

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25

ОКТАБРЬ, 1986

ВЫПУСК 2

НАБЛЮДЕНИЯ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД AS 296, AS 360 И AS 338 ВО ВРЕМЯ ИХ ВСПЫШЕК <i>В. Ф. Есипов, А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин</i>	229
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ УРАНА В Ар-ЗВЕЗДЕ 73 Dra ПО ЛИНИИ III $\lambda$ 3859.58 . . . . . <i>И. Х. Илиев, Л. С. Любимков, И. С. Саванов</i>	237
МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХРОМОСФЕРНОЙ ЭМИССИИ У ПУЛЬСИ- РУЮЩИХ ЗВЕЗД ТИПА $\delta$ ЦИТА <i>Г. А. Гарбузов, С. М. Андриевский</i>	251
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА V 380 Cyg . . . . . <i>В. В. Леушин, Г. П. Топильская</i>	261
НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ 1984a В NGC 4419 <i>Г. Н. Кимеридзе, Д. Ю. Цветков</i>	279
НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД В ОКРЕСТНОСТИ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ W 50 . . . . . <i>И. В. Госачинский, В. К. Херсонский</i>	287
ДИНАМИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ БЛИЗКИХ ТРОЙНЫХ ЗВЕЗД <i>Ж. П. Аносова</i>	297
ОБ ИНТЕНСИВНОСТЯХ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ НЕЙТРАЛЬНОГО И ИОНИЗОВАННОГО МАГНИЯ В ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРАХ <i>В. Г. Чолакян</i>	309
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ПУЛЬСАРАХ ИЗ-ЗА ДВИЖЕНИЯ ВИХРЕЙ <i>Д. М. Седракян</i>	323
ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ВОЛОКОН КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ. II <i>В. В. Головатый, В. И. Проник</i>	329

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Խ Մ Բ Ր Պ Մ Կ Մ Ա Կ Ո Ղ Ե Չ Ի Մ

Գ. Ս. Յիսնովսկի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրազևի, Լ. Ս. Լուուդ,  
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր  
խմբագիր), Ա. Գ. Մասիհչ, 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. Горбачукий, А. Т. Каалогаян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терсбиж, 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 տպագրում է ինֆնատիվ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագիրը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծղունարդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով. Մասկվա, 200.

УДК: 524.338.3

НАБЛЮДЕНИЯ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД AS 296, AS 360  
И AS 338 ВО ВРЕМЯ ИХ ВСПЫШЕК

В. Ф. ЕСИПОВ, А. П. ИПАТОВ, Б. Ф. ЮДИН

Поступила 18 марта 1986

Принята к печати 25 мая 1986

В 1985 г. обнаружена вспышка симбиотической звезды AS 296 с амплитудой  $\Delta U \geq 1^m$ . Во время вспышки блеск холодного компонента этой звезды заметно не изменился. В спектре AS 296 зарегистрированы линии H I, He I, He II, Fe II, N III и C III при отсутствии заметных эмиссий в запрещенных линиях. Температура горячего компонента при вспышке составила  $\sim 8.6 \cdot 10^4$  К, а его болометрическая светимость сравнялась с болометрической светимостью холодной звезды. Наблюдения AS 338 в 1985 г. показали, что вспышка этой звезды, обнаруженная в 1983—1984 гг., продолжается. По спектру AS 360, полученному в сентябре 1982 г., сделан вывод о вспышке этой звезды во время проведения наблюдений.

Малоизученный объект AS 296 отнесен Вакерлингом [1] к классу симбиотических звезд. Сандулик и Стефенсон [2] по силе полос TiO в низкодисперсионных спектрах классифицировали данный объект как звезду позднего спектрального класса (M 5) с эмиссионным спектром, аналогичным спектру Z And. Бругел и Валерштейн [3] привели подробное описание спектра AS 296, в котором они обнаружили эмиссионные линии H I, He I, He II, Fe II, [O III], [Ne IV]. По силе полос TiO холодную звезду они классифицировали как M 3—M 4, в то время как Кенион и Галахер [4] по интенсивности полосы CO (2.3 мкм) классифицировали ее как M 5. Радиоизлучение от AS 296 было зарегистрировано в феврале 1982 г. на частоте 4.9 ГГц с потоком, равным 1.64 мЯн [5]. Фотометрические, в системе UBVRJHKLMN, наблюдения Тарановой и Юдина [6], проведенные в 1982—1983 гг., показали, что блеск горячего компонента AS 296 (фильтр U) не испытывал существенных изменений. По показателям цвета холодный компонент классифицировался как M 5, при этом вплоть до длины волны 10 мкм (фильтр N) заметного ИК-избытка зарегистрировано не было.

В 1984—1985 гг. фотометрические наблюдения AS 296 были продолжены. В табл. 1 приведены результаты наблюдений в фильтрах U, V и J.



Из нее видно, что в 1985 г. горячий компонент симбиотической системы AS 296 испытал вспышку. При этом она произошла на фоне постоянства блеска холодного компонента (фильтр  $J$ ), т. е. таким же образом, как и в других симбиотических системах (Z And, CI Cyg, AG Dra)..

Таблица 1  
ФОТОМЕТРИЯ AS 296

Дата	$U$	$V$	$J$
09.09.82	13.96	11.88	5.96
17.05.83			5.80
29.06.83	13.88	12.01	5.84
25.09.83	13.81	11.97	5.85
16.06.84	14.21	11.97	
24.06.84			5.87
06.06.85	12.76	11.90	5.95
11.08.85	12.60	11.82	
03.09.85	12.54	11.70	
20.09.85			5.93

Спектральные наблюдения AS 296 в области длин волн 4000—7200 Å с дисперсией 230 Å/мм были выполнены 13 августа 1985 г. на 1.25-м рефлекторе Южной станции ГАИШ в Крыму. На рис. 1 приведен спектр AS 296 в районе линии  $H\beta$ . На нем же обозначены и наиболее сильные эмиссионные линии, а также полосы TiO. В общем, в спектре AS 296 были отчетливо отождествлены следующие эмиссионные линии:  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ; He I 7065, 6678, 5876, 5016, 4922, 4713, 4471, 4388; He II 4686; Fe II 7286, 5316, 5158, 4629, 4584, 4550, 4520, 4273; [Fe II] 4287, 4273; N III 4640, 4634; C III 4650. Запрещенных линий, а частности линий [O III], в спектре AS 296 обнаружено не было. Их слабость по отношению к разрешенным линиям также является характерной особенностью спектров ряда симбиотических звезд, указывающей на высокую,  $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ , плотность в газовой оболочке AS 296. Отметим, что в районе линии  $H\alpha$  запрещенных линий [S II], [N II], [Ar III] не было обнаружено и в спектре AS 296, полученном в сентябре 1982 г.

Спектрофотометрические наблюдения AS 296 с разрешением 50 Å были выполнены в сентябре 1982 г. и 1985 г. Полученные спектры приведены на рис. 2. Из него видно, что до вспышки AS 296 единственной, отчетливо наблюдаемой с данным спектральным разрешением эмиссией была линия  $H\alpha$ . Поток в ней составлял  $1.5 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$ . После вспышки, когда уровень излучения горячего источника заметно возрос, в спектре

AS 296 отчетливо проявились ещё линии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , He II 4686, а также бальмеровский скачок (рис. 2). При этом отношения  $F/F(H_\beta)$  составили 11 ( $H_\alpha$ ), 0.27 (He II 4686), 0.59 ( $H_\gamma$ ) при  $F(H_\beta) \approx 8.2 \cdot 10^{-12}$  эрг/см<sup>2</sup> с. Таким образом, при вспышке поток в линии  $H_\alpha$  увеличился в  $\sim 6.1$  раза. Величина бальмеровского скачка  $D_B \approx 0.7$ , а эквивалентная ширина линии  $H_\beta$  относительно континуума за бальмеровским скачком  $W^-(H_\beta) \approx 57$  А. Высокое отношение  $F(H_\alpha)/F(H_\beta)$  и малая величина  $W^-(H_\beta)$  по сравнению с их значениями, вычисленными для мензеловского случая „B“ рекомбинационной теории излучения, характерны для ряда симбиотических звезд и означают наличие самопоглощения в газовой оболочке AS 296 в бальмеровских линиях водорода.

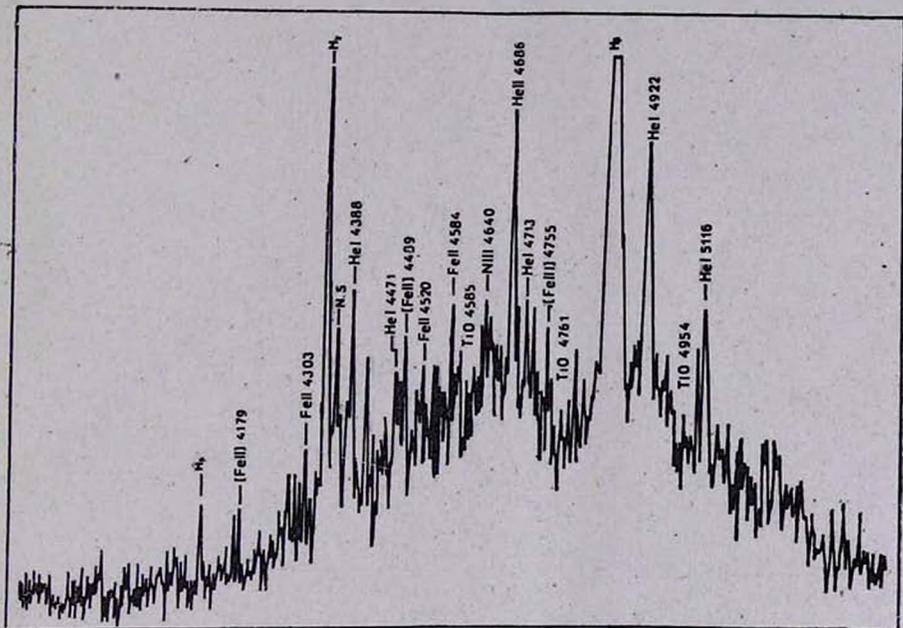


Рис. 1. Спектр AS 296 13 августа 1985 г.

По величине  $W^-(\text{He II})$ , в предположении что  $E(B-V) = 0^m45$  [6] и горячий компонент AS 296 излучает подобно черному телу, можно оценить ряд его параметров. Так 16 сентября 1985 г. (рис. 2) его температура составляла  $\sim 8.6 \cdot 10^4$  К, а болометрический поток равнялся  $\sim 2.8 \cdot 10^{-8}$  эрг/см<sup>2</sup> с. Болометрический поток от холодного компонента AS 296 в соответствии с его спектральным классом составляет  $\sim 2.9 \cdot 10^{-8}$  эрг/см<sup>2</sup> с. Иными словами, при вспышке AS 296 болометрические потоки от горячего и холодного компонентов этой симбиотической системы сравниваются.

Симбиотические звезды AS 338 и AS 360 являются также мало изученными, как и AS 296. По спектрам, полученным в области 2 мкм, их холодные компоненты классифицируются как M5 и M6 соответственно [7]. В видимой области длин волн в их спектрах присутствует линия He II 4686, заметная интенсивность которой говорит о высокой температуре источников ионизирующего излучения и позволяет классифицировать эти объекты как симбиотические [8].

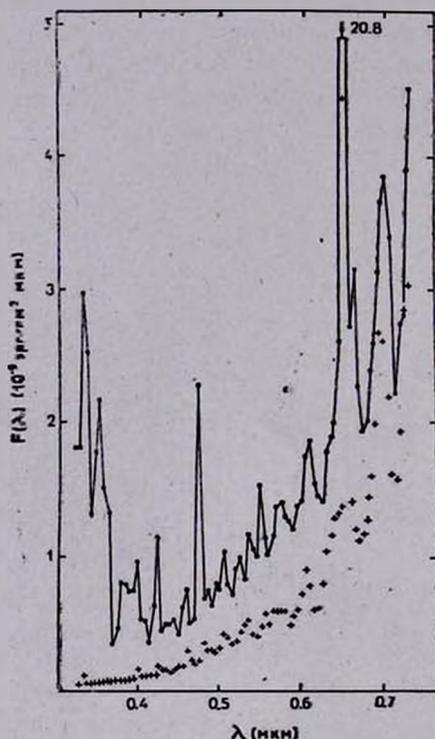


Рис. 2. Распределение энергии в спектре AS 296 15 сентября 1982 г. (+) и 16 сентября 1985 г. (•).

Однако в спектрах AS 338, полученных в 1983 г. и 1984 г., линий He II обнаружено не было [9]. Более того, оказалось, что по отношению к концу 70-х годов визуальная яркость ее увеличилась на  $\sim 3^{m5}$ , что позволило Шулту—Ладбеку [9] констатировать вспышку второй симбиотической звезды.

На рис. 3 приведен спектр AS 338, полученный на Южной станции ГАИШ в Крыму в октябре 1985 г. с дисперсией 230 Å/мм. Для сравнения на том же рисунке показан и спектр AS 296. Видно, что в спектре AS 338 не только отсутствуют линии HeI, но и полоса TiO 7054 полностью замы-

та излучением горячего компонента. Иными словами, в 1985 г. вспышка симбиотической звезды еще продолжалась. Следует отметить, что столь большая длительность вспышки AS 338 является довольно необычным явлением для симбиотических звезд. В максимуме вспышки, когда их горячие компоненты классифицируются как сверхгиганты спектральных классов В—А, они проводят, как правило, несколько месяцев.

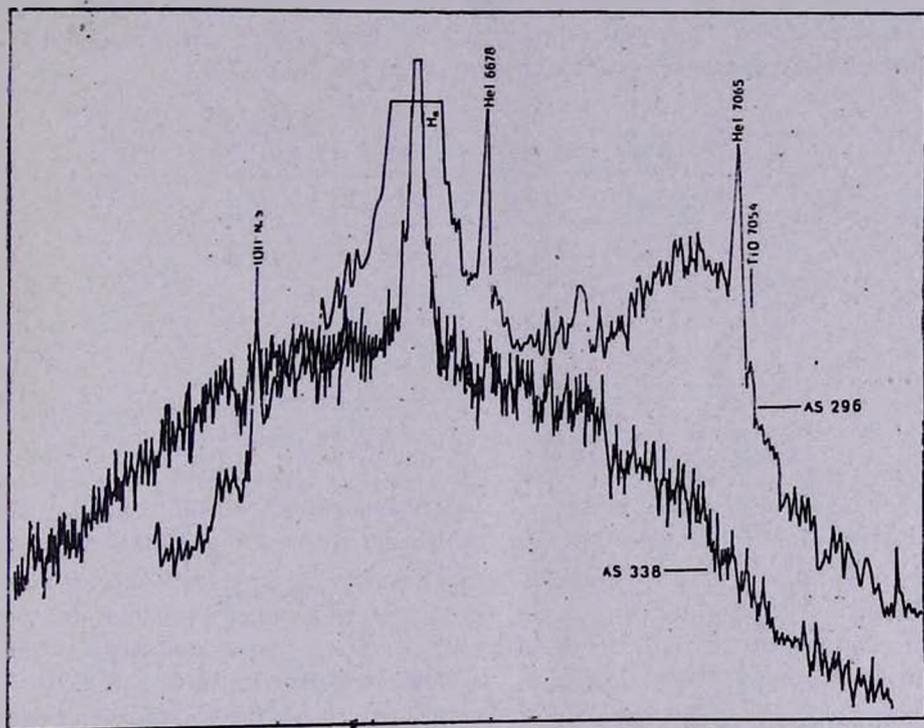


Рис. 3. Спектр AS 338 9 октября 1985 г. и спектр AS 296 13 августа 1985 г.

Фотометрические наблюдения AS 338 13 августа 1985 г. показали, что  $U = 12^m 65$ ,  $B = 12^m 91$  и  $V = 12^m 01$ . В табл. 2 приведены JHKLM-величины AS 338 и AS 360, усредненные вследствие отсутствия существенных изменений за 1984—1985 гг. Там же приведены результаты фотометрических наблюдений Аллена [10], выполненных в 70-х гг. Из табл. 2 видно, что существенных изменений в блеске холодных компонентов этих симбиотических звезд не наблюдается и на более длительной шкале времени. Для AS 338 это означает, что даже при вспышке ее горячего компонента вклад последнего в излучение системы в фильтре J не превышает 20%. Чтобы это имело место, величина избытка цвета  $E(B-V)$  не должна превышать  $0^m 5$ .

При  $E(B-V) = 0^m75$  болометрические потоки от горячего и холодного компонентов AS 338 при ее вспышке оказались примерно одинаковыми. В этом же случае по показателю цвета  $(H-K) = 0^m32$  холодный компонент классифицируется как M 5. Однако по показателю цвета  $(J-K) = 1^m01$  его спектральный класс соответствует M 1. Такой разброс в оценках спектральных классов холодной звезды AS 338 возможно вызван учетом доли излучения горячего компонента в фильтре J. Отметим, что подобная ситуация встречается и в случае объекта AS 360, который по своим показателям цвета в ИК-диапазоне сходен с объектом AS 338 (табл. 2).

Таблица 2  
ФОТОМЕТРИЯ AS 338 И AS 360

Объект	J	H	K	L	M
AS 338 <sup>a</sup>	8.98	8.11	7.67	7.28	6.71
AS 338 <sup>b</sup>	8.84	7.89	7.54	7.44	
AS 360 <sup>a</sup>	8.27	7.46	6.99	6.53	
AS 360 <sup>b</sup>	8.48	7.45	7.06		

a — Наблюдения авторов, усредненные за период 1984—1985 гг.

b — Наблюдения Аллена [10] в конце 70-х гг.

На рис. 4 приведен спектр AS 360, полученный в сентябре 1982 г. при спектрофотометрических наблюдениях с разрешением 50 Å. Из него видно, что в это время в спектре кроме сильной линии H<sub>α</sub> других заметных эмиссий не наблюдается. Это позволяет сказать, что в момент наблюдений симбиотическая звезда AS 360 была зарегистрирована во время своей вспышки. По потоку в районе длины волны 4500 Å можно оценить звездную величину AS 360 в фильтре B. Она составляет ~ 12.<sup>m</sup>8. В соответствии с глубиной полосы TiO 7250 холодный компонент AS 360 не может быть более ранним, чем M 4.

Авторы благодарны Ю. В. Ворошилову за помощь при наблюдениях.

Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга  
Московский государственный  
университет  
Астросовет АН СССР

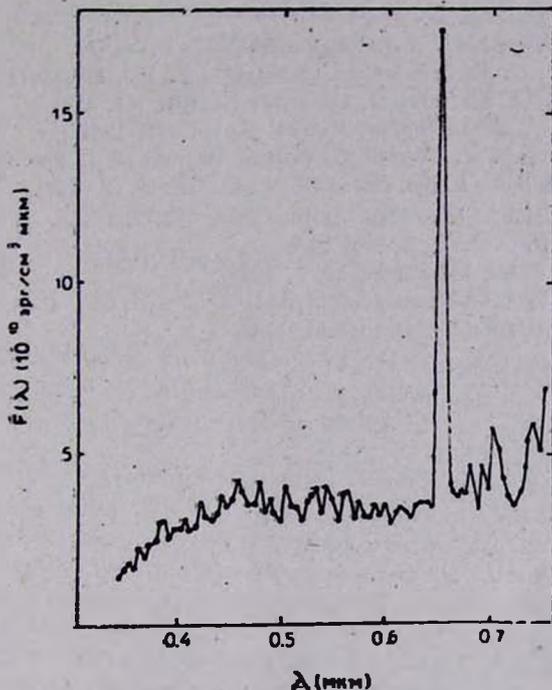


Рис. 4. Распределение энергии в спектре AS 360 14 сентября 1982 г.

## OBSERVATIONS OF SYMBIOTIC STARS AS 296, AS 360 AND AS 338 DURING THEIR OUTBURSTS

V. F. YESIPOV, A. P. IPATOV, B. F. YUDIN

Outburst of symbiotic star AS 296 with amplitude  $\Delta U > 1.4$  was detected in 1985. During the outburst brightness of its cool component it did not change sufficiently. Emission lines of H I, He I, He II, Fe I, N III and C III were detected in AS 296 spectrum in the absence of some visible emissions in forbidden lines. During the outburst the temperature of the hot component was about  $8.6 \cdot 10^4$  K. Bolometric luminosities of hot and cool components were approximately equal to each other. Observations of AS 338 in 1985 demonstrated the continuous character of its outburst detected in 1983—1984. Features of AS 360 spectrum observed in September 1982 leads to the conclusion on the existence of its outburst at this time.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L. R. Wackerling*, Mem. Roy. Astron. Soc., 73, 153, 1970.
2. *N. Sandulak, C. B. Stephenson*, Astrophys. J., 185, 899, 1973.
3. *E. W. Brugel, G. Wallerstein*, Observatory, 101, 164, 1981.
4. *S. J. Kenon, J. S. Gallagher*, Astron. J., 88, 666, 1983.
5. *F. R. Seaquist, A. R. Taylor, S. Batton*, Astrophys. J., 284, 202, 1984.
6. *О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин*, Письма в Астрон. ж., 11, 55, 1985.
7. *D. A. Allen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 190, 75, 1980.
8. *D. A. Allen*, Proc. ASA, 5, 369, 1984.
9. *R. Schulte-Ladback*, Messenger, 39, 3, 1985.
10. *D. A. Allen*, in "The Nature of Symbiotic Stars", IAU Coll. 70, eds. M. Friedjung, R. Viotti, Reidel, Dordrecht, 1982.

УДК: 524.3—355—36

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ УРАНА В Ар-ЗВЕЗДЕ 73 Dga ПО ЛИНИИ U II $\lambda$ 3859.58

И. Х. ИЛИЕВ, Л. С. ЛЮБИМКОВ, И. С. САВАНОВ

Поступила 13 февраля 1986

Принята к печати 15 мая 1986

Методом синтетических спектров по четырем спектрограммам в интервале 3858.5—3860.5 А, содержащем линию U II  $\lambda$  3859.58, определено содержание урана в атмосфере Ар-звезды 73 Dga. Предварительно по спектру Проциона проверены силы осцилляторов линий в указанном интервале; отмечено расхождение теории с наблюдаемой центральной глубиной сильной линии Fe I  $\lambda$  3859.91, которое не исчерпывает даже после дополнения модели атмосферы Проциона моделью хромосферы и учета повышенной ионизации атомов Fe I, обусловленной отклонениями от ЛТР. Анализ линии U II  $\lambda$  3859.58 подтвердил высокое содержание урана, которое было найдено для 73 Dga по ультрафиолетовому спектру, полученному на станции «Астрола». В среднем по четырем спектрам, соответствующим фазам  $\varphi = 0.375, 0.88, 0.19$  и  $0.77$  определено содержание урана  $\lg \epsilon(U) = 4.1$ , что на четыре порядка превышает значение  $\lg \epsilon(U) = 0.1-0.2$ , найденное по метеоритам.

