1$ |
| 3177 | 4 | 1.6 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 3185 | 4 | — | 0.9 ± 0.5 | $\theta = 0''.1$ |
| 3690 | 4 | 12.0 ± 2.0 | < 0.5 | Наблюдается с IC 694 |
| 3726 | 4 | 2.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 3810 | 4 | 2.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 3888 | 5 | 1.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 4258 | 3 | 8.0 ± 1.0 | — | На $1^m 5$ раньше мерцание |
| 4261 | 3 | 70.0 ± 7.0 | < 1.0 | |
| 4321 | 2 | 4.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 4374 | 3 | 30.0 ± 10.0 | < 0.5 | |
| 5322 | 3 | 3.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 5678 | 2 | 2.5 ± 1.0 | < 0.5 | |
| 6946 | 4 | 11.5 ± 2.0 | < 0.5 | |
| 7332 | 4 | — | 0.5 ± 0.3 | $\theta = 0''.1$ На 2^m позже вст. 4 Ян |
| IC694 | 1 | 12.0 ± 2.0 | < 0.5 | Наблюдается с NGC 3690 |

нены на том же радиотелескопе БСА ФИАН, на той же частоте 102 МГц и по той же методике, что в работе [2].

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ С ВЕРХНИМ ПРЕДЕЛОМ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ

| NGG | NGC |
|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 185 | 976 | 2787 | 3351* | 3605 | 3664* | 3949* | 4344 | 4595 | 4900 | 5820 | 7343 |
| 278 | 1073* | 2832 | 3359 | 3607 | 3684* | 3953* | 4396 | 4608 | 4914 | 5846 | 7448 |
| 404* | 1087 | 2880 | 3367* | 3608 | 3718 | 3982* | 4414 | 4639 | 5005 | 5850 | 7457 |
| 495 | 2276 | 2964* | 3368 | 3611* | 3733 | 3995* | 4457 | 4647 | 5300 | 5854 | 7469 |
| 499 | 2300 | 2968* | 3370* | 3613 | 3738 | 4047* | 4461* | 4654 | 5313 | 5879 | 7479 |
| 507 | 2460 | 3021 | 3379 | 3619 | 3756 | 4064 | 4485* | 4688 | 5354 | 5899 | 7541* |
| 514 | 2537* | 3043 | 3384 | 3623* | 3769 | 4088* | 4490* | 4713 | 5377 | 5905 | 7678 |
| 628 | 2565 | 3055* | 3389 | 3626* | 3780* | 4102* | 4496 | 4736* | 5474 | 5970 | 7679* |
| 750 | 2595 | 3193 | 3412 | 3631 | 3850 | 4116 | 4517 | 4747* | 5533 | 6015* | 7742 |
| 751 | 2633 | 3198* | 3414* | 3633 | 3900 | 4157 | 4522 | 4753* | 5566* | 6528* | 7743 |
| 753* | 2712 | 3254 | 3486 | 3640* | 3906* | 4162* | 4559* | 4754* | 5633 | 6930* | 7814* |
| 864* | 2716 | 3301 | 3489 | 3641* | 3913 | 4168* | 4567 | 4793* | 5638 | 6951 | |
| 877 | 2723 | 3319* | 3504 | 3646 | 3917 | 4178 | 4568 | 4800 | 5553 | 7177 | |
| 925 | 2775 | 3338* | 3512 | 3656* | 3921 | 4236 | 4569 | 4814 | 5660 | 7217 | |
| 972 | 2776 | 3339* | 3556 | 3659* | 3938 | 4237 | 4571 | 4826 | 5668 | 7331* | |

Результаты наблюдений галактик бюраканской классификации, имеющих радиоизлучение на частоте 102 МГц, приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы даны номера галактик по NGC-каталогу, во втором — класс галактик по бюраканской классификации, в третьем — измеренная плотность потока радиоизлучения на частоте 102 МГц и ее погрешность, в четвертом — плотность потока мерцающего компонента и ее погрешность, в пятом — примечания. Угловые размеры мерцающих компонентов приведены в примечаниях. Слабо мерцающие источники, сравнимые с величиной confusion (для мерцающих источников $S_{conf} = 0.15$ Ян [3]), отнесены к числу сомнительных и отмечены в примечаниях как возможно мерцающие. В табл. 2 приведен список галактик, радиоизлучение от которых оказалось ниже предела обнаружения порядка 1—2 Ян. Верхняя граница плотностей потоков мерцающего компонента этих галактик составляет 0.5 Ян.

Из наблюдавшихся в настоящей серии 197 галактик радиоизлучение уверенно обнаружено у 21 (14.5%). В случае 52 галактик, отмеченных в табл. 2 звездочкой, находящиеся рядом, на расстоянии 15'—30', более сильные радионисточники не позволяют обнаружить их возможное слабое

радиоизлучение. Таким образом, вместе с данными работы [2] нами на частоте 102 МГц наблюдается 330 галактик (в том числе 65 неуверенных из-за мешающих источников). Из них 44 галактики имеют заметное радиоизлучение, у 14 — обнаружены мерцающие компоненты ($\theta = 0.''1-1''$).

Анализ полученных нами результатов будет опубликован позже. В заключение авторы благодарят сотрудников группы эксплуатации антенны БСА за оказанную помощь в наблюдениях.

Investigation of the Galaxies from the Byurakan Classification at a Frequency of 102 MHz. II. The results of the observations of interplanetary scintillation at 102 MHz of 197 galaxies from the Byurakan classification are presented.