1. *Метод анализа.* Звезда 73 Dga является магнитной Ар-звездой (тип пекулярности Sr—Sr—Eu), у которой магнитное поле, блеск и спектр меняются с периодом  $P = 20.275$  дня. Настоящее исследование 73 Dga было стимулировано наблюдениями ультрафиолетовых спектров 73 Dga на станции «Астрон». Как указано в [1], среди 11 исследованных Ар-звезд только у 73 Dga была обнаружена явная депрессия на месте линии U II  $\lambda$  2556.19, причем звезда наблюдалась дважды в одной и той же фазе  $\varphi = 0.77$ , и депрессия отчетливо видна на обоих спектрах. Ей соответствует содержание урана  $\lg \epsilon(U) = 4.4$ , что более чем на три порядка превышает солнечное значение. Анализ ультрафиолетовых спектров 73 Dga показал аналогичный избыток и в обилии других тяжелых элементов — Pb, W и, возможно, Th (см. [1]). Здесь и далее мы даем содержание в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято  $\lg \epsilon(H) = 12.0$ .

Высокое содержание урана в атмосфере 73 Dga, обнаруженное в [1] по ультрафиолетовым данным, интересно проверить по линии U II  $\lambda$  3859.58, расположенной в видимой части спектра. Эта линия отчетливо

видна на двух спектрограммах 73 Dga, опубликованных Каули и др. [2]. Применяя метод синтетических спектров, мы можем найти отсюда  $\lg \varepsilon(U)$ . Кроме того, в нашем распоряжении имеются еще два высококачественных спектра 73 Dga, полученных в Болгарской Национальной астрономической обсерватории (БНАО). Отметим, что найденные в настоящей работе значения  $\lg \varepsilon(U)$  частично уже были приведены в [1].

В основу расчета синтетических спектров 73 Dga были положены данные, полученные в [3]: эффективная температура  $T_{\text{эфф}} = 8150 \text{ K}$ , ускорение силы тяжести  $\lg g = 3.6$ , скорость микротурбулентности  $\xi_t = 1 \text{ км/с}$ , проекция скорости вращения на луч зрения  $v \cdot \sin i = 9 \text{ км/с}$ . Вычисления выполнялись по программе SYNTHEL [4] на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

Синтетические спектры рассчитывались нами в интервале 3858.5—3860.5 Å, включающем линию U II  $\lambda$  3859.58. Кроме нее в вычислениях участвовало около 40 линий других элементов из списка Куруца и Пейтреманна [5]. Для подавляющего большинства этих линий таблицы [5] являются единственным источником сил осцилляторов  $gf$ . Лишь для трех относительно сильных линий, включая U II  $\lambda$  3859.58, имеются более надежные определения  $gf$ -величин. Список сравнительно сильных линий, их потенциалы возбуждения нижнего уровня  $\chi$  и значения  $gf$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

СПИСОК НАИБОЛЕЕ СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Линия	Элемент	$\chi$ , эВ	$\lg gf$	Литература
3858.860	Mg I	4.34	-1.52	[5]
3858.877	Cr I	3.01	-0.37	[5]
3859.214	Fe I	2.40	-0.78	[6]
3859.580	U II	0.03	-0.62	[7]
3859.588	Cr I	3.39	-1.48	[5]
3859.680	Cr I	2.54	-2.40	[5]
3859.913	Fe I	0.00	-0.71	[6]

2. *Анализ спектра Проциона.* Чтобы проверить принятые значения сил осцилляторов, мы рассчитали сначала синтетический спектр для такой хорошо изученной нормальной звезды, как Процион ( $\alpha$  CMi, F 5 IV—V). Ранее подобная методика была применена в [8] при определении содержания тория в Ap-звездах. Запись наблюдаемого спектра Проциона в рассматриваемом участке была взята из атласа [9], а параметры модели атмосферы и химический состав — из работы [10]. Выполнена свертка

синтетического спектра с вращением и с инструментальным профилем. Для скорости вращения лучше всего подходит величина  $v \cdot \sin i = 7$  км/с, а для полуширины инструментального профиля мы приняли  $\Delta\lambda_I = 27$  мА в соответствии с [9].

Сравнение полученного теоретического спектра с наблюдаемым приведено на рис. 1. В целом согласие между синтетическим и наблюдаемым спектрами достаточно хорошее, исключением является лишь центральная часть резонансной линии Fe I  $\lambda$  3859.91. Сила осциллятора для нее известна достаточно уверенно (см. [6]). Известна также радиационная постоянная затухания  $\gamma_{\text{rad}}$ : по времени жизни  $\tau = 89 \cdot 10^{-9}$  с [11] верхнего уровня  $2^5D^0_4$  находим  $\gamma_{\text{rad}} = 1/\tau = 1.12 \cdot 10^7$  с $^{-1}$ , что существенно меньше „классического“ значения  $\gamma_{\text{cl}} = 1.49 \cdot 10^8$  с $^{-1}$  для этой линии. Важный вклад в полную величину затухания  $\gamma$  в случае F-карликов вносит параметр затухания  $\gamma_{\text{vdW}}$ , обусловленный силами Ван-дер-Ваальса; мы определили его по известной приближенной формуле Унзольда, однако ввели поправочный множитель 1.3, найденный для Fe I по солнечному спектру [12].

Кроме правильного выбора силы осциллятора  $gf$  и величины затухания  $\gamma$ , на вычисление такой сильной линии как Fe I  $\lambda$  3859.91 могут повлиять два эффекта: наличие хромосферы и повышение ионизации атомов Fe I вследствие отклонений от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Оба эти эффекта уже учтены при построении рис. 1. Во-первых, принятая модель атмосферы Прочиона была дополнена моделью хромосферы [13]. При этом, как оказалось, распределение температуры  $T$ , газового давления  $P_g$  и электронной концентрации  $N_e$  в хромосферной модели [13] отлично стыкуется на оптической глубине  $\lg \tau_{5000} = -1.8$  с нашей моделью фотосферы (см. рис. 2). Во-вторых, в соответствии с расчетами [14], мы учли понижение плотности атомов Fe I в верхних слоях атмосферы, связанное с повышением степени ионизации вследствие отклонений от ЛТР. При этом зависимость, полученная в [14] для Прочиона, была распространена на область хромосферы. В результате вычислений нами было установлено, что оба названных эффекта, то есть повышение температуры в верхних слоях атмосферы за счет хромосферы, а также понижение концентрации атомов Fe I вследствие отклонений от ЛТР, несколько ослабляют линию Fe I  $\lambda$  3859.91, однако теоретический профиль все-таки остается глубже наблюдаемого (рис. 1). Отметим, что расчеты профиля  $\lambda$  3859.91 были выполнены при предположении о когерентном рассеянии.

Мы так подробно остановились на расхождении между теорией и наблюдениями в центре линии Fe I  $\lambda$  3859.91, потому что аналогичное рас-

хождение, как будет видно из дальнейшего, имеет место и в спектрах Ар-звезды 73 Dra. Его причина пока остается невыясненной.

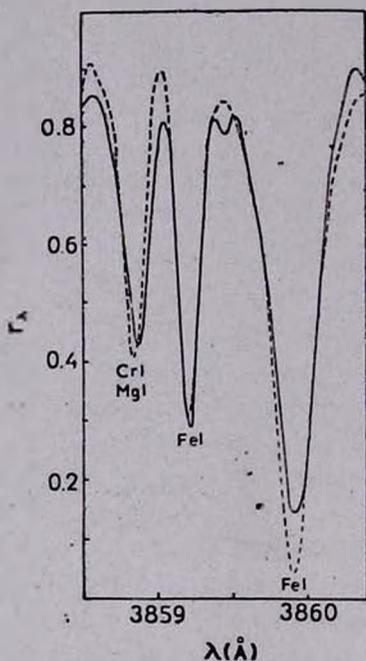


Рис. 1. Сравнение наблюдаемого спектра Прокциона (сплошная линия) с синтетическим спектром (штриховая линия) в интервале 3858.5—3860.5 Å. Указано, каким элементам принадлежат наиболее сильные линии.

Линия  $U II \lambda 3859.58$  в спектре Прокциона совсем не видна; при нормальном содержании урана она оказывается столь слабой, что совершенно теряется на фоне сильной линии  $Fe I \lambda 3859.91$ . Однако при переходе от Прокциона к Ар-звезде 73 Dra ситуация меняется: из-за повышения эффективной температуры линия  $Fe I \lambda 3859.91$  ослабевает, а из-за большого избытка в содержании урана линия  $U II \lambda 3859.58$  усиливается.

3. Анализ двух спектров 73 Dra, полученных в БНАО. Две спектрограммы, использованные нами, были получены в октябре 1984 г. на 2-метровом телескопе Болгарской Национальной астрономической обсерватории (БНАО). Обратная дисперсия составляла 4.2 Å/мм, разрешение (полуширина инструментального профиля) — 0.08 Å, тип эмульсии фотоластинки — II а-О. Уровень непрерывного спектра проводился по пикам на участке спектра длиной около 500 Å. Каждая спектрограмма измерялась несколько раз, затем результаты усреднялись. В получении и обработке спектрограмм участвовали сотрудники БНАО В. Добричев, Л. Илиев. И. Илиев и И. Барзова.

Все исследованные нами спектры 73 Dgr относятся к разным фазам  $\varphi$  изменения магнитного поля, причем величину  $\varphi$  мы определяли согласно Престону [15]. На рис. 3 и 4 представлены результаты анализа двух указанных спектров БНАО, соответствующих фазам  $\varphi = 0.375$  и  $\varphi = 0.88$ . Прежде всего отметим, что у 73 Dgr, как и у Проциона, теоретический профиль резонансной линии Fe I  $\lambda$  3859.91 получается глубже, чем наблюдае-

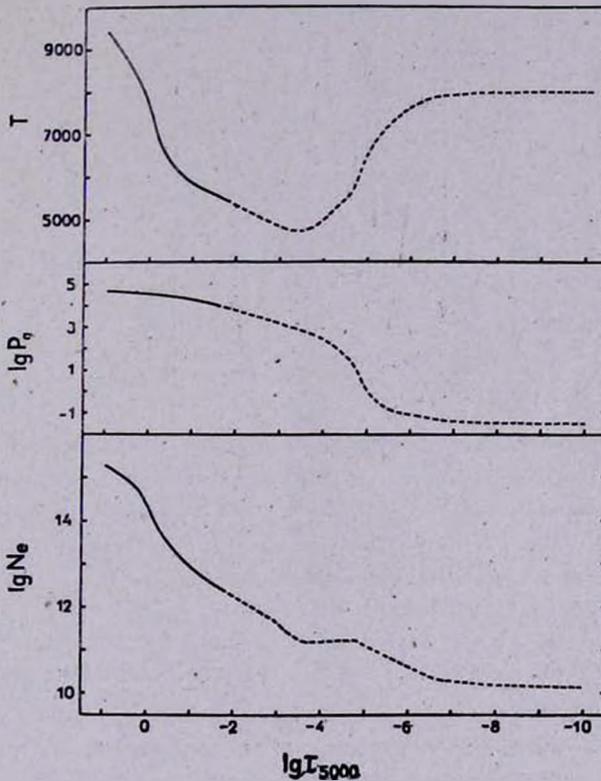


Рис. 2. Распределение температуры  $T$ , газового давления  $P_g$  и концентрации электронов  $N_e$  в принятой модели атмосферы Проциона ( $\tau_{5000}$  — оптическая глубина в длине волны 5000 А). Модель фотосферы [3] (сплошная линия) и модель хромосферы [13] (штриховая линия) хорошо стыкуются на глубине  $\lg \tau_{5000} = -1.8$ .

мый, хотя в расчетах мы учли повышение ионизации атомов Fe I вследствие отклонений от ЛТР. Последнее было сделано с помощью результатов вычислений [16], выполненных для очень близкой по значениям  $T_{эф}$  и  $\lg g$  Ап-звезды 15 Vul. Как уже отмечалось, причина такого расхождения остается невыясненной.

Рассмотрим теперь линию  $U II \lambda 3859.58$ . Она отчетливо видна на обеих спектрограммах БНАО (рис. 3 и 4). Как известно, содержание урана в солнечной системе характеризуется следующими величинами:  $lg \varepsilon(U) < 0.6$  для атмосферы Солнца,  $lg \varepsilon(U) = 0.1-0.2$  для метеоритов (см. [17]). Если в расчетах принять, например,  $lg \varepsilon(U) = 0.6$ , тогда на месте  $\lambda 3859.58$  синтетический спектр показывает лишь очень слабую де-

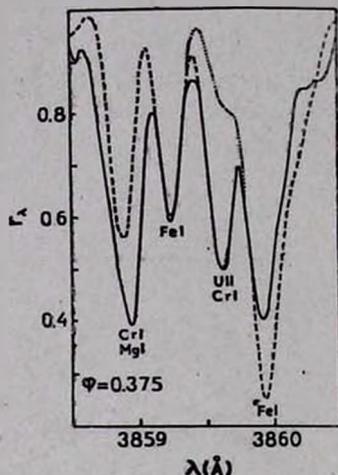


Рис. 3. Сравнение наблюдаемого спектра 73 Дга (сплошная линия), полученного в БНАО для фазы  $\varphi = 0.375$ , с синтетическим спектром (штриховая линия). Пунктирная линия соответствует нормальному содержанию урана  $lg \varepsilon(U) = 0.6$ . Указано, каким элементам принадлежат наиболее сильные линии.

прессию (пунктирная линия на рис. 3 и 4), совершенно не соответствующую наблюдаемой здесь линии. Увеличивая содержание  $lg \varepsilon(U)$  и подгоняя теоретический профиль линии урана к наблюдаемому, мы получаем наилучшее согласие с наблюдениями при  $lg \varepsilon(U) = 4.6$  для фазы  $\varphi = 0.375$  и при  $lg \varepsilon(U) = 3.9$  для фазы  $\varphi = 0.88$ . Эти значения находятся в полном согласии с оценкой  $lg \varepsilon(U) = 4.4$ , которую дал анализ линии  $U II \lambda 2556.19$ , выполненный в [1] по ультрафиолетовым спектрам станции «Астрон». Подчеркнем, что для обеих линий  $U II$  использована одна система сил осцилляторов.

Итак, подтверждено высокое содержание урана в атмосфере  $Ag$ -звезды 73 Дга. Значения  $lg \varepsilon(U)$ , найденные для фаз  $\varphi = 0.375$  и  $\varphi = 0.88$ , отличаются на 0.7. На основе только двух спектрограмм нельзя сказать, связано ли это различие с реальными вариациями линии  $U II \lambda 3859.58$  в течение периода  $P = 20.275$  дня. Однако можно напомнить, что аналогич-

ное изменение  $\lg \epsilon$  с фазой было найдено в [3] для европия. Как известно, периодические вариации некоторых линий в спектрах Ap-звезд связывают с пятнами химического состава на поверхности вращающейся звезды. Не исключено, что в случае 73 Dra уран также концентрируется в пятнах.

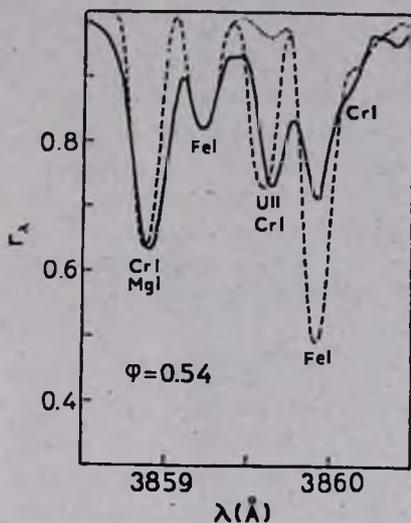


Рис. 4. Сравнение наблюдаемого спектра 73 Dra (сплошная линия), полученного в БНАО для фазы  $\varphi = 0.88$ , с синтетическим спектром (штриховая линия).

В табл. 2 наряду с содержанием урана указано также полученное нами содержание хрома и железа — двух элементов, дающих наиболее силь-

Таблица 2  
СОДЕРЖАНИЕ ХРОМА, ЖЕЛЕЗА И  
УРАНА В АТМОСФЕРЕ 73 Dra, НАЙ-  
ДЕННОЕ ПО РАЗЛИЧНЫМ СПЕК-  
ТРАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Обсерватория	Фаза	$\lg \epsilon$		
		Cr	Fe	U
БНАО	0.375	7.9	8.2	4.6
	0.88	7.7	7.8	3.9
ДАО	0.19	7.9	7.7	3.6
	0.54*	7.5	7.0	3.2
„Астрон“ [1]	0.77	7.4	7.9	4.4

\* Согласно [2] в этом спектре линии Fe I аномально слабы.

ные линии в рассматриваемом спектральном участке (при определении содержания Cr и Fe мы опирались в основном на линии Cr I  $\lambda$  3858.877 и

Fe I  $\lambda$  3859.214). Видим, что разница в значениях  $\lg \epsilon$  между двумя фазами для Cr и Fe существенно меньше, чем для U. В среднем содержания Cr и Fe хорошо согласуются с данными [3].

Для фазы  $\varphi = 0.375$  (рис. 3) обращает на себя внимание аномально сильная бленда около  $\lambda = 3858.9$  А. Основной вклад в нее вносит линия Cr I  $\lambda$  3858.877 (см. табл. 1). Для фазы  $\varphi = 0.88$  она показывает хорошее согласие с наблюдаемым профилем при  $\lg \epsilon$  (Cr) = 7.7 (рис. 4). Чтобы добиться такого же согласия для  $\varphi = 0.375$ , потребовалось бы сильно увеличить содержание хрома, однако в таком случае в правом крыле линии Fe I  $\lambda$  3859.91 появилась бы заметная депрессия, обусловленная линиями Cr I  $\lambda$  3860.13 и  $\lambda$  3860.26. Это привело бы к значительному расхождению с наблюдаемым спектром. Мы проанализировали вклад других, более слабых линий в бленду на 3859.9 А. Согласно списку [5] здесь находятся следующие линии:

3858.83 Fe I  
58.86 Mg I  
58.88 Ti I  
58.95 Nb I  
59.07 Co I.

Наши вычисления показали, что для указанных линий Fe I и Mg I необходимо увеличить силу осциллятора примерно на два порядка, а для остальных трех линий еще больше, чтобы получить бленду той глубины, которая наблюдается в фазе  $\varphi = 0.375$ . Однако тогда в фазе  $\varphi = 0.88$  рассматриваемая бленда оказалась бы заметно глубже наблюдаемой. По нашему мнению, видимое усиление бленды на 3858.9 А в фазе  $\varphi = 0.375$  может быть либо связано с каким-то дефектом фотопластинки, либо с существованием наряду с линией Cr I  $\lambda$  3858.877 какой-то неизвестной, близкой по  $\lambda$  линии, испытывающей значительные вариации с фазой.

4. *Применение моделей Стемпеня—Мутсама.* Описанные выше расчеты синтетических спектров основывались на модели атмосферы 73 Dга с параметрами  $T_{\text{эфф}} = 8150$  К и  $\lg g = 3.6$ . Эта модель была получена в [3], причем в качестве исходных были использованы модели атмосфер Куруца [18] с нормальным содержанием металлов. В [3] было отмечено, что хотя химический состав 73 Dга в целом является пекулярным, однако его особенности таковы, что для данной звезды они мало скажутся на модели атмосферы. Сейчас мы можем проверить это утверждение, повторив расчеты синтетических спектров с двумя неопубликованными моделями атмосферы 73 Dга, любезно предоставленными в наше распоряжение К. Стемпенем. Они соответствуют двум разным фазам  $\varphi$  с несколько различающимся химическим составом, взятым из работы Садакане [19]. Методика вы-

числений описана Мутсамом [20]. Важно, что при расчете этих моделей учтены особенности химического состава 73 Dga.

Эффективная температура двух моделей Стемпеня—Мутсама весьма близка к нашей:  $T_{\text{эфф}} = 8000$  К и  $8300$  К (наше значение  $T_{\text{эфф}} = 8150$  К [3]). Ускорение силы тяжести в обоих случаях составляет  $\lg g = 3.9$ . Так как эти модели не соответствуют в точности фазам  $\varphi = 0.375$  и  $\varphi = 0.88$ , мы проанализировали каждый из двух спектров БНАО с обеими моделями. Полученные таким путем четыре значения  $\lg \varepsilon(U)$  представлены в табл. 3.

Таблица 3  
ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\lg \varepsilon(U)$  С ПОМОЩЬЮ ДВУХ НЕОПУБЛИКОВАННЫХ МОДЕЛЕЙ СТЕМПЕНЯ—МУТСАМА

Фаза	Модель атмосферы ( $T_{\text{эфф}}/\lg g$ )	
	8000/3.9	8300/3.9
0.375	4.35	4.70
0.88	3.80	4.00

Из табл. 3 видно, что для каждой фазы  $\varphi$  при переходе от одной модели к другой величина  $\lg \varepsilon(U)$  меняется лишь на 0.2—0.3. Но самый важный вывод заключается в том, что прежние значения  $\lg \varepsilon(U)$ , полученные с нашей моделью атмосферы [3], лежат между значениями, найденными с помощью двух моделей Стемпеня—Мутсама (см. табл. 2 и 3). Таким образом, применение моделей атмосфер незванных авторов подтвердило наши первоначальные оценки содержания урана на основе модели атмосферы [3].

5. *Анализ двух спектров, полученных Каули и др.* Мы проанализировали также две спектрограммы 73 Dga, полученные Каули и др. [2] в Доминианской астрофизической обсерватории (ДАО). Дисперсия составляла 2.4 А/мм, спектры относятся к фазам  $\varphi = 0.19$  и  $\varphi = 0.54$ . Сравнение наблюдаемых спектров с синтетическими представлено на рис. 5 и 6, а найденные значения  $\lg \varepsilon(U)$  — в табл. 2.

Содержание урана по данным ДАО получилось несколько ниже, чем по данным БНАО:  $\lg \varepsilon(U) = 3.6$  для  $\varphi = 0.19$  и  $\lg \varepsilon(U) = 3.2$  для  $\varphi = 0.54$ . Спектрограмма, соответствующая фазе  $\varphi = 0.54$ , примечательна тем, что на ней, как указано в [2], линии Fe I оказались аномально слабыми. По нашей оценке им соответствует содержание железа  $\lg \varepsilon(\text{Fe}) = 7.0$ , что существенно ниже, чем для всех других спектрограмм (см. 2—798

табл. 2). Интересно, что аномальная слабость линий Fe I вблизи фазы  $\varphi = 0.54$  не подтверждается данными Полосухинской и Додонова [21], получивших спектры 73 Dга в нескольких фазах. В этом можно убедиться, сравнив измерения эквивалентных ширин  $W_\lambda$  линий Fe I в [21] для фаз  $\varphi = 0.48$  и  $\varphi = 0.67$  со значениями  $W_\lambda$  для остальных фаз. По нашему мнению, необходимы дополнительные спектральные наблюдения 73 Dга, чтобы подтвердить сильное ослабление линий Fe I вблизи фазы  $\varphi = 0.54$ .

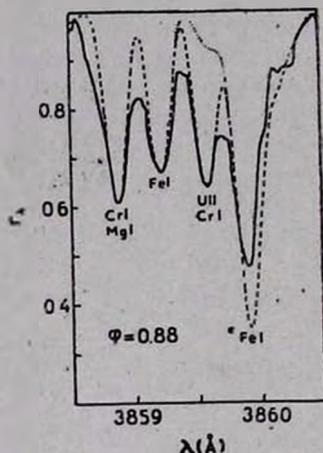


Рис. 5. Сравнение наблюдаемого спектра 73 Dга (сплошная линия), полученного в ДАО [2] для фазы  $\varphi = 0.19$ , с синтетическим спектром (штриховая линия).

Обращает на себя внимание еще одна особенность спектров ДАО: как видно из рис. 5 и 6, на обеих спектрограммах наблюдаемый профиль линии U II  $\lambda$  3859.58 смещен вправо относительно теоретического профиля, причем сдвиг по центральной длине волны составляет около 0.05 Å. На спектрах БНАО такого смещения не наблюдается (рис. 3 и 4).

6. *Обсуждение результатов.* Если исключить из рассмотрения фазу  $\varphi = 0.54$ , отличающуюся особенно низким содержанием железа и урана, то, как видно из табл. 2, остальные результаты хорошо согласуются между собой, включая данные анализа ультрафиолетовых спектров 73 Dга из [1]. В частности, содержание хрома  $\lg \epsilon$  (Cr) варьируется от 7.4 до 7.9, а содержание железа  $\lg \epsilon$  (Fe) — от 7.7 до 8.2, то есть величина  $\lg \epsilon$  для этих двух элементов меняется на 0.5. Для урана разброс в значениях  $\lg \epsilon$  (U) оказался больше: от 3.6 до 4.6 (без учета фазы  $\varphi = 0.54$ ). Возможно, он связан с реальной переменностью линий U II в течение периода

$P = 20.275$  дня, однако представленный в табл. 2 материал слишком мал и неоднороден, чтобы судить о такой переменности.

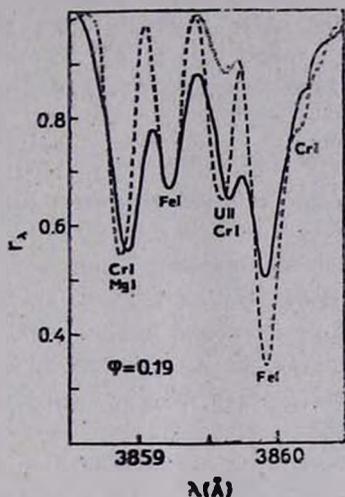
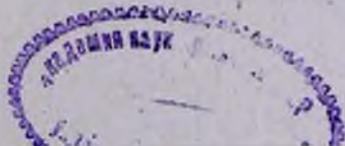


Рис. 6. Сравнение наблюдаемого спектра 73 Drg (сплошная линия), полученного в ДАО [2] для фазы  $\varphi = 0.54$ , с синтетическим спектром (штриховая линия).

По 4 спектрам (2 спектра БНАО, 1 спектр ДАО и 1 ультрафиолетовый спектр «Астрона») в среднем для 73 Drg получаем содержание урана  $\lg \epsilon(U) = 4.1$ . Это на четыре порядка превышает содержание урана в солнечной системе  $\lg \epsilon(U) = 0.1-0.2$ , найденное по метеоритам (см. [17]). Важно, что такой результат получается независимо по двум разным линиям урана —  $\lambda 3859.58$  и  $\lambda 2556.19$ .

Каули и Арнольд [22] высказали предположение, что линия, наблюдаемая на месте  $\lambda 3859.58$  в спектрах ряда Ар-звезд, в значительной мере обусловлена хромом. Конкретно речь идет о линиях Cr I  $\lambda 3859.588$  и  $\lambda 3859.680$ , приведенных в табл. 1. Однако высказанное в [22] предположение было основано на допущении о слишком высоком содержании хрома  $\lg \epsilon(\text{Cr}) = 8.5-8.8$ , которое существенно превышает значения  $7.4-7.9$ , найденные для 73 Drg. Если принять для 73 Drg реальную величину  $\lg \epsilon(\text{Cr})$ , тогда, как показали наши расчеты, вклад двух указанных линий Cr I становится очень малым. Пришлось бы увеличить силы осцилляторов  $gf$  обеих линий Cr I в 10 раз, чтобы получить для 73 Drg соответствие с наблюдаемым профилем  $\lambda 3859.58$  при нормальном содержании урана. По нашему мнению, линия  $\lambda 3859.58$  в спектре 73 Drg действительно принадлежит урану. На это указывают: 1) хорошее согласие с величиной  $\lg \epsilon(U)$ ,



полученной в [1] по ультрафиолетовому спектру 73 Dra; 2) обнаруженные в [1] аналогичные избытки в содержании других очень тяжелых элементов — свинца, вольфрама и, возможно, тория.

Таким образом, можно сделать вывод, что детальное исследование спектров 73 Dra в области линии U II  $\lambda$  3859.58 привело к подтверждению высокого содержания урана, найденного в [1] по спектру 73 Dra в ультрафиолетовой области.

Интересно отметить, что для Ap-звезды  $\beta$  CrB, которая по своей температуре  $T_{\text{эфф}}$  близка к 73 Dra и которая также наблюдалась на «Астро-не» [1], депрессия на месте линии U II  $\lambda$  2556.19 не обнаружена. Нет в спектре этой звезды и явно выраженной линии U II  $\lambda$  3859.58; на высокодисперсионных спектрограммах Каули и др. [2] в этом месте видна лишь слабая депрессия в крыле резонансной линии Fe I  $\lambda$  3859.91.

Авторы выражают искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за неоднократные обсуждения, К. Стѣмпеню за предоставление двух неопубликованных моделей атмосферы 73 Dra, сотрудникам БНАО И. Баровой, В. Добричеву и Л. Илиеву за помощь в получении и обработке спектрограмм.

Болгарская Национальная  
астрономическая обсерватория  
Крымская астрофизическая  
обсерватория

## URANIUM ABUNDANCE IN Ap-STAR 73 Dra DETERMINED FROM U II $\lambda$ 3859.58 LINE

I. C. ILIEV, L. S. LYUBIMKOV, I. S. SAVANOV

The uranium abundance in the atmosphere of Ap-star 73 Dra is found by the method of synthetic spectra using four spectrograms in the 3858.5—3860.5 Å region containing U II  $\lambda$  3859.58 line. Beforehand the gf-values in the spectral section in question were examined with the help of Procyon spectrum; the difference between observations and calculations of the depth of strong Fe I line  $\lambda$  3859.91 was found which didn't disappear even after including the chromospheric model and the iron over-ionization caused by departures from LTE. The analysis of U II  $\lambda$  3859.58 line confirmed high abundance of uranium which had been discovered for 73 Dra by UV spectra obtained with space station „Astron“. The mean uranium abundance  $\log \epsilon(U) = 4.1$  was found for four spectra corresponding to the phases  $\varphi = 0.375, 0.88, 0.19$  and  $0.77$ . It exceeds the meteoritic abundance  $\log \epsilon(U) = 0.1-0.2$  by four orders of magnitude.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. B. *Severny*, L. S. *Lyubimkov*, Proc. IAU Colloq. No. 90 (in press).
2. C. R. *Cowley*, G. C. L. *Atkman*, W. A. *Fisher*, Publ. Dominion Astrophys. Obs., 15, 37, 1977.
3. Л. С. *Любимков*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 75, 155, 1986.
4. Л. С. *Любимков*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 74, 3, 1986.
5. R. L. *Kurucz*, E. *Peytremann*, Smithsonian Astrophys. Observ. Report, No. 352, 401, 1975.
6. А. А. *Боярчук*, И. С. *Саванов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 70, 57, 1985.
7. P. A. *Voigt*, Phys. Rev. A, 11, 1845, 1975.
8. Л. С. *Любимков*, И. С. *Саванов*, Астрофизика, 22, 63, 1985.
9. R. *Griffith*, R. *Griffith*, A Photometric Atlas of the Spectrum of Procyon, Cambridge, England, 1979.
10. K. *Kato*, K. *Sadakane*, Astron. and Astrophys., 113, 135, 1982.
11. H. *Figger*, K. *Stomos*, H. *Walter*, Z. Phys., 270, 371, 1974.
12. R. I. *Kostik*, Solar Phys., 78, 39, 1982.
13. T. R. *Ayres*, J. L. *Linsky*, R. A. *Shine*, Astrophys. J., 192, 93, 1974.
14. А. А. *Боярчук*, Л. С. *Любимков*, Н. А. *Сахибуллин*, Астрофизика, 22, 339, 1985.
15. G. W. *Preston*, Astrophys. J., 150, 871, 1967.
16. Y. *Takeda*, Ann. Tokyo Astron. Observ., 2-nd Ser., 19, 553, 1984.
17. J. E. *Ross*, L. H. *Aller*, Science 191, 1223, 1976.
18. R. L. *Kurucz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
19. K. *Sadakane*, Publ. Astron. Soc. Jap., 23, 469, 1976.
20. H. *Muthsam*, Astron. and Astrophys., 73, 159, 1979.
21. Н. С. *Полосухина*, С. Н. *Додонов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 57, 19, 1977.
22. C. R. *Cowley*, C. N. *Arnold*, Astrophys. J., 226, 420, 1978.

УДК: 524.331—62

МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХРОМОСФЕРНОЙ ЭМИССИИ  
У ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД ТИПА  $\delta$  ЦИТА

Г. А. ГАРБУЗОВ, С. М. АНДРИЕВСКИЙ

Поступила 25 декабря 1985

Принята к печати 20 мая 1986

Предложен механизм, объясняющий возникновение и переменность хромосферной эмиссии в центре линий  $h$  и  $k$  Mg II в спектрах пульсирующих звезд типа  $\delta$  Цита. Согласно рассмотренной модели эмиссия возникает вследствие излучения газа, нагретого ударной волной, проходящей во внешних слоях атмосферы звезды в фазах, близких к максимуму блеска. Переменность потока в линиях  $h$  и  $k$  Mg II является следствием движения ударной волны в неоднородной среде с убывающей плотностью.

1. *Введение.* К настоящему времени выполнен ряд работ по изучению хромосферной активности у пульсирующих звезд типа  $\delta$  Цита [1—3]. Для семи звезд спектральных классов A5—F6 с IUE были проведены наблюдения в области линий  $h$  и  $k$  Mg II 2800 Å [1]. Результаты наблюдений заключаются в следующем. В центре линий  $h$  и  $k$  Mg II трех звезд ( $\tau$  Лебеда,  $\beta$  Кассиопеи и  $\rho$  Кормы) зарегистрирована хромосферная эмиссия. У четырех звезд эмиссия заподозрена. Наиболее характерной особенностью эмиссии является ее переменность с фазой пульсации. Наибольший поток в линиях  $h$  и  $k$  Mg II наблюдается в фазах максимальной скорости расширения атмосферы (максимум блеска), наименьшее значение потока совпадает с минимумом блеска.

Многочисленные данные свидетельствуют об отсутствии у стационарных звезд спектральных классов A5—A7 (соответствует спектральному классу звезд типа  $\delta$  Цита в максимуме блеска) «магниево» и «кальциево» хромосферы [4, 5]. Поэтому, установление хромосферных условий во внешних слоях атмосфер пульсирующих звезд типа  $\delta$  Цита не может быть обусловлено механизмом нагрева, связанным с существованием развитой конвективной области. Таким образом, появление хромосферной эмиссии у звезд типа  $\delta$  Цита и ее переменность с фазой пульсации можно интерпретировать как результат периодического поступления энергии во

внешние слои звезды.носителем такой энергии у пульсирующих звезд может быть ударная волна, генерируемая пульсацией.

Основной вопрос состоит в том, сможет ли излучение внешних слоев атмосферы, нагретых в результате прохождения ударной волны, обеспечить наблюдаемые значения потоков в хромосферных линиях и их переменность.

2. *Физические условия за фронтом ударной волны.* Ударная волна в атмосфере пульсирующей звезды возникает в фазах, близких к моменту максимальной скорости расширения фотосферных слоев. Наблюдения и расчеты [6, 7] показывают, что, несмотря на диссипативные процессы, ударная волна распространяется к периферийным слоям с ускорением. Ускорение ударной волны поддерживается расширением действующих как поршень нижних слоев и уменьшением плотности среды. Скорость ударной волны у звезд типа  $\delta$  Цента может достигать 50 км/с на уровне формирования линии поглощения Na [8].

С движением ударной волны связано перемещение в атмосфере области высокой электронной температуры и степени ионизации. Граница этой области совпадает с фронтом ударной волны, а протяженность определяется скоростью ударной волны и эффективностью радиативного охлаждения газа.

Физические условия за фронтом ударной волны и их временные зависимости могут быть определены путем решения уравнений кинетики ионизации водорода и энергетического баланса электронного газа. Эти уравнения для водородной среды с примесью металлов ( $n_m = 10^{-4} n$ ) запишем согласно работам Горбачуко [9, 10]:

$$\frac{dn^+}{dt} = n_e \sum_{i=1}^{\infty} n_i q_{i\alpha}(T_e) - n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_i + n_2 \alpha_{2c} c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_a}{dt} = n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_i + n_e n_1 q_{12}(T_e) - n_e n_2 q_{21}(T_e) - 2n_2 \alpha_{2c} c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}} - \\ - n_e n_3 q_{2c}(T_e) - n_2 A_{21} \beta_{12} - n_m \alpha_m c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d(3/2 n_e k T_e)}{dt} = n_e n^+ E_{i\alpha} + n_e (n_2 q_{21}(T_e) - n_1 q_{12}(T_e)) h \nu_{12} + \\ + n_2 \alpha_{2c} c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}} \frac{3}{2} h \nu_{12} - n_e \sum_{i=1}^{\infty} q_{i\alpha}(T_e) n_i h \nu_{i\alpha} - \\ - B T_e n_e n^+ k \sum_{i=2}^{\infty} C_i - (n_m + n_m^+) n_e \varphi(T_e), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{d(3/2 nkT_i)}{dt} = -n_e n^+ E_{ie}, \quad (4)$$

где все обозначения общепринятые, в частности:  $n^+$ ,  $n_e$ ,  $n_i$  — концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) протонов, электронов и  $L_i$ -квантов соответственно ( $n_e \approx n^+$ );  $n_i$  — населенность  $i$ -го уровня атома водорода;  $q_{ik}(T_e)$  — коэффициенты ударного взаимодействия (вычислялись согласно работе [11]);  $\alpha_{2e}$  — сечение фотоионизации атома водорода со второго уровня;  $\alpha_m$  — среднее сечение фотоионизации атомов металлов ( $\alpha_m \approx \approx 10^{-19} \text{ см}^{-2}$  [10]);  $\rho_{12}$  — плотность излучения в линии  $L_\alpha$ .

Система дифференциальных уравнений (1—4) определяет изменение соответственно числа протонов и  $L_\alpha$ -квантов в  $\text{см}^3$ , температуры электронного газа  $T_e$  и тяжелых частиц  $T_i$  со временем. Система уравнений (1—4) подробно рассмотрена в цитируемых работах Горбацкого, однако коротко остановимся на описании некоторых членов.

1) Для нахождения  $n_2/n_1$  использовано выражение [10]:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h \nu_{12}^3} \rho_{12}, \quad (5)$$

где  $\rho_{12} = n_\alpha \frac{h \nu_{12}}{\Delta \nu_{12}}$ , так как  $n_2 \ll n_1$ , то  $n_1 \approx n - n_e$ .

2) В уравнении (2) величина  $\beta_{12}$  определяет долю  $L_\alpha$ -квантов, выходящих из среды вследствие эффекта Доплера [12] и некогерентного характера рассеяния в линии. Оценим градиент скорости в среде, принимая  $\frac{dV}{dz} \approx \frac{\Delta V}{z}$ , где  $\Delta V$  — приращение скорости газа после прохождения через ударный фронт под действием силы тяжести на характерном расстоянии  $z$  (размер излучающей области). Размер излучающей области определим как  $t \cdot D$ , где  $t$  — время высвечивания газа, нагретого ударной волной, а  $D$  — скорость ударной волны. При этих предположениях  $\frac{dV}{dz} \approx 10^{-3} + 10^{-4}$ , а  $\beta_{12}$  изменяется в пределах  $10^{-5} \div 10^{-7}$  в зависимости от  $n_1$ .

Учитывая сложность определения и расчета кинематических характеристик среды за и перед ударным фронтом, величину  $\beta_{12}$  будем считать параметром задачи.

3) В уравнении (3) выражение  $n_e n^+ E_{ie}$  определяет энергию, передаваемую электронам от тяжелых частиц:

$$E_{ie} = p T_e^{-3/2} (T_i - T_e). \quad (6)$$

Характерное время обмена энергией  $\tau_{ie}$ , определяющее коэффициент  $p$ , получено в [13].

Выражение  $BT_e n_e n^+ k \sum_{i=2}^{\infty} C_i$  — определяет энергию, теряемую электронами при рекомбинациях и свободно-свободных переходах [12],  $B=1.06$  при  $T_e=10^4$  К. Последний член в уравнении (3) приближенно учитывает потери энергии электронов на возбуждение нейтральных атомов и их ионов столкновениями. Средняя энергия эффективного уровня возбуждения металлов  $\epsilon_m$  принята равной 5 эВ, а среднее сечение возбуждения  $\sigma_m \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup> [10]. Для  $\varphi(T_e)$  использовано выражение [10]:

$$\varphi(T_e) = 10^{-19} e^{-\frac{\epsilon_m}{kT_e}}, \quad (7)$$

здесь принято, что  $v_e \sigma_m = 10^{-8}$ , где  $v_e$  — средняя скорость электронов до столкновения.

Начальные значения электронной и ионной температур на фронте ударной волны ( $T_{e0}$  и  $T_{i0}$ ) зависят от скорости волны. Для ударной волны, движущейся со скоростью  $D = 30$  км/с,  $T_{i0} \approx 5 \cdot 10^4$  К. Электронная температура на ударном фронте повышается не так значительно и составляет  $T_{e0} \approx 10^4$  К.

Система уравнений (1—4) была решена численно модифицированным методом Рунге-Кутты-Фельберга [14] на ЭВМ ЕС-1033 для интервала  $\eta$   $3 \cdot 10^{12} + 5 \cdot 10^8$  см<sup>-1</sup> при следующих начальных условиях:  $t_0 = 0$  (момент прохождения фронта ударной волны через точку с заданным значением  $\eta$ );  $n_{e0} = 10^{-3} n$ ;  $n_{i0} = 0$ ;  $T_{e0} = 10^4$  К;  $T_{i0} = 5 \cdot 10^4$  К;  $\beta_{12} = 10^{-7} + 10^{-5}$ . Среда является оптически толстой в лаймановском ( $\tau_{Lc} \gg 1$ ) и оптически тонкой в бальмеровском котинууме ( $\tau_{Bc} \ll 1$ ).

Рассмотрен одномерный плоский случай, в котором все характеристики среды изменяются перпендикулярно фронту ударной волны. Для упрощения вычислений рассмотрено движение ударной волны ( $D = \text{const} = 30$  км/с) в неоднородной изотермической атмосфере с  $T_1 = 6000$  К (соответствует температуре атмосферы на уровне  $\tau_{5000} \approx 10^{-3}$  для звезды с  $T_{\text{eff}} = 7500$  К,  $\lg g = 3.5$  и нормальным химсоставом [15]).

На рис. 1 показано изменение с течением времени электронной температуры газа, нагретого ударной волной.

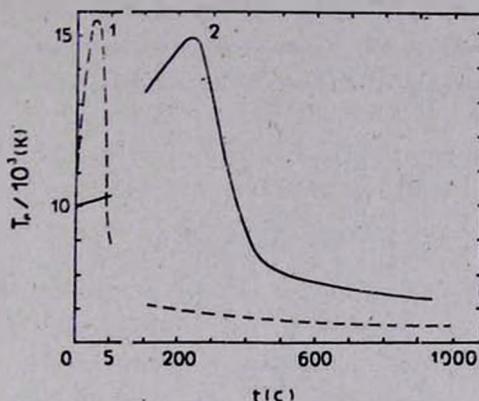


Рис. 1. Изменение электронной температуры  $T_e(t)$  газа после прохождения фронта ударной волны при двух значениях концентрации атомов водорода  $n$ , ( $\text{см}^{-3}$ ):  $10^{11}$  (кривая 1),  $10^{10}$  (2). Начальная ( $t = 0$ ) электронная температура  $T_{e0} = 10^4$  К.

3. Излучение газа, нагретого ударной волной, в линиях  $h$  и  $k$  Mg II. Для нахождения излучения всего слоя газа, нагретого ударной волной, необходимо знать, как меняются величины  $T_e$ ,  $n_e$  и  $n$  с расстоянием от фронта.

Распределение концентрации атомов  $n$  с высотой в атмосфере пульсирующей звезды устанавливается под действием периодических ударных волн. Для зависимости  $n(h)$  используем выражение, полученное в работе Климишина [16]:

$$n(h) = n(h_0) e^{-\frac{hg}{M^2 a_s^2}}, \quad (8)$$

где  $h$  — высота, отсчитываемая от заданного уровня  $h = h_0$ ;  $M$  — число Маха;  $a_s$  — изотермическая скорость звука. Такое распределение согласуется с расчетами других авторов [17, 18].

Движение ударной волны во внешних слоях атмосферы пульсирующей звезды рассмотрим от уровня с  $n(h) = n(h_0) = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  к периферии. С учетом (8), для каждого последующего момента времени можно определить область локализации ударного фронта по плотности и промежуток времени после его прохождения для остальных слоев. Используя полученные выше зависимости  $T_e(t)$  и  $n_e(t)$ , можно определить соответствующие распределения электронной температуры и электронной кон-

центрации во внешних слоях. Построенные таким образом распределения электронной температуры в зависимости от положения фронта ударной волны в атмосфере приведены на рис. 2.

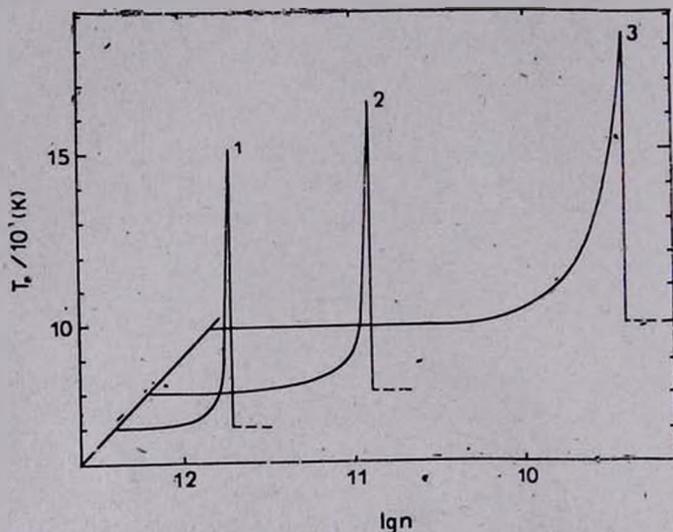


Рис. 2. Распределение электронной температуры в зависимости от локализации в атмосфере фронта ударной волны. Обозначения: фронт ударной волны в точке с  $n = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (кривая 1),  $2 \cdot 10^{11}$  (2),  $1,6 \cdot 10^{10}$  (3).