16 мая 1984

В. С. АРТЮХ,
М. А. ОГАННИСЯН

Физический институт им. П. К. Лебедева
Бюраканская астрофизическая обсерватория

ЛИТЕРАТУРА

1. Сообщ. Бюраканской обс., 47, 43, 1975.
2. В. С. Артюх, М. А. Оганнисян, *Астрофизика*, 19, 655, 1983.
3. В. С. Артюх, В. И. Шишов, *Астрон. ж.*, 59, 896, 1982.

CONTENTS

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC STUDIES OF BL LAC. ANALYSIS OF OBSERVATIONAL DATA. I. <i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, V. A. Yacovleva</i> | 5 |
| PHOTOMETRIC AND POLARIMETRIC INVESTIGATIONS OF TWO BL LAC-TYPE OBJECTS <i>S. G. Marchenko</i> | 15 |
| THE COLOURS AND BYURAKAN CLASSIFICATION OF GALAXIES <i>V. H. Malumian</i> | 25 |
| FIVE-COLOR PHOTOMETRY OF DQ HER (N HER 1934). I. <i>E. S. Dmitrienko, Yu. S. Eftmov, N. M. Shakhovskoy</i> | 31 |
| ON THE VARIABILITY OF THE HYDROGEN AND CALCIUM EMISSION IN THE SPECTRA OF SU AUR <i>V. P. Grinin, A. S. Mitskevitch, L. V. Timoshenko</i> | 43 |
| SPECTRAL STUDY IRREGULAR VARIABLES SV CEP, UX ORI AND DD SER <i>L. V. Timoshenko</i> | 51 |
| THE THORIUM ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERES OF Am-STARS <i>L. S. Lyubimkov, I. S. Savanov</i> | 63 |
| AN IMPROVEMENT OF THE MK CLASSIFICATION USING CONTINUOUS SPECTRA AND THE AVERAGE ENERGY DISTRIBUTIONS OF O9-A0 STARS <i>E. V. Raban</i> | 75 |
| FLARE AND H ₂ IN EMISSION STARS IN THE REGION OF ORION NEBULA <i>E. S. Parsamian</i> | 87 |
| ON THE KINEMATICS OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS <i>G. N. Salukvadze</i> | 97 |
| PHYSICAL PARAMETERS OF VISUAL BINARIES WITH COMPUTED ORBITS <i>Z. T. Kratcheva, E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yangelson</i> | 105 |
| THE MODEL ATMOSPHERE FOR THE BRIGHT COMPONENT OF THE BINARY SYSTEM υ Sgr <i>V. V. Leushin, G. P. Topilskaya</i> | 121 |
| ON THE RELAXATION TIMES IN THE SUPERFLUID CORES OF NEUTRON STARS <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabasian, A. G. Movsisian</i> | 137 |
| BVR-OBSERVATIONS OF POLARIMETRIC DATA OF STARS IN REFLECTION NEBULAE <i>L. A. Pavlova, F. K. Rspaev</i> | 145 |
| LOW-EXCITATION PLANETARY NEBULAE <i>L. N. Kondratyeva</i> | 153 |
| THE FORMATION OF FILAMENTS IN THE SUPERNOVAE REMNANTS <i>A. A. Rumyantsev</i> | 157 |
| STUDY OF CARBON MONOXIDE FORMATION IN INTERSTELLAR CLOUDS <i>L. N. Arshutkin</i> | 163 |
| ON ASYMPTOTIC FORMULAE OF THE THEORY OF RADIATION TRANSFER IN A SPHERE AND A SPHERICAL ENVELOPE <i>A. K. Kolesov</i> | 177 |
| ON THE MECHANISM OF EXCITATION OF ALFEN WAVES IN COSMIC PLASMA <i>R. G. Jangirtan, F. A. Kostantian</i> | 189 |
| COMPUTATION OF THE FRANCK-CONDON FACTORS FOR THE SERIES OF ASTROPHYSICALLY IMPORTANT MOLECULAR SYSTEMS N ₂ <i>N. E. Kuz'menko, V. B. Pavlov-Verevkin</i> | 195 |
| NOTES | |
| INVESTIGATION OF THE GALAXIES FROM THE BYURAKAN CLASSIFICATION AT A FREQUENCY OF 102 MHz <i>V. S. Artyukh M. A. Ogannitsian</i> | 211 |

СО Д Е Р Ж А Н И Е (продолжение)

| | | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------|-----|
| ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛОКОН В ТУМАННОСТЯХ — ОСТАТКАХ СВЕРХ- НОВЫХ | <i>А. А. Румянцев</i> | 157 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ОКИСИ УГЛЕРОДА В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ | <i>Л. Н. Аршуткин</i> | 163 |
| ОБ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ФОРМУЛАХ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ШАРЕ И СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ | <i>А. К. Колесов</i> | 177 |
| ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН АЛЬФВЕНА В КОСМИЧЕ- СКОЙ ПЛАЗМЕ | <i>Р. Г. Джанирян, Ф. А. Костанян</i> | 189 |
| РАСЧЕТ ФАКТОРОВ ФРАНКА-КОНДОНА ДЛЯ РЯДА АСТРОФИЗИ- ЧЕСКИ ВАЖНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ АЗОТА N_2 <i>Н. Е. Кузьменко, В. Б. Павлов-Веревкин</i> | | 195 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | | |
| ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ НА ЧАСТОТЕ 102 МГц. II | <i>В. С. Артюх, М. А. Оганнисян</i> | 211 |