Из рисунка видно, что температурное распределение во внешних слоях атмосферы пульсирующей звезды нестационарно, оно зависит от положения и скорости фронта ударной волны, эффективности радиативного охлаждения нагретого газа. Крутизна температурного профиля в значительной степени определяется плотностью среды. По мере смещения ударной волны во внешние слои ширина температурного пика увеличивается.

Зная распределение во внешних слоях атмосферы электронной температуры и электронной концентрации, легко вычислить энергию, излучаемую нагретым ударной волной газом в линиях  $h$  и  $k$  Mg II, и ее изменение в зависимости от положения в атмосфере фронта ударной волны.

Для определения степени ионизации ионов магния в атмосфере звезды с  $T_{\text{eff}} = 7500 \text{ К}$  воспользуемся соответствующими соотношениями из книги Гурзаяна [5]. Во внешних слоях атмосферы (концентрация свободных электронов  $n_e \approx 10^{11} \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ , коэффициент дилуции  $W = 1/2$ ) для степени ионизации магния под влиянием излучения фотосферы найдем:  $n(\text{Mg II})/n(\text{Mg I}) \approx 10^4$  и  $n(\text{Mg III})/n(\text{Mg II}) \approx 10^{-3}$ . В области релакса-

ции ударной волны электронная температура достигает значений  $10^4 \div 1.5 \cdot 10^4$  К. Оценим, в связи с этим, влияние электронных столкновений на степень ионизации магния. При  $T_e \approx 10^4$  К ионизации электронным ударом несущественны по сравнению с фотоионизациями. С ростом электронной температуры роль электронных соударений возрастает, но при  $T_e \approx 1.5 \cdot 10^4$  К практически весь магний все еще находится в однажды ионизованном состоянии ( $n(\text{Mg II})/n(\text{Mg I}) \approx 10^3$ ;  $n(\text{Mg III})/n(\text{Mg II}) \approx 10^{-1}$ ), то есть  $n(\text{Mg II}) \approx n(\text{Mg})$ . Для содержания магния во всех стадиях ионизации возьмем стандартное значение [15]:

$$n(\text{Mg}) = 10^{-5} n. \quad (9)$$

Принимая, что линии  $h$  и  $k$ , Mg II возбуждаются в основном электронными ударами, и определяя  $n(\text{Mg II})$  с учетом соотношений (8) и (9), найдем энергию, излучаемую нагретым ударной волной газом в линиях  $h$  и  $k$  Mg II с  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ с}$ :

$$F(\text{Mg II}) = h\nu \int n(\text{Mg II}) n_e b_{12} dh, \quad (10)$$

где  $h\nu$  — энергия кванта, равная 4.4 эВ;  $b_{12}$  — коэффициент возбуждения электронным ударом, взятый из работы Гурзаяна [5]. Используя полученные ранее распределения  $T_e$  и  $n_e$ , вычислим  $F(\text{Mg II})$  для различных положений фронта ударной волны в атмосфере.

После подстановки всех необходимых величин в соотношение (10) и приведения к болометрическому потоку  $\sigma T_{\text{eff}}^4$ , получим величину  $R_{\text{Mg II}}$ , используемую в качестве индикатора хромосферной активности различных звезд. Изменение величины в зависимости от локализации фронта ударной волны по плотности приведено на рис. 3.

4. *Обсуждение результатов.* Из рис. 3 видно, что переменность потока в линиях  $h$  и  $k$  Mg II является следствием движения ударной волны в среде с убывающей плотностью.

Представляет интерес сравнение результатов численного моделирования процессов, происходящих во внешних слоях пульсирующих звезд, с наблюдениями. Сделаем это на примере звезды  $\rho$  Кормы — наиболее полно исследованном представителе переменных типа  $\delta$  Цита [2]. В этой работе со спутника IUE определен поток на внешней границе земной атмосферы  $f_*(\text{Mg II})$  для основных точек профиля линий  $h$  и  $k$  Mg II в спектре  $\rho$  Кормы. Зная звездную величину и болометрическую поправку звезды относительно Солнца и используя уравнение (3.4) из работы [5], мож-

но определить величину  $R_{Mg II}$  из наблюдений. Для  $\rho$  Кормы  $R_{Mg II}$  за период пульсации изменяется от  $10^{-5}$  (максимум) до  $5 \cdot 10^{-6}$  (минимум). Таким образом, вычисленные потоки по порядку величины совпадают с наблюдаемыми.

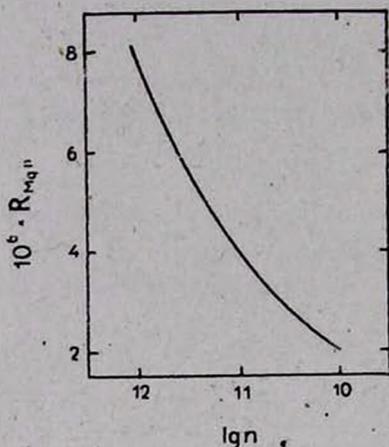


Рис. 3. Относительное изменение энергии, излучаемой нагретым ударной волной газом, в зависимости от локализации в атмосфере фронта ударной волны.

Амплитуда изменения величины  $R_{Mg II}$  для конкретных звезд будет определяться следующими факторами:

- а) интервалом плотностей, пройденным ударным фронтом за один пульсационный период;
- б) изменением величины  $\beta_{12}$  со временем;
- в) величиной самопоглощения в центре линий  $h$  и  $k$  Mg II.

Полученные при решении упрощенной задачи результаты, естественно, не охватывают полностью весь круг явлений, происходящих во внешних слоях оболочек пульсирующих звезд. Тем не менее, используемая модель позволяет выявить и объяснить ряд принципиальных особенностей:

1. Хромосферная эмиссия, наблюдаемая в центре линий  $h$  и  $k$  Mg II у звезд типа  $\delta$  Цита, обусловлена излучением газа, нагретого ударной волной.
2. Переменность потока в хромосферных линиях  $h$  и  $k$  Mg II является следствием движения ударной волны в неоднородной среде с убывающей плотностью.

3. Зависимость электронной температуры и электронной концентрации во внешних слоях атмосфер звезд типа  $\delta$  Щита от пространственной координаты не является монотонной.

Одесский государственный  
университет

## THE MECHANISM OF EXCITATION OF CHROMOSPHERIC EMISSION IN PULSATING $\delta$ SCUTI STARS

G. A. GARBUSOV, S. M. ANDRIEVSKY

The mechanism is suggested explaining the origin and variability of chromospheric emission in the centres of  $h$  and  $k$  MgII lines in the spectra of pulsating  $\delta$  Scuti stars. According to the model considered the emission originates due to radiation of the gas heated by a shock wave passing through outer layers of the star's atmosphere in the phases close to the maximum light. The variability of flux in lines results from the shock wave motion in the inhomogeneous medium with a diminishing density.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Fracassini, L. E. Pasinetti, *Astron. and Astrophys.*, 107, 326, 1982.
2. M. Fracassini, L. E. Pasinetti, F. Castelli, E. Antonello, L. Pastori, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 323, 1983.
3. D. Dravins, J. Lind, K. Sarg, *Astron. and Astrophys.*, 54, 381, 1977.
4. P. Ulmschneider, *Space Sci. Rev.*, 24, 71, 1979.
5. Г. А. Гурзаян, *Звездные хромосферы*, Наука, М., 1984.
6. R. Sanford, *Astrophys. J.*, 109, 208, 1949.
7. И. А. Климишин, *Ударні хвилі в неоднорідних середовищах*, Изд. Львовского ун-та, 1972.
8. Г. А. Гарбузов, А. С. Мицкевич, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 223, 1984.
9. В. Г. Горбацкий, *Астрон. ж.*, 38, 256, 1961.
10. В. Г. Горбацкий, И. И. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, М., 1963.
11. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
12. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд. Ленинградского ун-та, 1947.
13. Л. Д. Ландау, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 7, 203, 1937.
14. Д. Форсайт, М. Мальком, К. Муллер, *Машинные методы математических вычислений*, Мир, М., 1980.
15. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1979.
16. И. А. Климишин, *Астрофизика*, 3, 259, 1967.
17. О. В. Федорова, *Астрофизика*, 14, 239, 1978.
18. C. Whitney, *Ann. Astrophys.*, 19, 34, 1956.

УДК: 524.387:520.8

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГЛАВНОГО  
КОМПОНЕНТА V 380 Cyg

В. В. ЛЕУШИН, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 31 октября 1985

Принята к печати 2 июня 1986

По спектрограммам, полученным на БТА, методом кривых роста определены параметры атмосферы главного компонента тесной двойной системы V 380 Cyg:  $T_e = 22\,500$  K,  $\lg g = 3.4$ ,  $V_r = 3.28$  км/с. Значение  $\lg g$  подтверждено сравнением наблюдаемых профилей и эквивалентных ширины линий водорода с теоретическими. Методом моделей атмосфер определен химический состав. Для большинства элементов найдены избытки содержаний от 0.2 до 1.0 в логарифме числа атомов, содержание гелия в два раза больше солнечного, содержание кальция на 0.3 dex меньше солнечного.

1. *Введение.* Затменная двойная система V 380 Cyg, включенная в программу исследования двойных звезд по спектрам с большой дисперсией [1], показывает некоторые аномалии в своих свойствах, свидетельствующие о том, что яркий компонент системы вступает в период потери массы. В предыдущей работе [1] было установлено наличие оболочки вокруг главного компонента системы и повышенное содержание гелия в атмосфере. Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в [1]. При этом для анализа V 380 Cyg применялась методика, уже отработанная ранее на хорошо изученной звезде  $\alpha$  CMi [22].

2. *Наблюдательный материал.* Для исследований атмосферы яркого компонента (SpB 2,2,  $M_V = -4.5$ ) здесь использованы спектрограммы с дисперсией 8 Å/мм, полученные на ОЭСП БТА. Три спектрограммы получены в спектральной области от 3800 Å до 4700 Å 21.08.1981 в фазе 0.194 по элементам, данным Бэттеном [2]. Спектрограммы фотометрировались на микрофотометре прямых интенсивностей САО АН СССР, разработанном С. В. Клонковым. В исследуемой спектральной области отождествлено и измерено около 250 линий различных ионов (He I, C II, N II, O II, Si II, Si III, S II, Mg II, Cr II, Fe II, Al III и др.). По эквивалентным ширинам, измеренным на трех спектрограммах, для каждой линии опре-

делена средняя эквивалентная ширина,  $\bar{W}$ , и квадратичная ошибка среднего,  $\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i (\bar{W} - W_i)^2}{n(n-1)}} / \bar{W} \cdot 100\%$ . Ошибки среднего значения эквивалентной ширины меньше 5% для  $W_\lambda > 0.3$  А и увеличиваются до 20% с уменьшением  $W_\lambda$  (рис. 1а). На рис. 1б сопоставлены значения  $W_\lambda$ , полученные нами в фазе 0.65 (1978 г.), со значениями для фазы 0.19 (1981 г.), связь между ними может быть представлена таким образом:  $W_\lambda(0.65) = 1.23 \cdot W_\lambda(0.19) - 0.01$ .

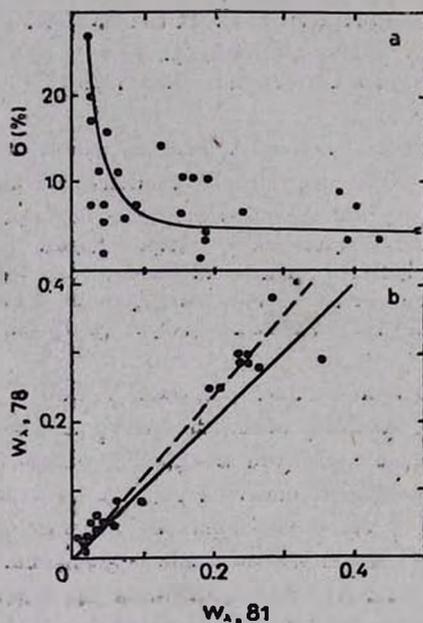


Рис. 1. а — зависимость относительной ошибки от эквивалентной ширины линии,  $\bar{W}_\lambda$ ; б — сравнение  $W_\lambda$ , измеренных в двух разных фазах.

Уменьшение эквивалентной ширины в фазе 0.19 подтверждает вывод, сделанный в [1], о наличии вокруг главного компонента системы оболочки и что для исследования атмосферы главного компонента необходимо брать минимальные значения эквивалентных ширин, меняющихся в течение орбитального периода системы.

3. Уточнение параметров атмосферы главного компонента. По спектральному классу, массе и радиусу в работе [1] для яркого компонента V 380 Cyg, для эффективной температуры и ускорения силы тяжести на поверхности нами были выбраны значения  $T_e = 22800$  К и  $\lg g = 3.4..$

Эти значения использовались как предварительные при анализе линейчатого спектра. По эквивалентным ширинам линий O II, C II, N II были построены экспериментальные кривые роста, которые сравнивались с теоретическими из работы [3], рассчитанными для модели атмосферы Милна-Эддингтона с параметрами  $B_0/B_1 = 1/3$ , для получения параметров атмосферы  $T_{\text{exs}}$ ,  $V_i$  и относительных содержаний элементов. В табл. 1 приведены значения полной скорости хаотических движений частиц и микротурбулентная скорость по этим кривым роста.

Таблица 1  
СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ  
В АТМОСФЕРЕ V 380 Cуг

Ион	$V$ (км/с)	$V_t$ (км/с)
C II	5.98	3.10
N II	5.71	3.22
O II	5.65	3.51
Среднее	5.78	3.28

Относительные значения чисел атомов элементов, деленных на суммы по состояниям, полученные из кривых роста, даны в табл. 2.

Таблица 2  
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ СОДЕРЖАНИЯ  
ЭЛЕМЕНТОВ C, N И O II ТЕМПЕРА-  
ТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Ион	$\lg \frac{N_r}{U_r} + \lg \frac{\pi^{1/2} g^3}{mcVR\lambda}$	$\theta_{\text{exs}}$
C II	2.08	0.26
N II	2.10	0.25
O II	3.75	0.29

Там же даны значения  $\theta_{\text{exs}}$ , полученные в предположении, что ионы распределены по возбужденным состояниям в соответствии с формулой Больцмана:  $n_i/n_k = g_i/g_k \cdot e^{-s_i/kT}$ . Среднее значение  $\theta_{\text{exs}} = 0.27$  дает  $T_{\text{exs}} = 18700$  К, откуда, воспользовавшись соотношением между  $T_{\text{exs}}$ ,  $T_{\text{ion}}$  и  $T_{\text{off}}$ , данным в работе (4), получаем  $T_{\text{off}} = 22500$  К и  $T_{\text{ion}} = 18900$  К. Из модели атмосферы с  $T_{\text{off}} = 22500$  К и  $\lg g = 3.4$  для слоев, вносящих наибольший вклад в образование линий поглощения (то есть для тех слоев, где температура модели равна  $T_{\text{exs}}$ ), находим значение  $P_s = 320$  бар, которое использовалось для определения пол-

ных количеств атомов разных элементов из относительных содержаний ионов, полученных по кривой роста. Результат грубого определения химического состава атмосферы V 380 Суг приведен в табл. 3.

Таблица 3

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА  
V 380 Суг ИЗ АНАЛИЗА КРИВОЙ РОСТА

Элемент	lg N						
H	12.0	N	7.6	Si	7.5	Ca	6.4
He	11.3	O	8.6	S	7.5	Ti	5.5±1.5
C	7.9	Mg	8.2	A	6.6	Fe	6.1±1.5

4. Водородные линии. Для дальнейшего уточнения значений эффективной температуры и ускорения силы тяжести на поверхности нами были использованы контуры и эквивалентные ширины линий водорода. В табл. 4 приведены эквивалентные ширины линий водорода, измеренные по трем спектрограммам, их средние значения и ошибки средних значений

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (W_i - \bar{W})^2}{n(n-1)}} \cdot \bar{W} \cdot 100 \%$$

Таблица 4

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ  
ВОДОРОДА ( $W_\lambda$ , Å)

Линия, $\lambda$ , Å	Номер спектрограммы			$W_\lambda$	$\sigma$ (%)
	30	31	32		
H <sub>3</sub> 4861.39	2.80	2.84	3.03	2.89	2.4
H <sub>7</sub> 4340.47	3.23	3.85	3.63	3.57	5.0
H <sub>2</sub> 4101.74	2.16	3.00	2.37	2.51	10.1
H <sub>4</sub> 3970.07	2.33	2.21	2.76	2.40	11.6
H <sub>8</sub> 3889.35	2.14	2.08	2.38	2.19	4.1
H <sub>9</sub> 3835.39	1.83	2.17	2.12	2.04	5.1
H <sub>10</sub> 3797.90	1.75	2.04	2.18	1.99	7.1

Необходимо отметить, что ошибки измерения эквивалентных ширины линий водорода существенно больше, чем у линий остальных элементов, причем различие в индивидуальных измерениях невозможно устранить варьированием проведения контура и непрерывного спектра (в разумных пределах) в районе линии, вероятно, это свидетельствует о реальных

кратковременных колебаниях  $W_\lambda$  линий водорода. Скорость вращения V 380 Cуг составляет 88 км/с [5]. Поэтому для сравнения наблюдаемых контуров водородных линий с теоретическими необходимо было учесть расширение контуров линий вращением. На рис. 2 представлено сопоставление усредненных наблюдаемых контуров V 380 Cуг с теоретическими,

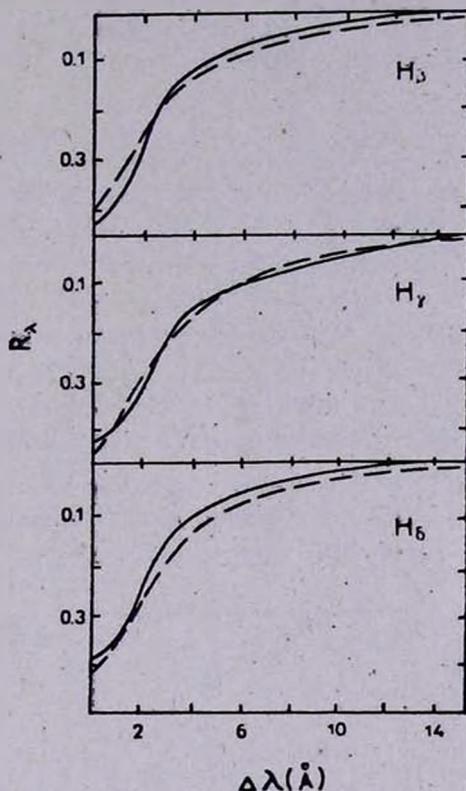


Рис. 2. Сравнение теоретических (штриховая линия) и наблюдаемых (сплошная линия) профилей линий водорода.

рассчитанными Куруцем [6] для модели с  $T_{\text{eff}} = 22\,500$  К и  $\lg g = 3.5$ , которые расширялись вращением со скоростью 84 км/с (потемнение к краю задавалось в виде  $I = I_c (1/2 + \cos \theta)$ ). Сопадение контуров достаточно хорошее, различия не превышают ошибку проведения наблюдаемого контура. В табл. 5 приведены данные наблюдений и теоретических расчетов для  $T_* = 22\,500^\circ$  К и  $\lg g = 3.5$  и 3.0, если считать, что  $T_*$  по кривым роста определена правильно, то эти данные указывают, что  $\lg g$  на поверхности V 380 Cуг несколько меньше 3.5.

5. Анализ химического состава методом моделей атмосфер. Для определения химического состава яркого компонента V 380 Cyg по программе KONTUR [7] были посчитаны профили и эквивалентные ширины линий поглощения некоторых элементов. При расчетах использовались параметры уширения квадратичного эффекта Штарка, данные Гримом [8], и си-

Таблица 5  
СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И НАБЛЮДАЕМЫХ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ ВОДОРОДА

Линия	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$
Набл.	2.84	3.57	2.68
lg g=3.5	3.68	3.73	3.83
lg g=3.0	2.33	2.28	2.30

лы осцилляторов из работы [21]. Линии рассчитывались для трех моделей с параметрами  $T_e = 22\,500^\circ$ ,  $\lg g = 3.4$ ,  $V_t = 3.28$  км/с. Две модели без бланкетирования линиями были посчитаны по программе SAM1 [10], одна модель — с учетом отклонений от ЛТР для шести нижних уровней H I и одного уровня H $^-$  и вторая — в предположении ЛТР. Третья модель в предположении ЛТР, но с учетом бланкетирования примерно 10% линий была взята из работы [6] (у этой модели  $\lg g = 3.5$ ). На рис. 3

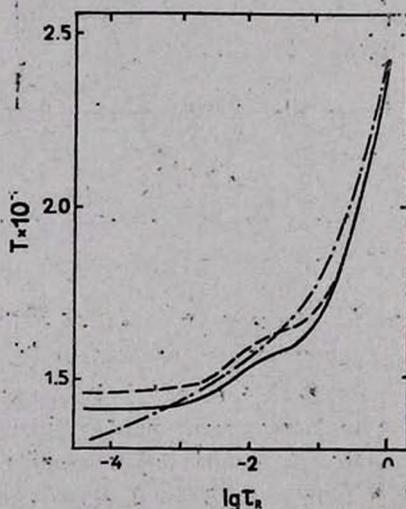


Рис. 3. Распределение температуры с оптической глубиной для трех моделей: сплошная линия—ЛТР-модель без бланкетирования, штриховая линия—не-ЛТР-модель без бланкетирования, штрих-пунктирная линия—ЛТР-модель с бланкетированием.

представлено распределение температуры с глубиной для трех используемых моделей. При  $\tau_R < 0.1$  не-ЛТР-модель горячее небланкетированной ЛТР-модели, и обе эти модели имеют меньший температурный градиент, чем бланкетированная ЛТР-модель. Однако эти различия в структуре незначительно влияют на результаты определения химического состава, во всяком случае, различия в содержаниях элементов, определяемых по трем моделям, оказываются меньше, чем разброс, получаемый по разным линиям одного элемента по одной модели. Это иллюстрирует табл. 6, где

Таблица 6

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ V 380 Cуг  
ПО ТРЕМ МОДЕЛЯМ

Элемент, линия	$\lg \left( \frac{N_{эл.}}{\Sigma N} \right)_{\odot}$	не-ЛТР без бланк.	ЛТР без бланк.	ЛТР с бланк.
C II				
3918	-3.50	-3.02	-3.14	-3.23
3920		-2.73	-2.96	-3.01
4267.02		-3.01	-3.37	-3.42
4267.26		-2.84	-3.17	-3.25
O II				
3882	-3.28	-3.63	-3.53	-3.87
3945		-2.70	-2.73	-3.19
N II				
3995	-4.12	-2.96	-2.72	-3.15
4035		-3.80	-3.73	-4.04
4176		-3.30	-2.91	-3.37
4442		-3.14	-2.68	-3.19
4601		-3.22	-2.82	-3.34
4543		-3.26	-2.83	-3.34
Mg II				
4390	-4.57	-3.13	-3.03	-3.41
4433		-2.85	-2.76	-3.23
4481		-2.50	-2.73	-2.64
Si II				
3853	-4.50	-3.78	-3.56	-3.77
4128		-4.64	-4.64	-4.45
4130		-4.41	-4.39	-4.25
Ca II				
3933	-5.72	-3.58	-3.75	-4.11
3968		-6.10	-6.20	-6.06

приведены содержания элементов, определенные по некоторым линиям для трех моделей в сравнении с солнечными содержаниями.

Здесь даны содержания, полученные без учета влияния бленд. Важность учета блендирования при анализе V 380 Cyg связана с большой скоростью вращения звезды, что приводит к тому, что контуры близких линий сливаются и не различаются на спектрограммах. Это показано на рис. 4,

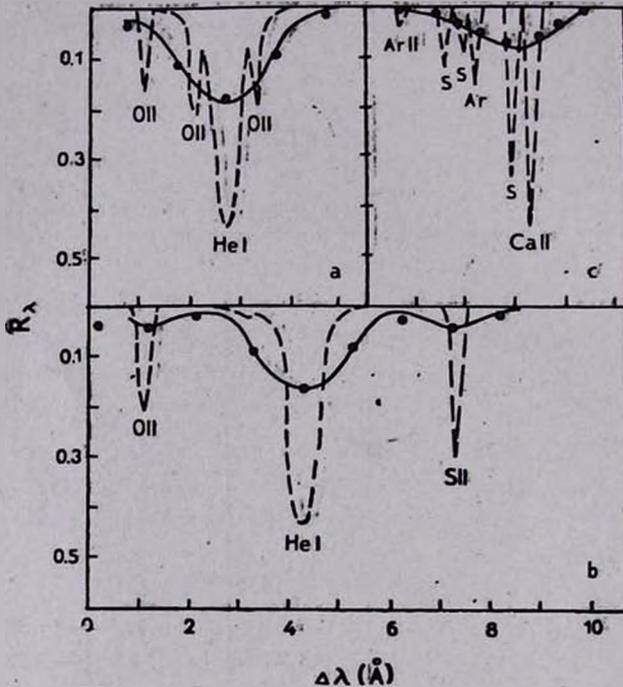


Рис. 4. Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей линий а) He I 4121; б) He I 4713; в) Ca II 3933. Точки — наблюдения, штриховая линия — теоретический профиль без учета вращения, сплошная линия — теоретический профиль, уширенный вращением. Теоретические профили получены при следующих содержаниях элементов (в  $\lg N_{\text{эл}}/N$ ): H (-0.70), O (-2.74), S (-3.86), Ar (-5.00), Ca (-5.72).

где представлены теоретические контуры некоторых линий без учета вращения и уширенные вращением со скоростью 84 км/с в сравнении с наблюдаемыми контурами. Окончательно содержание элементов в атмосфере V 380 Cyg определялось по бланкетированной ЛТР-модели, причем при расчетах  $W_\lambda$  линий в тех случаях, когда это необходимо, учитывалось влияние бленд. Результаты расчетов содержатся в табл. 7, где для каждой линии даны наблюдаемая и теоретические эквивалентные ширины и найденное содержание элемента (теоретические  $W_\lambda$  рассчитаны для трех значений содержания элемента, указанных в строке с названием иона).

Таблица 7  
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ И СОДЕРЖАНИЯ  
ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА  
V 380 Суг

Элемент. линия	$W_{\lambda}$ , мА набл.	$W_{\lambda}$ , мА			$ig \frac{N_{\text{эл}}}{\Sigma N}$
С II		-4.50	-3.50	-2.50	
3918	123	37	107	179	-3.23
3920	161	57	128	205	-3.01
4267.02	161	82	154	265	-3.42
4267.26	192	93	167	295	-3.25
С III 4647	86	12	54	173	-3.10
среднее					-3.20
N II		-5.12	-4.12	-3.12	
3847	20	0.5	8	45	-3.59
3995	148	31	90	150	-3.15
4035	45	8	42	99	-4.04
4176	70	5	34	89	-3.37
4442	70	3	24	76	-3.19
4447	90	16	64	124	-3.60
4601	99	11	55	117	-3.34
4630	176	28	85	147	-3.34
4643	86	7	44	104	3.34
среднее					-3.38
O II		-4.28	-3.28	-2.28	
3882	25	15	52	100	-3.87
3883	20	3	21	62	-3.31
3945	51	12	48	97	-3.19
4069.64	105	20	59	108	-2.33
4069.90	77	26	68	118	-3.05
4317	130	24	68	120	-2.14
4367	160	26	71	123	-1.80
4414	150	43	93	146	-2.22
среднее					-2.72

Таблица 7 (окончание)

Mg II		-5.57	-4.57	-3.57	
4390	71	1	10	54	-3.41
4428	45	37	38	45	-3.57
4433	65	0.3	4	32	-3.23
4481	268	49	145	235	-3.30
среднее					-3.38
Si II		-5.50	-4.50	-3.50	
3853	32	0.6	9	51	-3.77
3856	74	9	51	109	-4.01
3862	31	5	37	96	-4.59
4128	60	12	58	115	-4.45
4130	78	16	67	123	-4.25
Si III 4552	381	107	238	654	-4.03
4567	328	82	194	522	-3.97
4575	235	54	130	317	-3.84
среднее					-4.11
Ca II		-6.72	-5.72	-4.72	
3933	160	124	176	226	-5.99
3968	32	11	55	107	-6.06
среднее					-6.03
S II		-5.84	-4.84	-3.84	
4145	56	2	18	68	-3.99
4294	52	1	13	58	-3.91
4392	20	0.2	3	27	-3.98
4716	82	0.7	10	52	-3.56
среднее					-3.86
Ar II		-6.80	-5.30	-4.30	
4042	60	50	58	96	-5.23
4426	44	3	23	73	-4.74
среднее					-4.98
Fe II		-5.50	-4.50	-3.50	
3960	30	0	0	1	
4233	40	0.2	2	22	-3.25
4385	25	0	0.3	4	-2.79
4549	20	0.1	1	13	-3.33
среднее					-3.12

1) Гелий. Эквивалентные ширины линий, посчитанные для определения содержания гелия, приведены в табл. 8. Триpletные линии рассчитывались с учетом тонкой структуры, линия He I 4121 — с учетом блендирования четырьмя линиями O II: O II 4119.20 A ( $\varepsilon_i = 25.85$  эВ,  $fg = 3.00$ ), O II 4120.28 A ( $\varepsilon_i = 25.74$ ,  $fg = 0.66$ ), O II 4120.55 A ( $\varepsilon_i = 25.78$ ,  $fg = 0.07$ ), O II 4121.48 A ( $\varepsilon_i = 25.72$ ,  $fg = 0.48$ ) и Fe II 4122.64 A ( $\varepsilon_i = 2.57$ ,  $fg = 0.31 \cdot 10^{-3}$ ). Наблюдаемый и теоретические (уширенный вращением и без вращения) профили этой линии показаны на рис. 4а). Видно, что три линии, O II 4119.20, O II 4120.28 и O II 4121.48, вносят существенный вклад в суммарную эквивалентную ширину, не выделяясь на наблюдаемом контуре линии He I 4121. На рис. 4б показано сравнение теоретического и наблюдаемого профилей линии He I 4713. Хорошее совпадение экспериментальных и теоретических контуров подтверждает правильность расчетов и определения содержаний элементов.

Таблица 8

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ( $W_\lambda$ , мА) И СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРЕ V 380 Суг

Линия	$W_\lambda$ набл.	$W_\lambda$ теор.				$\frac{N(\text{He})}{\Sigma N}$
		-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	
3820	637	655	915	1293	1791	-1.33
3867	170	414	154	198	245	-0.88
4026	754	781	972			-1.24
4121	380	295	339	390	449	-0.76
4144	540	302	426	601	837	-0.79
4388	616	378	535	734	1020	-0.87
4438	140	78	115	159	210	-0.82
4471	1065	582	770	1036	1420	-0.67
4713	327	222	271	327	398	-0.70

Сравнение наших расчетов с результатами расчетов линий He I, проведенными в работе [11], показывает, что для изолированных линий  $\lambda$  4121, 4438, 4713 А, посчитанных для ЛТР-модели, согласие достаточно хорошее. Для линий диффузной серии в работе [11] учитывалось влияние запрещенных компонентов, в наши расчеты запрещенные компоненты не включались, поэтому линии He I  $\lambda$  4026, 4388, 4471; 4921 А у нас получились слабее. В то же время для не-ЛТР-модели все линии He I, рассчитанные нами, оказались значительно слабее, чем в работе [11]. Надо заметить, что учет отклонений от ЛТР при расчетах профилей и эквивалентных ширин линий He I, проведенный в работе [11], для  $T_{\text{eff}} = 22500$  К привел к незначительному отличию от линий, рассчитанных в приближе-

нии ЛТР. Следовательно, для определения содержания гелия в атмосфере V 380 Cуг можно пользоваться расчетами линий He I в предположении ЛТР, проведенными для ЛТР-модели. Среднее значение содержания гелия в атмосфере V 380 Cуг равно  $\lg N(\text{He}) = 11.22 \pm 0.02$ . Это значение получается, если мы исключим данные для линий He I  $\lambda\lambda$  3819, 4026, которые резко отличаются от остальных. Причина таких расхождений связана с тем, что на спектрограммах мы не можем видеть широкие и мелкие крылья этих линий и таким образом занижаем измеряемую эквивалентную ширину.

2) *Содержание других элементов и сравнение с расчетами других авторов.* Наиболее примечательный и неожиданный результат здесь заключается в том, что практически по всем элементам получаются избытки от 0.2 до 1.0 в логарифме числа атомов. Мы провели сравнение с имеющимися в литературе сетками расчетов некоторых линий, которое подтвердило точность наших расчетов. На рис. 5 представлено сопоставление результатов Михаласа [12, 13], Кэмпса [14] и Дафтона, Хибберта [15] с нашими. Видно, что различия здесь несущественны, невелики и эффекты отклонений от ЛТР (кроме линии Si III 4552, но и здесь, как будет показано дальше, ошибки, связанные с неточностью атомных параметров гораздо больше, чем различия, вызванные не-ЛТР-эффектами). В то же время, измеренные эквивалентные ширины для V 380 Cуг значительно больше, чем теоретические значения. И для того, чтобы интерпретировать, предположим, линию Mg II 4481 нормальным содержанием магния, необходимо уменьшить  $T_e$  V 380 Cуг до 10 000—15 000 K, что абсолютно нереально. К тому же нужно иметь в виду, что содержания здесь определяются по нескольким линиям разной интенсивности и дают довольно малый разброс.

По результатам расчетов для азота и кислорода получилась ярко выраженная зависимость содержания элемента от эквивалентной ширины линии, которая отсутствует для других элементов. Чтобы проверить, не вызван ли этот эффект возможной ошибкой в определении микротурбулентной скорости, для C, N, O были проведены расчеты линий со значением  $V_t = 15$  км/с. Результаты показаны на рис. 6. Видно, что увеличение турбулентной скорости не устранило зависимости, полученной для кислорода; для азота зависимость стала обратной, результаты расчетов для углерода подтверждают значение турбулентной скорости, полученное по кривой роста.

При расчетах линий Si III со значениями сил осцилляторов из работы [16] и уширением за счет квадратичного эффекта Штарка, оцененным по полуэмпирической формуле  $C_4 = 10^{-8} \cdot \left( \frac{z_{\text{eff}}^2 \cdot 13.595}{\lambda_i} \right)^{5/2}$  [17], полу-

чились нереально низкие значения эквивалентных ширин, а содержание кремния, определяемое по линиям Si III, оказалось примерно на полтора порядка больше, чем по линиям Si II. Такие же явно заниженные значения эквивалентных ширин линий Si III приведены в работе Кэмп [14], который

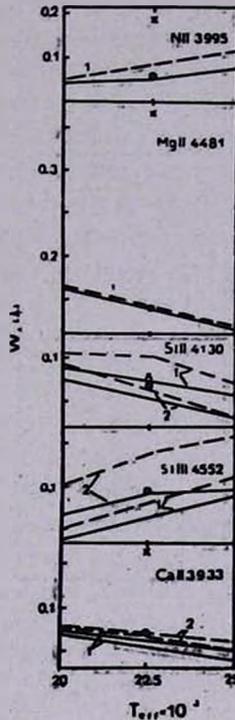


Рис. 5. Теоретические эквивалентные ширины линий в зависимости от  $T_{\text{eff}}$  по [12—15] для солнечного содержания элементов. Сплошная линия — приближение АТР, штриховая линия — не-АТР. 1 — модели с  $\lg g = 4.0$ , 2 — модели с  $\lg g = 3.0$ . Точки — расчет по программе KONTUR, крестики — значения, наблюдаемые в V 380 Суг.

использовал сходные значения атомных параметров. Согласно расчетам Кэмп наибольшая интенсивность линии Si III  $\lambda$  4552 Å равна 0.15 Å для  $T_{\text{eff}} = 25\,000^\circ$ ,  $\lg g = 3.0$  (рис. 5). В то же время во многих звездах ранних спектральных классов наблюдаемая эквивалентная ширина этой линии достигает 0.60 Å [18]. Поэтому мы пересчитали линии Si III с использованием других атомных параметров: силы осцилляторов брались по Визе [19], а для учета квадратичного эффекта Штарка применялась экспериментально определенная константа [20], которая почти на полтора порядка больше, чем получается по формуле [17]. В результате теоретические эквивалентные ширины линий Si III увеличились примерно в два раза и

содержание кремния, определяемое по линиям Si II и Si III, стало близким. Результаты расчетов линий Si III с соответствующими значениями атомных параметров приведены в табл. 9.

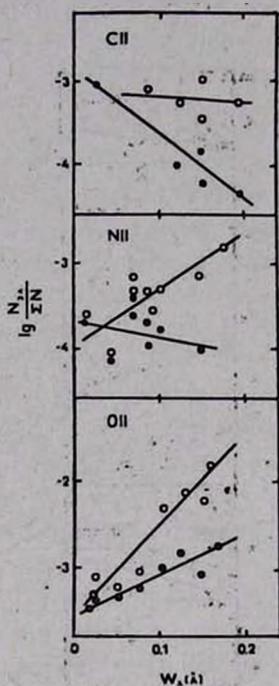


Рис. 6. Зависимость содержания элемента от эквивалентной ширины линии, полученная по расчетам с  $V_t = 3.28$  км/с, кружки и  $V_t = 15$  км/с, точки.

Большие избытки показывают магний и сера, содержание магния на 1.3 dex, а серы — на 1 dex больше солнечного. Однако в обоих случаях содержание определялось по четырем линиям, которые показали неболь-

Таблица 9

АТОМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ Si III

Линия	$W_\lambda$ набл.	$\lg fg$ [16]	$\lg C_4$ [17]	$W_\lambda$	$\lg fg$ [19]	$\lg C_4$ [20]	$W_\lambda$
4552	0.384	0.26		0.097	0.70		0.238
4567	0.328	0.04	-5.47	0.085	0.48	-4.04	0.194
4575	0.235	-0.43		0.062	0.01		0.130

шой разброс, возможное блендирование было учтено, теоретические профили хорошо согласуются с наблюдаемыми, поэтому полученные содержания этих элементов можно считать реальными.

Содержание аргона можно только приближенно оценить по двум линиям, которые в среднем дают небольшой избыток, 0.3 dex относительно солнечного. Содержание кальция тоже определялось только по двум линиям, причем обе блендированы, но после корректного учета бленд эти линии дали практически одинаковое значение содержания кальция, на 0.3 dex меньше солнечного. Сравнение наблюдаемого профиля линии К Ca II с теоретическим, рассчитанным с учетом бленд и уширенным вращением, рис. 4с подтверждает этот результат.

Согласно расчетам, линии Fe II не должны быть видны в спектре V 380 Суг. Однако на спектрограммах было отождествлено несколько линий Fe II, и хотя они имеют наименьшую по сравнению с линиями других элементов интенсивность, теоретически такую интенсивность можно получить только допустив совершенно нереальные, на 1.5—2.0 порядка, избытки железа. Вероятно, здесь мы имеем дело с измерением зерна фотопластинки.

3 *Обсуждение результатов.* В 6 столбце табл. 7 приведены полученные содержания элементов в атмосфере V 380 Суг. Солнечное содержание указано в 4 столбце в строке с названием иона. Для всех исследованных элементов, кроме кремния, по нашим расчетам получены избытки содержания. Какова природа этих избытков? Точность определения эквивалентных ширин, совпадение значений содержания, определенного по разным линиям для таких элементов, как He, C, N, Mg, S, а также хорошее согласие экспериментальных и теоретических контуров свидетельствуют о реальности полученных данных. С другой стороны, зависимость содержания от эквивалентной ширины для азота и кислорода, большой разброс в содержании кремния по разным линиям говорят о существовании каких-то неучтенных эффектов, каковыми могут быть:

а) Влияние отклонений от ЛТР. Однако расчеты линий, проведенные в работах [11—15], показывают, что учет отклонений от ЛТР не может заметно изменить результаты.

б) Увеличение значения микротурбулентной скорости может в какой-то мере исправить положение, снизив полученные содержания элементов. Однако увеличение турбулентной скорости до 15 км/с не устранило зависимость содержания от эквивалентной ширины для линии азота и кислорода, а значение 3.28 км/с, найденное по кривой роста, подтверждается расчетами, проведенными для углерода.

в) Коррекция  $T_{\text{eff}}$  модели в сторону увеличения приводит к уменьшению избытков He, C, N, O, но одновременно к увеличению избытков Mg и Ca, уменьшение  $T_{\text{eff}}$  дает обратный эффект и кроме того увеличивает разницу в содержании кремния, определяемого по линиям Si II и Si III.

г) Наиболее реальным эффектом, вызывающим завышение содержания элементов, может быть усиление линий всех элементов в оболочке системы. Но как показано в работе [1], это усиление должно быть наибольшим для слабых линий и меньшим для сильных, и таким образом мы должны получать большие избытки для слабых линий и меньшие для сильных, чему противоречит обратная зависимость, полученная для азота и кислорода и примерное постоянство содержания для других элементов. Из этого мы должны сделать вывод, что в данной фазе усиление линий в оболочке скорее всего отсутствует.

Следовательно, полученные содержания элементов, по-видимому, реальные.

В заключение авторы выражают большую благодарность Л. И. Снежко за полезные дискуссии и стимулирующий интерес к работе.

Ростовский государственный  
университет

## SPECTROPHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE PRIMARY COMPONENT OF V 380 CYG

V. V. LEUSHIN, G. P. TOPILSKAJA

The parameters of the atmosphere of the bright component of the system V 380 Cyg were determined from the spectra obtained with the 6-meter telescope using the method of the curve of growth:  $T_e = 22\,500$  K,  $\log g = 3.4$ ,  $V_t = 3.28$  km/s. The theoretical profiles and equivalent widths of the Balmer lines give the same value of  $\log g$ . The abundances of the elements were determined from model atmosphere. The overabundances of the all elements are from 0.2 to 1.0 dex. The helium abundance is two times larger than the solar value.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Леушин, Л. И. Снежко, *Астрофизика*, 17, 563, 1981.
2. H. Batten, *Publ. Dom. Astrophys. Observ.*, 12, 91, 1962.
3. M. Wrubel, *Astrophys. J.*, 109, 66, 1949.
4. И. М. Копылов, *Изв. Крым. обсерв.*, 30, 69, 1963.
5. R. H. Koch, E. C. Olson, K. M. Yoss, *Astrophys. J.*, 141, 119, 1965.
6. R. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
7. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика* (в печати).
8. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, Мир, М., 1978.
9. R. Kurucz, *SAO Spec. Report.*, 339, 1970.
10. S. Wright, J. Arggyros, *Comm. Univ. London Observ.*, 76, 1975.
11. L. H. Auer, D. Mihalas, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 433, 1973.

12. *D. Mihalas*, *Astrophys. J.*, 177, 115, 1972.
13. *D. Mihalas*, *Astrophys. J.*, 179, 209, 1973.
14. *L. W. Kamp*, NASA TR R-455, 1976.
15. *P. L. Dufton, A. Hibbert*, *Astron. and Astrophys.*, 95, 24, 1981.
16. *E. Treffitz, R. N. Zare*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, 9, 643, 1969.
17. *S. Sahal-Brechot, B. Serge*, *Astron. and Astrophys.*, 13, 161, 1971.
18. *И. М. Копылов*, *Изв. Крым. обсерв.*, 20, 123, 1958.
19. *W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles*, *Atomic Transition Probabilities, Sodium through Calcium*, NSDRS-NBS22, vol. 2, 1969.
20. *J. Purić, S. Djentze, S. Labat, L. J. Cirković*, *Z. Phys.*, 267, 71, 1974.
21. *Г. А. Касабов, В. В. Елисеев*, *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы*, Атомиздат, М., 1973.
22. *В. В. Леушин, В. В. Соколов*, *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 12, 42, 1980.

УДК: 524.352:520.8

## НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ 1984а В NGC 4419

Г. Н. КИМЕРИДЗЕ, Д. Ю. ЦВЕТКОВ

Поступила 8 января 1986

Принята к печати 25 апреля 1986

Приведены результаты фотометрических и спектроскопических наблюдений сверхновой 1984а. Определены параметры кривых блеска, избыток цвета и абсолютная величина сверхновой в максимуме блеска. Исследованная сверхновая является типичной сверхновой I типа.

Сверхновая в галактике NGC 4419 была открыта первым из авторов на негативе, полученном 6 января 1984 г. по программе Службы сверхновых Абастуманской астрофизической обсерватории. При просмотре полученных ранее негативов было обнаружено, что сверхновая видна также на снимках, полученных 4 и 5 января [1, 2]. Сверхновая была независимо открыта 7 января Розино на обсерватории Асиаго [3]. Точные координаты сверхновой:  $\alpha = 12^{\text{h}}24^{\text{m}}24^{\text{s}}.002$ ;  $\delta = +15^{\circ}19'53''.02$  (1950), она расположена в  $29''$  к северу и  $10''$  к западу от ядра галактики [2].

NGC 4419 — галактика типа Sa, расположенная в центральной части скопления галактик в Деве, ее лучевая скорость отрицательна  $V_r = -251$  км/с, что является следствием большой дисперсии скоростей в центре скопления [4, 5].

Фотографические наблюдения сверхновой проводились на следующих телескопах (в скобках — употребляемое в дальнейшем сокращенное обозначение): 36/44-см камере Шмидта (А 36) и 70/90-см менисковом телескопе (А 70) Абастуманской обсерватории; 40-см астрографе (К 40) и 50/70-см менисковом телескопе (К 50) Крымской станции ГАИШ; 70-см рефлекторе (М 70) ГАИШ в Москве.

Для реализации систем, близких к  $U$ ,  $B$ ,  $V$  и  $R$ , использовались эмульсии и фильтры, перечисленные в табл. 1.

Звезды сравнения около NGC 4419 показаны на рис. 1, их величины  $U$ ,  $B$  и  $V$  приведены в табл. 2. Звезды 1—5 были измерены фотоэлектрически на 60-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ, величины остальных звезд определены по снимкам с клином Пикеринга—Расина и привязкой

Таблица 1

ЭМУЛЬСИИ И ФИЛЬТРЫ, ПРИМЕНЯВШИЕСЯ ПРИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ СВЕРХНОВОЙ  
НА РАЗНЫХ ТЕЛЕСКОПАХ

Телескоп	U	B	V	R
A36	A500H; UG-2	A500H; GG-13	A600H; GG-11	
A70	ZU 21; UG-2	ZU 21; GG-13	A600H Kodak 103a-D } GG-11	
K40	—	ZU 21 без фильтра	—	
K50	ZU 21; УФС-6	ZU 21; БС-8	Kodak 103a-D; ЖС-17	Kodak 103a-F; КС-10
M70	ZU 21*; УФС-6	ZU 21; GG-13	Kodak 103a-D; ЖС-17	Kodak 103a-E1 } A700Y } КС-13

\* Гиперсенситбилизированная нагреванием в водороде

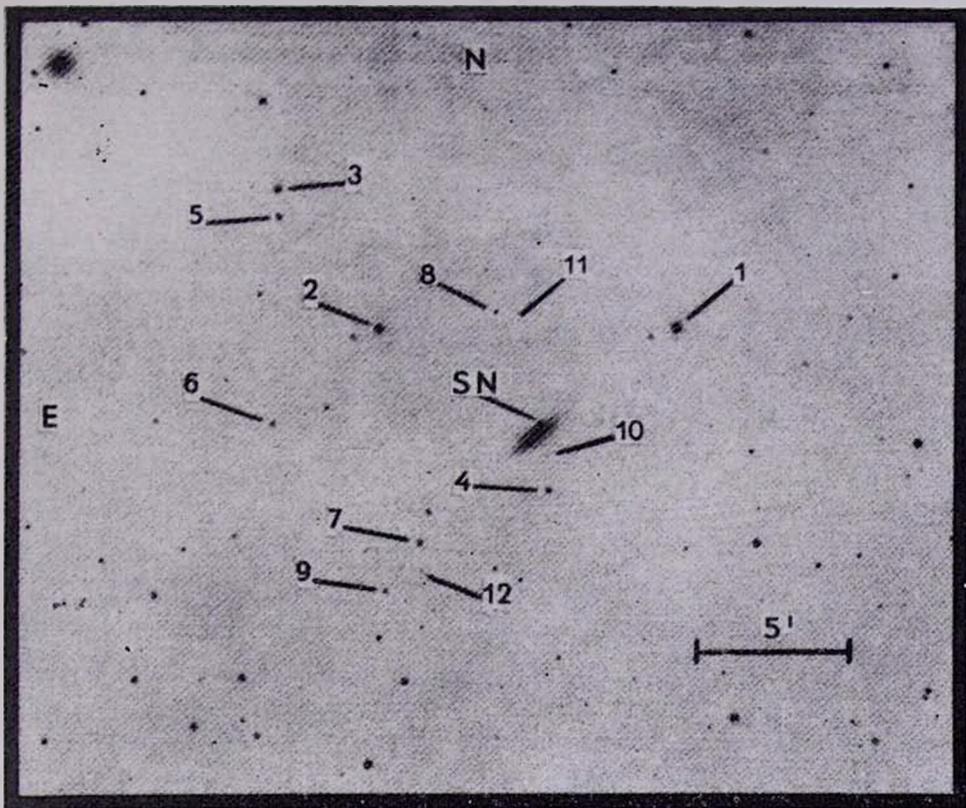


Рис. 1. Галактика NGC 4419 со сверхновой 1984а и звезды сравнения. Снимок получен на К50 (с клином Расина).

К ст. Г. Кимсридзе, Д. Цветкова

к фотоэлектрическому стандарту около расположенной в  $1.^\circ 2$  от NGC 4419 галактики NGC 4321 [6]. Величины  $R$  звезд сравнения приблизительно оценены с помощью соотношения  $R = V - 0.42 (B - V) - 0.26$  [7].

Таблица 2  
ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ  
ОКОЛО NGC 4419

Звезда	$U$	$B$	$V$
1	$12^m 10$	$11^m 24$	$10^m 24$
2	12.09	11.71	10.87
3	12.22	12.29	11.73
4	13.95	13.81	13.23
5	14.28	14.00	13.34
6	15.4	15.28	14.55
7	16.0	15.38	14.20
8	16.2	16.09	15.54
9	16.1	16.28	15.83
10	17.2:	17.21	16.76
11	—	17.9	17.4
12	—	18.2	16.8

Результаты наблюдений сверхновой приведены в табл. 3, в скобках — оценки величин  $V$  по снимкам, полученным на пленке А600Н без фильтра; они примерно на  $0^m 4$  меньше величин  $V$ , определенных по снимкам с фильтром.

Ошибки определения звездных величин на негативах, полученных с разными телескопами, в среднем составляют: около  $0^m 2$  для А36,  $0^m 1 - 0^m 15$  для К40 и К50,  $0^m 05 - 0^m 1$  для А70 и М70.

Кривые блеска сверхновой показаны на рис. 2, они имеют вид, характерный для сверхновых I типа. Сверхновая была открыта до максимума блеска, и точки максимума в  $B$  и  $V$  можно установить достаточно надежно:  $B_{\max} = 12^m 4 \pm 0^m 1$  в JD 2445715  $\pm 1$  (15 января);  $V_{\max} = 12^m 3 \pm 0^m 1$  в JD 2445718  $\pm 1$ . Максимум блеска в  $U$  наступил, по-видимому, на 2—3 дня раньше, чем в  $B$ ,  $U_{\max} = 12^m 3 \pm 0^m 1$ . Скорость падения блеска после максимума  $\beta$  (в единицах  $\Delta m/100^d$ ):  $\beta_B = 10.0 \pm 0.5$ ;  $\beta_V = 5.6 \pm 0.4$ . Уменьшение скорости падения блеска в  $B$  произошло в JD 2445746  $\pm 2$ ,  $B_k = 15^m 2 \pm 0^m 1$ ; в  $V$  — в JD 2445763  $\pm 3$ ,  $V_k = 14^m 6 \pm 0^m 1$ . Медленное падение блеска происходило со скоростью  $\gamma_B = 1.2 \pm 0.2$ ,  $\gamma_V = 2.1 \pm 0.2$ . Ослабление блеска в  $R$  происходило в течение вре-

Таблица 3

## НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ 1984а

JD 2445...	Телескоп	U	B	V	R
703.6	A 36	—	—	(14 <sup>m</sup> .4)	—
704.6	"	—	—	(14.0)	—
705.7	"	—	—	(13.8)	—
709.6	"	—	—	(12.4)	—
.6	"	—	—	(12.5)	—
712.4	"	—	—	(12.1)	—
.5	"	12 <sup>m</sup> .20	12 <sup>m</sup> .55	12.40	—
.6	K40	—	12.80	—	—
713.5	A 70	12.32	12.57	12.51	—
715.5	"	12.36	12.35	12.35	—
716.6	"	12.20	12.66	12.40	—
718.6	"	—	12.65	12.20	—
725.5	A 36	12.9	12.95	12.40	—
728.6	M 70	—	13.33	—	—
730.5	"	—	13.54	12.91	—
732.5	K40	—	13.90	—	—
.6	"	—	13.85	—	—
733.6	M70	—	13.91	13.08	12 <sup>m</sup> .46
734.6	K40	—	14.07	—	—
.6	K50	—	—	12.98	—
735.6	"	—	—	12.98	—
743.7	M 70	—	14.82	13.50	—
744.5	"	—	14.94	13.60	12.74
745.5	"	—	14.95	13.65	—
752.6	"	—	15.31	14.08	—
755.4	K40	—	15.36	—	—
.5	"	—	15.38	—	—
756.5	K50	15.8	15.31	14.42	13.40
757.4	"	—	—	14.48	13.32
758.4	"	—	15.30	—	—
761.5	"	—	—	14.41	13.40
765.4	"	—	—	14.58	—
770.4	"	—	—	14.76	—
771.4	M 70	—	15.47	14.66	—
774.5	"	—	15.52	14.60	—
780.5	A 70	—	15.66	—	—
789.4	"	—	15.80	—	—

Таблица 3 (окончание)

JD 2445...	Телескоп	U	B	V	R
790.5	A 70	—	15 <sup>m</sup> .76	—	—
795.5	"	—	15.85	—	—
798.4	M70	—	15.71	15 <sup>m</sup> .28	—
799.4	"	16 <sup>m</sup> .25	—	—	14 <sup>m</sup> .87
800.4	"	—	15.80	15.32	—
811.5	"	—	16.02	15.51	—
815.4	"	16.5	16.10	15.60	15.33
816.4	A70	—	15.92	—	—
820.4	M70	—	—	15.75	—
821.4	"	—	16.12	15.73	—
828.4	"	—	16.20	—	—
835.4	"	—	16.20	16.08	—

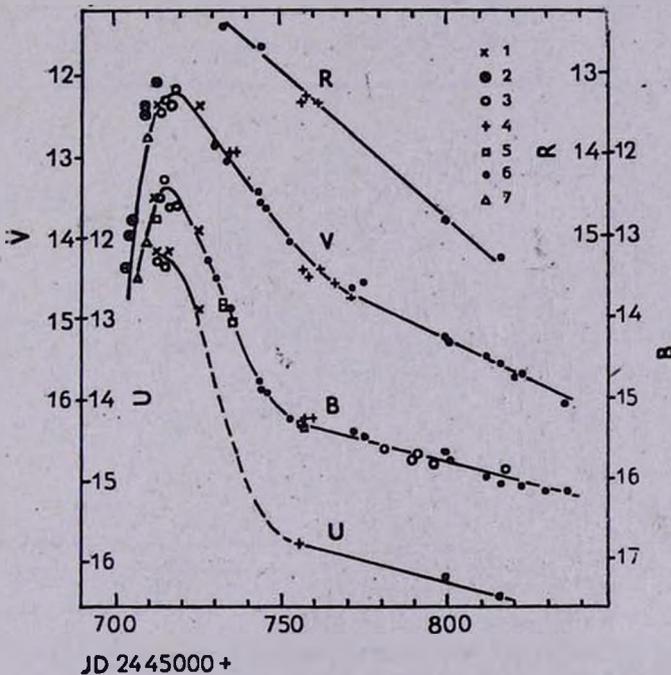


Рис. 2. Кривые блеска сверхновой 1984а. Наблюдения на разных телескопах отмечены разными значками: 1—А36; 2—А36, оценки V по снимкам, полученным на пленке А 600Н без фильтра; 3—А70; 4—К50; 5—К40; 6—М70; 7—оценки Розино [3].

мени наблюдений с постоянной скоростью  $\beta_R = 3.6 \pm 0.5$ . Для кривой блеска в  $U$  можно приблизительно оценить скорость падения блеска после точки перегиба  $\gamma_U = 1.2 \pm 0.4$ .

Сравнение кривой показателя цвета  $B-V$  со сводной кривой цвета сверхновых I типа [8] показывает, что избыток цвета SN 1984a  $E_{B-V} = 0.3 \pm 0.05$ .

Модуль расстояния до скопления галактик в Деве, согласно [9, 10]  $\mu_B = 31.0$ ; если принять оценку поглощения света в Галактике  $A_B \approx 0$  по [11], то  $\mu_0 = \mu_B = 31.0$ . Тогда абсолютная величина сверхновой в максимуме блеска, исправленная за поглощение (нами принято  $A_B = 4E_{B-V}$ ), равна:  $M_B^0 = -19.8$ ;  $M_V^0 = -19.6$ . Это несколько ярче средней абсолютной величины сверхновых I типа  $M_B^0 = -19.1$  [8] и почти совпадает с абсолютной величиной недавно вспыхнувших в скоплении в Деве сверхновых I типа 1981b и 1983g [12]. По кривым блеска SN 1984a также сходна с SN 1981b, только величины  $\gamma_B$  и  $B_k - B_{\max}$  для SN 1984a несколько меньше. Сравнение инфракрасных кривых блеска SN 1984a [13, 14] и SN 1981b [15] подтверждает сходство их абсолютных величин и других фотометрических характеристик.

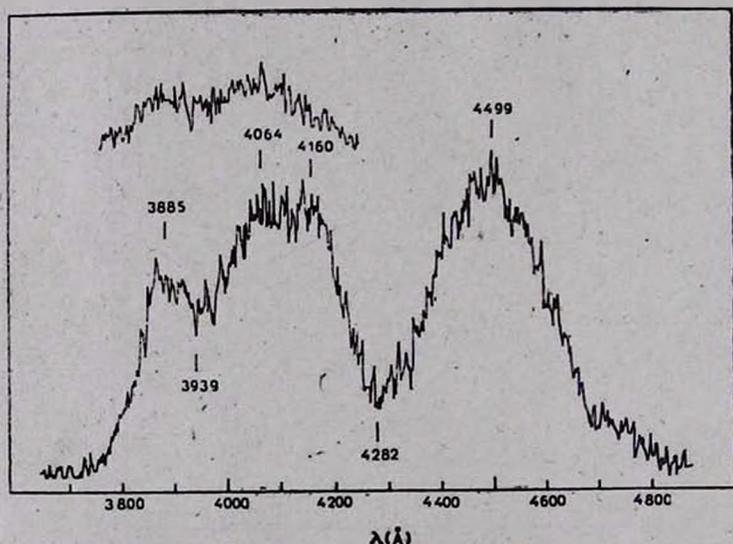


Рис. 3. Регистрограммы спектров сверхновой. Вверху — часть записи недодержанной спектрограммы, полученной 14 января, внизу — запись спектрограммы, полученной 17 января, на ней отмечены длины волн максимумов и минимумов интенсивности.

Две спектрограммы сверхновой в максимуме блеска — 14 и 17 января 1984 г. были получены Я. Н. Чхиквадзе на 125-см рефлекторе Абастуман-

ской обсерватории. Использовался спектрограф UAGS, дисперсия 85 Å/мм, спектр фотографировался на пластинке Kodak 103a-0. Экспозиция 14 января — 2<sup>h</sup>; 17 января — 4<sup>h</sup>, первая спектрограмма оказалась недодержанной. Регистрограммы спектров показаны на рис. 3. Спектр имеет вид, характерный для сверхновых I типа в максимуме блеска [16, 17]. Длины волн максимумов и минимумов несущественно отличаются от соответствующих данных для SN 1981b в максимуме блеска [17]. Минимумы  $\lambda$  3939 Å и  $\lambda$  4282 Å отождествляются с линиями Si II 4129 Å и Mg II 4481 Å. доплеровское смещение минимумов соответствует скоростям 13 800 км/с и 13 300 км/с, что также близко к данным для SN 1981b.

Таким образом, сверхновая 1984a является типичной сверхновой I типа, сходной по кривым блеска, спектру и абсолютной величине в максимуме с SN 1981b — наиболее подробно изученной сверхновой I типа в скоплении в Деве.

Авторы выражают благодарность всем сотрудникам Абастуманской астрофизической обсерватории и ГАИШ, принявшим участие в наблюдениях сверхновой и оказавшим помощь в обработке результатов.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория  
Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

## OBSERVATIONS OF SUPERNOVA 1984a IN NGC 4419

G. N. KIMERIDZĚ, D. YU. TSVETKOV

Photometric and spectroscopic observations of supernova 1984a are reported. Parameters of light curves, colour excess and absolute magnitude at maximum light are derived. The supernova 1984a is found to be a typical type I supernova.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G. N. Kimeridze, IAU Circ., No. 3907, 1984.
2. Г. Н. Кимеридзе, Р. Я. Инсаридзе, Астрон. циркуляр, № 1321, 2, 1984.
3. L. Rosino, IAU Circ., No. 3908, 3910, 1984.
4. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, Univ. Texas Press, 1976.
5. J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry, Astrophys. J. Suppl. Ser., 52, 89, 1983.
6. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. D. Ables, A. V. Hewitt, Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 35, 1981.

7. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд: фотометрические системы и методы, Моклас, Вильнюс, 1977.
8. Д. Ю. Цветков, Переменные звезды, 22, 279, 1986.
9. G. de Vaucouleurs, *Astrophys. J.*, 253, 520, 1982.
10. G. de Vaucouleurs, W. L. Peters, L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, *Astrophys. J.*, 248, 408, 1981.
11. D. Burstein, C. Helles, *Astron. J.*, 87, 1165, 1982.
12. Д. Ю. Цветков, *Астрон. ж.*, 62, 365, 1985.
13. W. P. Meikle, J. R. Graham, M. F. Bode, *IAU Circ. No.* 3918, 3924, 1984.
14. J. H. Elias, K. Matthews, G. Neugebauer, S. E. Persson, *Astrophys. J.*, 296, 379, 1985.
15. J. H. Elias, J. A. Frogel, J. A. Hackwell, S. E. Persson, *Astrophys. J.*, 251, L13, 1981.
16. B. Patchett, R. Wood, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 175, 595, 1976.
17. D. Branch, C. H. Lacy, M. L. McCall, P. G. Sutherland, A. Uomoto, J. C. Wheeler, B. J. Wills, *Astrophys. J.*, 270, 123, 1983.

УДК: 524.354:524.864

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД В ОКРЕСТНОСТИ ОСТАТКА  
СВЕРХНОВОЙ W 50

И. В. ГОСАЧИНСКИЙ, В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Поступила 24 февраля 1986

Принята к печати 25 мая 1986

Наблюдения нейтрального водорода на волне 21 см в окрестности остатка сверхновой W 50, содержащего уникальный объект SS 433, выполнены на радиотелескопе РАТАН-600 с разрешением  $2' \times 130' \times 6.3$  км/с. На лучевой скорости около 34 км/с (кинематическое расстояние 3 кпк) обнаружена клочковатая оболочка H I с внешним диаметром 65 пк и массой  $\sim 3 \cdot 10^4 M_{\odot}$ . Кроме того, на лучевой скорости 69 км/с (кинематические расстояния 5.0 или 10.7 кпк) обнаружено облако H I без заметных крупномасштабных движений. Рассмотрены несколько моделей, которые могли бы объяснить взаимосвязь этих объектов с обнаруженными облаками H I.

1. *Введение.* Остаток сверхновой W 50 привлекает к себе особое внимание в связи с тем, что в центре его находится уникальный объект SS 433. В отличие от SS 433, характеристики W 50 в непрерывном радиоспектре исследовались лишь в небольшом количестве работ (см., например, [1]) и обобщены в нескольких моделях [2, 3], построенных в предположении физической связи W 50 и SS 433. Во всех этих работах расстояние до W 50 предполагалось равным 2.5—3.5 кпк. Сводка результатов измерений расстояния до W 50 различными методами приведена в работе [4]. Однако в работах [5, 6] приведено другое значение расстояния до SS 433 — 5 кпк. Эта величина получена в результате радиоинтерферометрических измерений собственных движений деталей в выбросах SS 433. При этом предполагалось, что, во-первых, наблюдаемые водородные линии, доплеровское смещение которых свидетельствует о больших скоростях движения вещества ( $\approx 0.26$  с), формируются в области оптических выбросов, и, во-вторых, скорости движения оптических- и радиовыбросов совпадают.

С другой стороны, в работе [7] была заново пересмотрена кинематика газа в окрестности SS 433 на основании всей совокупности наблюдательных данных, с целью устранения ряда трудностей, возникающих при интерпретации наблюдений этого объекта. Не вдаваясь в подробности, заметим, что в этой работе приведены аргументы в пользу того, что расстоя-

ние до SS 433 составляет  $3 \pm 0.5$  кпк. Таким образом, проблема расстояний до W 50 и SS 433 представляется весьма неясной, и в дальнейшем мы будем рассматривать несколько вариантов.

Межзвездный газ в окрестности этих объектов исследовался только по излучению линии CO [8]. В диапазоне лучевых скоростей 27—36 км/с (кинематическое расстояние около 3 кпк) обнаружено облако газа, на краю которого, как предполагали авторы, располагается остаток сверхновой W 50, а вместе с ним и SS 433. На волне 21 см исследовалась только линия поглощения HI от SS 433 с помощью системы апертурного синтеза [9].

В настоящей работе мы приведем результаты исследования распределения межзвездного нейтрального водорода в окрестности W 50, проведенного с помощью радиотелескопа РАТАН-600.

2. *Аппаратура и методика наблюдений.* Наблюдения проводились на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600. Результаты исследования параметров антенны и аппаратуры на волне 21 см, методика наблюдений и обработки подробно описаны в работах [10, 11]. Ширина диаграммы направленности антенны составляет  $2' \times 130'$ , эффективная площадь —  $850 \text{ м}^2$ , шумовая температура системы — 90 К. Использовался 39-канальный фильтровой спектроанализатор с шириной канала 30 кГц (6.3 км/с). На склонениях  $+5$  и  $+7.5$  в области источника W 50 получены по две серии записей со сдвигом настройки спектрометра на 3.1 км/с. После осреднения трех записей средний квадрат флуктуаций в спектральных каналах составлял 0.25 К, в канале непрерывного спектра — 0.01 К. Для выделения деталей излучения HI малого углового размера на кривых прохождения проводился фон излучения HI в плоскости Галактики.

3. *Результаты наблюдений.* Кривые прохождения области W 50 через диаграмму направленности радиотелескопа приведены на рис. 1 для склонения  $+5^\circ$ . Верхняя кривая — в непрерывном спектре на волне 21 см, указаны различные объекты в этой области, ниже следуют кривые прохождения в спектральных каналах (справа приведены лучевые скорости относительно местного стандарта покоя), слева вверху указаны масштабы шкалы антенных температур. Штриховыми линиями показан фон излучения HI на каждой лучевой скорости. Детали распределения HI, расположенные в непосредственной близости от W 50, отмечены штриховкой. Остальные детали вероятнее всего являются частью структуры спиральных рукавов.

В диапазоне лучевых скоростей от  $+9.0$  до  $+53.3$  км/с изменение структуры деталей HI в области W 50 с изменением лучевой скорости характерно для неоднородной оболочки газа с крупномасштабными радиальными движениями. Северная часть этой оболочки заметна по нашим данным и на склонении  $+7.5$ . Ввиду недостаточного углового разрешения

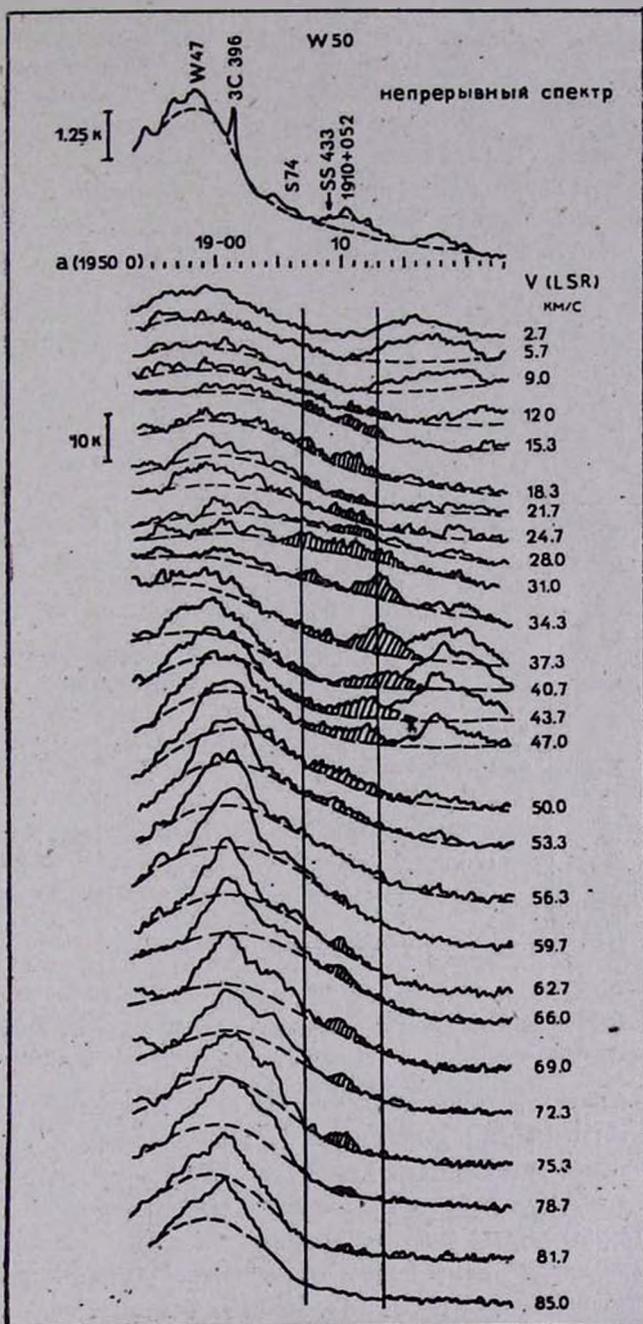


Рис. 1. Кривые прохождения области W 50 через диаграмму направленности ( $\delta = +5^\circ$ ). Верхняя кривая — непрерывный спектр, нижние — данные в спектральных каналах. Штриховыми линиями показан фон излучения H I на каждой лучевой скорости. Штриховкой отмечены выделенные детали в излучении.

антенны по склонению характер деталей в этом направлении необходимо проверить по результатам других работ. На рис. 2 приведены сечения по галактической широте в рассматриваемом диапазоне долгот и лучевых скоростей из работы [12], полученные с угловым разрешением  $30'$ . Штриховкой отмечены детали, которые можно сопоставить с теми, которые обнаружены в наших наблюдениях. Эти данные подтверждают реальность выделенной нами оболочки HI и ее структуру по координатам и лучевым скоростям.

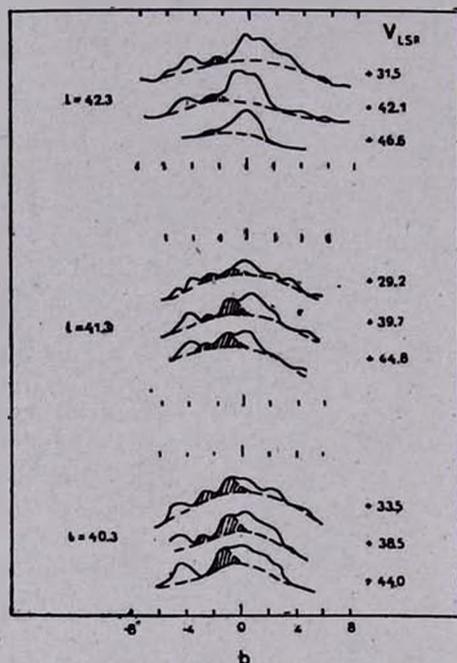


Рис. 2. Распределение эмиссии HI в сечениях через область W 50 по галактической широте в интервале лучевых скоростей 30—45 км/с (по данным работы [12]).

Схематическая структура оболочки HI по нашим данным и результатам работы [12] изображена на рис. 3. Прямоугольниками показано положение оболочки по результатам наших наблюдений, точками — положения максимумов деталей из работы [12] в диапазоне лучевых скоростей около  $+35$  км/с. Жирными штриховыми линиями показаны детали спиральных рукавов и выделенная нами оболочка, тонкие линии — изофоты W 50 в непрерывном спектре из работы [1]; точками отмечено облако CO из работы [8], крестик показывает положение объекта SS 433, тонкие штриховые линии — оптические волокна.

На рис. 3, видно, что в целом оболочка вытянута в сторону больших галактических долгот, а W 50 расположен не в центре оболочки, а ближе

к ее юго-западному краю. Это может быть связано с неоднородностью межзвездной среды в этом направлении. Расположение облаков CO к западу от W 50 качественно подтверждает такое предположение, поскольку их наличие свидетельствует о гораздо большей плотности межзвездного га-

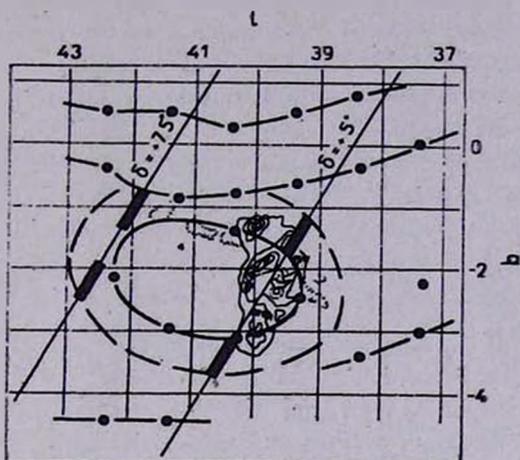


Рис. 3. Структура выделенной оболочки НІ. Прямоугольники — результаты данной работы, точки — положения максимумов излучения по данным работы [12], жирные штриховые линии — детали спиральных рукавов НІ и выделенная оболочка, тонкие линии — изофоты W 50 в непрерывном радиоспектре по данным [1], пунктиром отмечено облако CO [8] тонкие штриховые линии — оптические волокна.

за преимущественно в молекулярной форме. При оценке параметров оболочки в качестве ее размеров принимались средние по двум перпендикулярным направлениям. Наблюдаемые параметры оболочки приведены ниже.

Координаты центра (1950.0)  $\alpha = 19^h 11^m 00^s$ ,  $\delta = +6^\circ 00'$ .

Внешний угловой размер —  $1.5 \times 2.3$ .

Толщина оболочки — 0.46 радиуса.

Средняя лучевая скорость —  $34 \pm 3$  км/с.

Скорость радиального движения — 16 км/с.

Кинематическое расстояние — 2.5 кпк.

Масса НІ в оболочке —  $3 \cdot 10^4 M_\odot$ .

Концентрация НІ —  $1.5 \text{ см}^{-3}$ .

Внешний радиус — 65.4 пк.

Заметим, что если расстояние до SS 433 равно 5 кпк, а остаток сверхновой W 50 расположен там же, то согласно модели галактического вращения [13] этому расстоянию соответствует лучевая скорость около 70 км/с. В этом случае связь обнаруженной нами оболочки НІ так же, как

и облака СО из работы [8], с W 50 представляется сомнительной. В этом диапазоне лучевых скоростей в направлении W 50 на наших кривых прохождения (см. рис. 1) заметно простое облако НI, без явно выраженных крупномасштабных движений. Наблюдаемые параметры этого облака следующие:

Координаты центра (1950.0)  $\alpha = 19^h 10^m$ ,  $\delta = +5^\circ 00'$ .

Средняя лучевая скорость— +69.5 км/с.

Полуширина профиля—20 км/с.

Антенная температура—2.4 К.

Яркостная температура—6.0 К.

Угловой размер по  $\sigma$ — $0.27''$ .

Угловой размер по  $\delta$  согласно результатам работы [12]— $<0.05''$ .

Содержание НI на луче зрения— $2.2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup>.

Кинематические расстояния—5.0 и 10.7 кпк.

Линейные размеры—22 и 47 пк.

Масса НI— $3.4 \cdot 10^3$  и  $1.5 \cdot 10^4 M_\odot$ .

4. *Обсуждение результатов.* Для интерпретации наблюдательных данных, полученных нами по распределению НI, необходимо знать расстояния до объектов W 50 и SS 433. Как было отмечено выше, ситуация здесь не совсем ясная. Поэтому мы рассмотрим три разных варианта расположения этих объектов:

1. Оба объекта находятся на расстоянии 5 кпк, а результаты измерения расстояния до W 50 в работах [14, 15] ошибочны.

2. Расстояние до SS 433 равно 5 кпк согласно [5, 6], а до W 50—3 кпк по данным [14, 15], т. е. эти объекты физически не связаны, хотя это кажется маловероятным.

3. Оба объекта находятся на расстоянии около 3 кпк в согласии с рассмотренной моделью SS 433 [7].

В первом случае обнаруженная нами оболочка НI со средней лучевой скоростью 34 км/с явно не имеет отношения к W 50 и SS 433. Сказать что-либо определенное о физической связи облака НI на лучевой скорости 69.5 км/с с этими объектами не представляется возможным. Можно лишь заметить, что пространственное совпадение обычного сравнительно холодного облака НI без существенных крупномасштабных движений с такими активными объектами, как W 50 и SS 433, выглядит довольно странным. Следовательно, для этого облака более вероятно большее значение расстояния.

Во втором варианте можно предположить связь обнаруженной оболочки HI с остатком сверхновой W 50. В этом случае радиальным движением газа в оболочке вероятнее всего является расширение. В предположении, что оболочка HI обязана своим происхождением ударной волне от расширяющегося остатка сверхновой, можно согласно [16] по измеренным параметрам оболочки оценить некоторые важные характеристики остатка сверхновой. В частности, в данном случае возраст остатка получается порядка  $8 \cdot 10^5$  лет. Однако, поскольку возраст туманности W 50 по оценкам различных авторов [2, 17, 18] составляет порядка  $10^4$  лет, такое предположение о происхождении оболочки не является правильным. Скорее всего наблюдаемая оболочка HI могла бы образоваться в результате действия звездного ветра от звезды, последующий взрыв которой привел к образованию остатка сверхновой W 50. В рамках стандартной модели взаимодействия звездного ветра от звезд главной последовательности с межзвездной средой [19] легко оценить возраст оболочки  $\sim 1.6 \cdot 10^6$  лет и требуемую для ее образования мощность звездного ветра  $(\dot{M}_* V_*^2)/2 \sim 3.5$ . Такую мощность истечения звездного ветра на стадии главной последовательности имеют звезды спектрального класса O6 [20] с массой  $\approx 29 M_\odot$ . Интересно отметить, что последняя величина совпадает с оценкой массы предсверхновой, основанной на измерениях содержания азота в волокнах W 50 [18].

В третьем варианте оболочка HI может быть обязана своим происхождением активности обоих объектов W 50 и SS 433 на различных стадиях их эволюции. В этом случае на основе измеренных параметров оболочки HI можно оценить некоторые характеристики компонентов двойной системы в SS 433 до взрыва сверхновой. В работе [18] обсуждаются две схемы эволюции этой системы. В первой из них предполагается, что взрыв одной из звезд в двойной системе произошел  $\sim 10^6$  лет назад. Наблюдаемая оболочка HI могла бы образоваться в результате расширения остатка от этого взрыва. Однако, помимо несоответствия возраста W 50, о котором говорилось выше, такая схема приводит еще к одному противоречию. Согласно [16] можно по измеренным параметрам оболочки HI оценить также и начальную энергию взрыва сверхновой,  $E_0$ . Такая оценка показывает, что  $E_0 \sim 1.3 \cdot 10^{51}$  эрг. Поскольку масса звезды, оцененная на основе наблюдаемого содержания азота в W 50, не менее  $30 M_\odot$ , скорость разлета выброшенного при взрыве вещества оказывается не более 1500—2000 км/с. Такая скорость разлета характерна для маломассивных сверхновых I типа, а не для взрывов звезд с массой  $\sim 30 M_\odot$ .

В работе [18] рассмотрена другая схема образования объекта SS 433, которая представляется более приемлемой. В двойной системе эволюционируют два сверхгиганта типа Вольфа—Райе, имеющие приблизительно

равные массы, причем один из них (более массивный) представляет собой звезду типа WN. Взрыв этого компонента произошел  $\sim 10^4$  лет назад. Массивный остаток аккрецирует на себя газ из полости Роша, поставляемый вторым компонентом, который также успел подойти к заключительной фазе эволюции. В этой схеме наблюдаемая оболочка HI могла образоваться лишь в результате взаимодействия звездного ветра обеих звезд с межзвездной средой. Полученные выше оценки для времени расширения оболочки ( $\sim 1.6 \cdot 10^6$  лет) и мощности звездного ветра ( $\sim 3.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \times X(\text{год})^{-2}$ ) остаются справедливыми и в этом случае за исключением того, что рассматриваемая мощность является суммарной мощностью звездного ветра двух сверхгигантов примерно равной массы. Используя снова результаты работы [20], получаем, что для этого требуются два сверхгиганта спектрального класса O9.5 с массами порядка  $50 M_{\odot}$ . Взрыв одной из таких звезд (если она типа WN) вполне может обеспечить наблюдаемое содержание азота в волокнах W 50. Интересно отметить, что в настоящее время известны уже несколько двойных систем такого типа [21, 22].

Таким образом, параметры обнаруженной нами в окрестности остатка сверхновой W 50 оболочки HI свидетельствуют в пользу второй из рассматриваемых в работе [18] схем эволюции звезд в двойной системе, приводящей к появлению объекта SS 433, если конечно, уточнение расстояний до SS 433 и W 50 покажет, что эти объекты физически связаны и находятся на расстоянии 3 кпк от Солнца.

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить С. А. Трушкина за полезное обсуждение рассматриваемых в этой статье вопросов.

Львовградский филиал  
САО АН СССР

## NEUTRAL HYDROGEN IN THE VICINITY OF THE SUPERNOVA REMNANT W50

I. V. GOSACHINSKIJ, V. K. KHERSONSKIJ

The observations of neutral hydrogen in the vicinity of supernova remnant W 50 containing the unique object SS 433 were performed on RATAN-600 radio telescope with resolution  $2' \times 130' \times 6.3$  km/s. It is shown that HI distribution in this region is similar to the envelope with outer diameter about 65 pc, mass of HI  $3 \cdot 10^4 M_{\odot}$  and radial velocity about 34 km/s (kinematic distance 3 kpc). Apart from this envelope we can separate HI cloud with radial velocity 69 km/s (kinematic di-

stances 5.0 or 10.7 kpc) without any traces of radial motions. Some models is discussed that could explain the connection of these objects with separated HI clouds.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. B. Downes, T. Pauls, C. J. Salter, *Astron. and Astrophys.*, 97, 296, 1981.
2. N. Panagia, K. W. Weiler, *Vistas Astron.*, 25, 87, 1981.
3. A. König, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 205, 471, 1983.
4. P. Crampton, J. B. Hutchings, *Vistas Astron.*, 25, 13, 1981.
5. A. E. Niell, T. G. Lockhard, R. A. Preston, *Astrophys. J.*, 250, 248, 1981.
6. R. M. Hjellming, K. J. Johnston, *Nature*, 290, 100, 1981.
7. W. Kundt, *Astron. and Astrophys.*, 150, 276, 1985.
8. Y. L. Huang, T. M. Dame, P. Thaddeus, *Astrophys. J.*, 272, 609, 1983.
9. J. H. van Gorkom, W. H. Goss, P. A. Shaver, *Astron. and Astrophys.*, 82, L1, 1980.
10. А. П. Венгер, И. В. Госачинский, В. Г. Грачев, Н. Ф. Рыжков, *Изв. САО АН СССР*, 14, 118, 1981.
11. А. П. Венгер, Л. Г. Гасанов, Ю. Д. Гудзь, Г. Н. Ильин, Н. Ф. Рыжков, А. А. Туз, *Препринт Л. Ф. САО*, № 8А, 1, 1984.
12. A. S. Shane, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 4, 1, 1971.
13. W. S. Burton, M. A. Gordon, *Astron. and Astrophys.*, 63, 7, 1978.
14. D. Crampton, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 11, 671, 1980.
15. D. Crampton, A. P. Cowley, J. B. Hutchings, *Astrophys. J.*, 235, L131, 1980.
16. J. C. Wheeler, T. J. Mazurek, A. Sivaramakrishnan, *Astrophys. J.*, 237, 781, 1980.
17. W. Kundt, *Vistas Astron.*, 25, 153, 1981.
18. E. P. J. van den Heuvel, *Vistas Astron.*, 25, 95, 1981.
19. R. Weaver, R. McCray, J. Castor, P. Shapiro, *Astrophys. J.*, 218, 377, 1977.
20. M. Felli, N. Panagia, *Astron. and Astrophys.*, 101, 424, 1981.
21. C. De Loore, *Space Sci. Rev.*, 26, 113, 1980.
22. K. A. van der Hucht, P. S. Conti, I. Lunstrom, B. Stenholm, "Sixth Catalogue of Wolf-Rayet Stars", 1980.

УДК: 524.388

## ДИНАМИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ БЛИЗКИХ ТРОЙНЫХ ЗВЕЗД

Ж. П. АНОСОВА

Поступила 19 ноября 1985

Принята к печати 25 мая 1986

Разработана классификация динамических состояний тройных систем, важнейшими характеристиками которых являются значения их полной энергии  $E_{tr}$  и относительных энергий  $E_d$  пар тел в них. Для 8 тройных звезд, ADS 1630, 2926, 6175, 6650, 6811, 7114, 9626 и 9909, данные наблюдений для которых получены с большой точностью, методом статистических испытаний определены вероятности динамических состояний и оценены значения  $\bar{E}_{tr} \pm \sigma_{E_{tr}}$  и  $\bar{E}_d \pm \sigma_{E_d}$ . Из рассмотренных объектов три тройные звезды ADS 1630 ( $r \sim 80$  пк), 6175 ( $r \sim 14$  пк) и 9909 ( $r \sim 22$  пк) оказались уверенно физическими системами (вероятность  $P(E_{tr} < 0) \sim 1$ ) с достаточно уверенно определяемыми величинами  $E_{tr}$  и  $E_d$  (вариации  $\delta E_{tr}$ ,  $\delta E_d < 0.5$ ). Тройные звезды ADS 6175 и 9909 с вероятностью  $P > 0.80$  являются динамически неиерархическими, неустойчивыми тройными системами, со сложным характером движений компонентов; финальным состоянием этих систем является распад. Для тройной звезды ADS 1630 качественный ход динамической эволюции не определен из-за относительно больших ошибок данных наблюдений.

1. *Введение.* Вследствие распространенности тройных систем в галактическом поле и звездных скоплениях, а также космогонических выводов, которые можно сделать на основе изучения динамики тройных систем (оценки возраста скоплений, содержащих тройные звезды, качественная картина эволюции и т. д.), решение о динамическом состоянии тройных звезд представляет интерес для многих проблем звездной астрономии.

Исследование динамической эволюции моделированных тройных систем [1—5] методом численного эксперимента показало, что следует различать два типа динамики систем с отрицательной полной энергией: 1) динамически иерархические тройные системы, движения тел в которых близки к кеплеровским; наименьшее из трех расстояний в этих системах по все время эволюции соединяет одну и ту же пару тел; эволюция таких систем может сравнительно эффективно изучаться аналитическими методами; 2) динамически неиерархические системы, в ходе эволюции которых минимальное расстояние попеременно переходит от одной пары компонентов

к другой; движения тел в таких системах носят сложный характер, и для их изучения необходимо применять метод численного эксперимента; в подавляющем большинстве случаев системы этого типа неустойчивы.

Обычно деление тройных звезд и галактик на иерархические (часто их называют системами типа «Lyr») и неиерархические (так называемые Трапеции) — динамически устойчивые или динамически неустойчивые — производят по их видимым конфигурациям, относя к динамически иерархическим системам такие, в которых одно из расстояний между компонентами значительно меньше двух других.

Статистические исследования функций распределения конфигураций моделированных тройных систем и наблюдаемых тройных звезд проведены в [6—8], где показано сходство этих функций распределения. Так как динамическая эволюция подавляющего большинства моделированных тройных систем заканчивается их распадом (см. [3, 4]), то сходство исследованных функций распределения конфигураций можно рассматривать как свидетельство неустойчивости значительной части наблюдаемых тройных звезд.

Однако для конкретных тройных систем звезд и галактик видимые конфигурации не могут служить критерием типа их динамики, т. к. 1) они могут не соответствовать истинным конфигурациям из-за эффекта проекции (см. [8—10]); 2) видимые иерархические конфигурации, как показали численные эксперименты [3, 4], могут принимать системы обоих типов динамики.

Для изучения динамической эволюции конкретных наблюдаемых тройных звезд нужно использовать данные высокоточных наблюдений их компонентов астрометрического, фотометрического и спектроскопического характеров: параллаксы, относительные положения и скорости (собственные движения и лучевые скорости) и массы компонентов, предварительно исключив из рассмотрения оптические тройные звезды.

Для решения поставленной задачи обязателен учет эффектов ошибок данных наблюдений. Исследования в [4, 11] показали, что для получения достаточно уверенных результатов изучение динамики тройных звезд имеет смысл проводить только для близких систем с расстоянием от Солнца  $r < 100$  пк. В противном случае характерные для настоящего времени ошибки наблюдений могут оказать существенное влияние на результаты исследований вплоть до изменения знака вычисленной полной энергии тройной звезды.

2. *Динамические состояния тройных систем. Классификация динамических состояний.* Определяющими характеристиками динамических состояний тройных систем (считаем, что оптические системы исключены) яв-

ляются значения их полной энергии  $E_{tr}$  и относительных энергий  $E_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) пар тел в них.

Очевидно, что возможны следующие динамические состояния:

I. Тройные сближения одиночных звезд:  $E_{tr} > 0$ , все относительные энергии  $E_{ij} > 0$ .

II. Сближения звезды поля с двойной звездой:  $E_{tr} > 0$ , одна из относительных энергий (у тесной пары)  $E_d < 0$ .

III. Физически связанные тройные звезды:  $E_{tr} < 0$ .

При этом возможны два динамических типа систем:

III\*. Динамически иерархические тройные системы (устойчивые) с кеплеровским характером движения тел — для них выполнены критерии устойчивости (например, критерий В. Г. Голубева (см. [12]) — условия сохранения изолированности далекого тела от близкой пары — во все время динамической эволюции тройной системы (см. [3]).

III\*\*. Динамически неиерархические (неустойчивые) системы: а) условия их распада — условия гиперболичности почти радиального движения далекого компонента относительно тесной пары (см. [3, 4]) — выполнены в момент наблюдения;

б) условия распада системы удовлетворяются по истечении некоторого времени  $T$ ;

в) медленные (преимущественно трансверсальные) прохождения одиночных звезд мимо двойных систем.

3. Учет ошибок данных наблюдений. Для учета эффекта ошибок данных наблюдений при определении динамического состояния тройной системы можно применять метод статистических испытаний — в нашем случае метод вариации наблюдательных параметров в пределах удвоенных ошибок их определений при предположении о нормальной функции распределения ошибок (доверительная вероятность  $P = 0.95$ ) (см. Приложение). Для каждой тройной звезды можно проводить  $N$  испытаний, варьировать при этом все наблюдательные параметры одновременно (или попеременно), определять каждый раз новые значения этих параметров и вычислять по ним энергетические характеристики  $E_{tr}$  и  $E_d$ , которые определяют класс динамического состояния системы. При достаточно большом числе испытаний ( $N \sim 10^3$ ) частоты реализаций классов динамических состояний I—III определяют вероятности этих состояний для данной тройной системы.

4. Выявление динамических состояний тройных звездных систем. Изучение данных каталогов (см. [3, 4, 11]) показало, что из рассмотренных близких ярких 113 тройных звезд программы АО ЛГУ самую полную информацию из наблюдений имеют системы  $\alpha$  Cep, ADS 1630, 6175 ( $\alpha$  Gem — динамическая тройная система, каждый компонент которой является спектральной двойной звездой), 6650, 6811, 7114, 9626 и 9909. Однако и в наблюдениях этих звезд имеются некоторые недостатки: у третьего компонента системы  $\alpha$  Cep — Проксимы велика ошибка определения лучевой скорости  $\sigma_{v_r} \sim \pm 5$  км/с; в остальных перечисленных выше тройных звездах, кроме ADS 6175, близкие компоненты (AB или BC) имеют  $\rho \lesssim 1.5$  и лучевые скорости определены только для их центра масс. Наиболее полный материал по нашим наблюдениям получен для тройной звезды ADS 2926, однако и у нее также еще велики ошибки ( $\sigma_{v_r} \sim \pm 4$  км/с) определения лучевых скоростей близких компонентов А и В, имеющих спектральные классы B9V и A0V.

Результаты применения изложенного выше метода вариаций всех наблюдательных данных одновременно в пределах удвоенных ошибок их определений для указанных тройных звезд приведены в табл. 1. В ней представлены вероятности  $P$  динамических состояний этих систем, средние значения энергетических характеристик — полной энергии  $E_{tr}$  и энергии  $E_d$  близких пар звезд и средние значения  $\bar{\sigma}_{E_{tr}}$  и  $\bar{\sigma}_{E_d}$  границ доверительных интервалов на уровне  $\sigma$  для этих величин.

Полученные результаты можно сформулировать следующим образом:

- 1) Тройные звезды ADS 1630, 6175 ( $\alpha$  Gem) и 9909, находящиеся на расстояниях от Солнца  $r \sim 80, 14$  и  $22$  пк соответственно, с вероятностью  $P \gtrsim 0.98$  (вариации  $\delta E_{tr} = \left(\frac{\bar{\sigma} E}{E}\right)_{tr}$ ;  $\delta E_d = \left(\frac{\bar{\sigma} E}{E}\right)_d \sim 0.2-0.6$ ) являются уверенно физическими системами.

- 2) Тройные системы ADS 2926, 6650, 6811, 7114 и 9626 имеют большие вариации полной энергии  $\delta E_{tr} \sim 1-3$ . Поэтому определить для них достаточно уверенно значения полной энергии не удастся. Однако вероятности физической связи в этих системах, кроме ADS 2926, велики —  $P(E_{tr} < 0) \gtrsim 0.70$ . Тройная звезда ADS 2926 по имеющимся в настоящее время данным наблюдений имеет положительную полную энергию —  $P(E_{tr} > 0) \simeq 0.97$ , причем основной вклад в энергию  $E_{tr}$ , как оказалось, вносит положительная полная энергия тесной пары АВ с угловым расстоянием,  $\rho = 7.5 \rightarrow P(E_d > 0) = 0.77$ . Отметим, что кинематические параметры центра

масс близких звезд АВ в этой тройной системе и далекого компонента С показывают хорошую согласованность, а ошибки определений пространственных скоростей А и В, как указывалось выше, велики. Поэтому вопрос о физической связи компонентов в тройной системе ADS 2926 может быть решен только после уточнения кинематических характеристик близкой пары.

Таблица 1

ВЕРОЯТНОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ И СРЕДНИЕ  
ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРОЙНЫХ  
ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

Название системы	ADS	$r$ (пк)	Вероятности $P$ состояний			$\bar{E}_{tr} \pm \bar{\sigma}_{E_{tr}}$	$\bar{E}_d \pm \bar{\sigma}_{E_d}$
			I+II $P(E > 0)$	III*•	III*•		
			$P(E < 0)$				
$\gamma$ And	1630	80	0.00	0.47	0.53	$-117 \pm 25$	$-104 \pm 19$
$\alpha$ Gem	6175	14	0.02	0.86	0.12	$-18 \pm 10$	$-17 \pm 10$
$\xi$ Sco	9909	22	0.00	0.80	0.20	$-53.1 \pm 8.6$	$-44.3 \pm 7.5$
$\zeta$ Snc	6650	19	0.29	0.71		$-12 \pm 26$	$-31 \pm 17$
$\mu$ Boo	9626	29	0.11	0.89		$-10.0 \pm 8.4$	$-19.6 \pm 5.4$
24 Snc	6811	50	0.30	0.70		$-50 \pm 140$	$-90 \pm 110$
$\iota$ UMa	7114	16	0.20	0.80		$-4.6 \pm 4.5$	$-2.6 \pm 2.6$
—	2926	170	0.97	0.03		$+23 \pm 23$	$+15 \pm 23$

3) Тройные системы ADS 6650 и 9626 имеют небольшие вариации полных энергий тесных пар  $\delta E_d \sim 0.2-0.5$  и эти пары с вероятностью  $P \geq 0.96$  являются физически связанными двойными системами; для установления физической связи этих двойных с третьими далекими компонентами необходимо уточнение кинематических параметров последних.

4) В тройных звездах ADS 6811 и 7114 не удается уверенно оценить полную энергию  $E_d$  близких пар звезд (вариации  $\delta E_d \sim 1$ ), хотя в них наблюдаются заметные орбитальные движения компонентов и вероятность их физической связи  $P > 0.85$ . В этих системах необходимо уточнение пространственных скоростей близких звезд.

5) Уверенно физические тройные звезды ADS 6175 ( $r \sim 14$  пк) и 9909 ( $r \sim 22$  пк) с вероятностью  $P > 0.80$  являются динамически неперар-

хическими неустойчивыми тройными системами, несмотря на видимую высокую иерархичность их конфигураций ADS 6175 — ( $\rho_{AC}^*/\rho_{AB}^* \simeq 12$ ; ADS 9909 — ( $\rho_{AC}^*/\rho_{AB}^*$ ) = 6. В тройной звезде ADS 1630, находящейся на расстоянии  $r \sim 80$  пк, уверенного заключения о динамическом состоянии сделать не удалось из-за большой ошибки определения пространственной скорости далекого компонента А относительно близких звезд В и С.

5. *Требуемый уровень точности наблюдательных данных.* Предложенный метод учета ошибок данных наблюдений тройных звездных систем (и систем большей кратности) позволяет выявить также индивидуальные вклады ошибок каждой наблюдательной характеристики и оценить требуемый уровень точности ее определения для решения поставленной задачи — выявления динамических состояний изучаемых объектов.

В настоящей работе такое исследование проведено по двум тройным звездам —  $\alpha$  Gem и ADS 2926, для которых принято для удобства данного изучения  $\pi'' = 0.''070$  и  $\pi'' = 0.''010$  соответственно. Результаты представлены в табл. 2. В первом столбце табл. 2 указаны наблюдательные характеристики  $x$ . Для каждой из звезд во втором столбце в верхней строке приведены полученные из наблюдений ошибки  $(\sigma_x)_n$  их определений, а в нижней —  $(\sigma_x)_{\min}$ , соответствующие максимально достижимому в настоящее время уровню точности определения  $x$  при систематических планомерных наблюдениях кратных звезд (см. [13]). Ниже будут перечислены условия достижения этого уровня точности. В последующих столбцах табл. 2 для рассмотренных тройных звезд ADS 2926 и 6175 приведены значения наблюдательных характеристик  $x$  и величины

$$\delta E_{tr} = \frac{\sigma_{E_{tr}}}{E_{tr}} = \frac{|E_{tr}(x + \sigma_x) - E_{tr}(x)|}{E_{tr}(x)}$$

относительного изменения полной энергии системы.

Проведенное исследование привело к следующим результатам: 1) для всех наблюдательных характеристик  $x$  изменения  $\delta E_{tr} \simeq x \sigma_x$ ,  $x = \text{const}$ . 2) Анализ данных табл. 2 показывает, что основной вклад в  $\delta E_{tr}$  достаточно далеких тройных звезд вносят ошибки определения паралаксов, причем  $\delta E_{tr}$  растут с уменьшением  $\pi''$  (табл. 3).

3) При значениях  $\sigma_\pi = \pm 0.''005$  изучение динамики тройных звезд возможно только при  $\pi \geq 0.''020$  [при  $\delta E_{tr} \leq 0.50$  и  $E_{tr} < 0$  вероятность физической связи компонентов  $P(E_{tr} + 2\sigma E_{tr} \leq 0) \sim 1$ ]; в противном случае знак полной энергии тройной системы, а, следовательно, и вероятность того, что она является или не является физически связанной

системой звезд, не определены. При  $\sigma_{\pi} = \pm 0.''002$ , достижимых при космических наблюдениях на астрометрическом спутнике HIPPARCOS (см. [14]), возможно изучение тройных звезд с  $\pi \geq 0.''010$ .

Таблица 2

ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ВКЛАД ОШИБОК НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Параметр $x$	Ошибки $\sigma_x$	$\pi = 0.070$ ( $\alpha$ Gem)		$\pi = 0.010$ (ADS 2926)	
		$x$	$\delta_{Etr}$	$x$	$\delta_{Etr}$
$\pi''$	$\pm 0.005$ 0.002	0.070	0.08 0.04	0.010	0.45 0.20
$(\mu''_{\alpha}, \dot{\nu})_{AB}$	$\pm 0.005$ 0.0005	+0.048, -0.037	0.02 0.00	+0.002, 0.001	0.25 0.03
$\Delta \mathcal{M}_{AB}$	$\pm 0.5 \mathcal{M}_{\odot}$ 0.2	0.6 $\mathcal{M}_{\odot}$	0.25 0.10	0.6 $\mathcal{M}_{\odot}$	0.10 0.04
$(\mu''_{\pi}, \dot{\nu})_C$	$\pm 0.005$ 0.0005	0.026, 0.006	0.05 0.01	-0.0003, 0.003	0.08 0.01
$(\Delta V_r)_{AB}$	$\pm 1.0$ км/с 0.3	+7.2 км/с	0.03 0.01	2.3 км/с	0.08 0.02
$(\Delta V_r)_{AC}$	$\pm 1.0$ км/с 0.3	4.2 км/с	0.02 0.01	1.6 км/с	0.06 0.02
$\rho_{AB}$	$\pm 0.1$ 0.005	6.25	0.02 0.00	7.56	0.02 0.00
$(\Delta \mathcal{M})_{AC}$	$\pm 0.5 \mathcal{M}_{\odot}$ 0.2	2.2 $\mathcal{M}_{\odot}$	0.02 0.01	1.2 $\mathcal{M}_{\odot}$	0.01 0.00
$\rho_{AC}$	$\pm 0.1$ 0.005	73.41	$0.1 \cdot 10^{-3}$ $0.5 \cdot 10^{-5}$	57.94	$0.3 \cdot 10^{-2}$ $0.2 \cdot 10^{-3}$
Интегральный вклад	$(\sigma_x)_H$		0.27		0.50
	$(\sigma_x)_{min}$		0.10		0.25

4) При  $\sigma_{\pi} = \pm 0.''005$  учет размеров  $\Delta z$  системы по лучу зрения при предположении, что  $\Delta z = 0.01$  пк — максимально возможный размер тройных систем с физической связью компонентов — звезд типа Солнца (см. [3]) ( $\Delta \pi''$  — соответствующее различие параллаксов отдаленных компонентов системы) возможен только в тройной звезде  $\alpha$  Cep (табл. 4). При  $\sigma_{\pi} = \pm 0.''001 - 0.''002$  возможны попытки такого

исследования и для тройной звезды ADS 3093. Для более далеких систем ( $\alpha$  Cen и др.) учет их размеров по лучу зрения возможен только статистически или по данным наблюдений на Космическом Телескопе Хаббла ( $\sigma_x, \sigma_y \sim \pm 0.''0003$ ).

Таблица 3

$\pi''$	$\delta E_{tr}$	
	$\sigma_x = \pm 0.''005$	$\sigma_y = \pm 0.''002$
0.070	0.08	0.03
0.040	0.20	0.08
0.020	0.50	0.20
0.010	—	0.40

5) Для тройных звезд с иерархической видимой конфигурацией большую роль играет уточнение наблюдательных характеристик тесной пары — в первую очередь относительных масс компонентов, затем их относительных собственных движений.

Таблица 4

$\Delta \pi''$ ( $\Delta z = 0.01$ пк)	$\pi''$	Тройная система
$\pm 0.''010$	$0.''756 \pm 0.''003$	$\alpha$ Cen
0.001	$0.202 \pm 0.006$	ADS 3093
0.0002	$0.074 \pm 0.001$	$\alpha$ Cen

6) Наименьший вклад в изменения  $\delta E_{tr}$  тройных звезд вносят ошибки определения относительных положений компонентов  $\sigma_r$  и  $\sigma_\theta$ .

7) При максимально возможном в настоящее время уровне точности данных наблюдений астрометрического и астрофизического характера ожидаемые оценки вариаций полных энергий тройных систем  $\delta E_{tr} \sim 0.1, 0.2$ . В таком случае для этих тройных звезд после выявления наиболее вероятных начальных условий при наиболее вероятных динамических состояниях возможны попытки прослеживания предыдущей и последующей динамической эволюции методом численного эксперимента (см. [1—4]) и определение основных эволюционных характеристик — времени жизни тройной системы; параметров образования, эволюции и распада тесной двойной пары; построение траекторий движения звезд и т. д.

6. *Заключение. Основные выводы. Перспективы.* Таким образом, изучение кратных звездных систем состоит из решения ряда задач.

1. Выявление систем с физически связанными компонентами; изучение статистических свойств компонентов.

2. Определение динамических состояний кратных систем — получение оценок энергетических характеристик: полной энергии  $E_t$  и относительных энергий  $E_i$  компонентов с учетом ошибок данных наблюдений.

3. Выявление типа динамики (для систем с отрицательной полной энергией); определение качественного хода эволюции — разделение кратных звезд на устойчивые системы (I тип динамики) и неустойчивые (II тип динамики).

4. Изучение динамической эволюции систем, отнесенных ко II неустойчивому типу динамики, методом численного эксперимента; определение количественных характеристик — оценок времени жизни системы, изучение процессов образования, эволюции и распада двойных звезд в кратных системах, построение траекторий относительных движений компонентов и т. д.

Сформулированные задачи надо решать в указанной последовательности. Необходимые условия решения задач:

1) Наличие пространственных координат и скоростей всех компонентов кратной звездной системы, что требует проведения целого комплекса астрометрических и астрофизических наблюдений этих объектов.

2) Перечисленные задачи требуют для своего решения разных уровней точности наблюдательных данных, причем уровни точности растут с указанным номером задачи.

3) Полное решение всех перечисленных выше задач для кратных звездных систем возможно только при максимально высоком уровне точности определения наблюдательных данных.

4) Этот уровень может быть достигнут только при следующих условиях:

а) при астрометрических наблюдениях уровень точности  $\sigma_p = \pm 0.''005$ ,  $\sigma_\mu = \pm 0.''0005$  в год ( $\rho$ ,  $\mu$  — относительные координаты и собственные движения компонентов) при  $\rho \geq 3''-4''$  можно достигнуть, как показали А. А. Киселев и О. В. Кияева [13], при плотных рядах наблюдений кратных звезд на длиннофокусных рефракторах в течение 10—15 лет; для систем, содержащих тесные пары с  $\rho \leq 2''$ , необходимо проводить спекл-интерферометрические наблюдения этих пар (см. [15, 16]);

б) ошибки определения лучевых скоростей звезд  $\sigma_v \sim (0.2-0.4)$  км/с достижимы (см. [17]) при их спектральных наблюдениях с использованием приборов типа CORAVEL;

в) величины  $\sigma_{\Delta \mathcal{M}} \sim 0.2 \mathcal{M}_{\odot}$  возможны при определении относительных масс звезд по разности  $V$  их видимых величин (данные фотовольтовой фотометрии) в близких тройных системах с известными тригонометрическими параллаксами всех компонентов;

г) уровень точности определения параллаксов звезд  $\sigma_{\pi} = \pm 0.002$ , согласно [14], предполагается при наблюдениях на астрометрическом спутнике HIPPARCOS;

д) существенное повышение точности определения астрофизических и астрометрических данных ( $\sigma_{\pi, \mu} \sim \pm 0.0003$ ) ожидается при наблюдениях на Космическом Телескопе Хаббла.

Программа АО ЛГУ исследования тройных звезд включена во Входной каталог HIPPARCOS и представлена в Институт космического телескопа.

Автор благодарит Т. А. Агеяна, В. В. Орлова, А. А. Киселева, Е. Л. Ченцова и О. С. Шулова за ценную дискуссию результатов.

Ленинградский государственный  
университет

## Приложение

Учет ошибок данных наблюдений. Имеем вектор наблюдаемых параметров

$$\begin{aligned} \vec{x} &= (x_1, \dots, x_{10}) = \\ &= (\rho_{AB, AC}; \theta_{AB, AC}; \pi_{A, B, C}; \mu_{\alpha A, B, C}; \mu_{\delta A, B, C}; V_{rA, B, C}; \mathcal{M}_{A, B, C}) \end{aligned}$$

и вектор ошибок этих параметров

$$\vec{\sigma}_x = (\sigma_{x_1}, \dots, \sigma_{x_{10}}) = (\sigma_{\rho_{AB}}, \dots, \sigma_{\mathcal{M}_C}).$$

Динамическое состояние системы определяют:

Полная энергия системы

$$\begin{aligned} E_{tr} &= E_{tr}(\vec{x}); \sigma_{E_{tr}} = \sigma_{E_{tr}}(\vec{x}, \vec{\sigma}_x) \\ &(\text{погрешность определения } E_{tr}) \end{aligned}$$

и относительные энергии пар компонентов

$$E_{AB, AC, BC} = E_d(\vec{x}); \sigma_{E_d} = \sigma_{E_d}(\vec{x}, \vec{\sigma}_x).$$

Операторы переноса ошибок

$$\sigma_{E_{tr}} = L_{E_{tr}}(\bar{x}, \bar{\sigma}_x), \quad \sigma_{E_d} = L_{E_d}(\bar{x}, \bar{\sigma}_x).$$

Используем метод Монте—Карло при вариациях  $x_i$  в доверительных интервалах

$$x_{ij} \in (x_{i0} - \kappa \sigma_{x_i}, x_{i0} + \kappa \sigma_{x_i}),$$

где  $i = 1, 2, \dots, 19$  — число параметров;  $x_{i0}$  — наблюдаемые их значения;  $j = 1, 2, \dots, N$  — номер испытания.

Принимаем: нормальный закон распределения отклонений  $x_{ij} - x_{i0}$ ,  $\kappa = 2$  (доверительная вероятность  $P = 0.95$ );  $N = 1000$ .

## DYNAMICAL STATES OF NEARBY TRIPLE STARS

J. P. ANOSOVA

The classification of dynamical states has been proposed for triple systems; the most important of their characteristics is the total energy  $E_{tr}$  and the relative pair energies  $E_b$  of the bodies in these systems. For eight triple stars (ADS 1630, 2926, 6175, 6650, 6811, 7114, 9626 and 9909 with the observation data possessing greater accuracy) probabilities of the dynamical states and the values  $E_{tr} \pm \sigma_{E_{tr}}$  and  $E_b \pm \sigma_{E_b}$  have been obtained by statistical tests. Only three triple stars, namely ADS 1630 ( $r \sim 80$  pc), 6175 ( $r \sim 14$  pc) and 9909 ( $r \sim 22$  pc), appear to be certain physical systems. The last two systems with a probability  $P > 0.80$  are dynamically unhierarchical non-stable triple systems with a complicate motion of the components; the final state of these systems is the state of „escape“. In the triple system ADS 1630 the qualitative course of the component motions has not been determined because of large errors in the observational data.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Азекян, Ж. П. Аносова, *Астрон. ж.*, 44, 1261, 1967.
2. Т. А. Азекян, Ж. П. Аносова, *Астрофизика*, 4, 31, 1968.
3. Ж. П. Аносова, *Итоги науки и техники, сер. Астрон.*, 26, 57, 1985.
4. Ж. П. Аносова, В. В. Орлов, *Тр. АО ЛГУ*, 40, 62, 1985.
5. Ж. П. Аносова, Д. И. Бертов, В. В. Орлов, *Астрофизика*, 20, 327, 1984.
6. Т. А. Азекян, Ж. П. Аносова, *Тр. АО ЛГУ*, 21, 103, 1964.

7. Ж. П. Аносова, Тр. АО ЛГУ, 25, 100, 1968.
8. Ж. П. Аносова, В. В. Орлов, сб. «Звездные скопления», Свердловск, 1983, стр. 121.
9. В. А. Амбарцумян, Докл. АН Арм.ССР, 13, 97, 1951.
10. Т. А. Азекян, Астрон. ж., 31, 544, 1954.
11. Ж. П. Аносова, сб. «Вопросы астрофизики», Саранск, 1984, стр. 75.
12. В. Г. Голубев, Е. А. Гребеников, Проблема трех тел в небесной механике, Изд. Моск. ун-та, 1985.
13. А. А. Киселев, О. В. Кияева, Астрон. ж., 57, 1227, 1980.
14. М. А. С. Ренгтан, Bull. d'Int. du Centre de Donnes Stel., 22, 87, 1982.
15. А. А. Токовинин, Письма в Астрон. ж., 9, 9, 1983.
16. Ю. Ю. Балеза, И. И. Балеза, Письма в Астрон. ж., 11, 112, 1985.
17. Ж. П. Аносова, В. Н. Семенов, А. А. Токовинин, Астрон. ж., 1986, в печати.

УДК: 524.3—355.36

ОБ ИНТЕНСИВНОСТЯХ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ  
НЕЙТРАЛЬНОГО И ИОНИЗОВАННОГО МАГНИЯ  
В ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРАХ

В. Г. ЧОЛАКЯН

Поступила 26 февраля 1985

Принята к печати 15 мая 1986

Построены эмпирические кривые зависимости эквивалентных ширины дублета  $2800 \text{ Mg II}$  и линии  $2852 \text{ Mg I}$  от спектрального класса. Проанализированы некоторые закономерности, касающиеся поведения этих линий в спектрах звезд спектральных классов А—К. С помощью линий  $2795 \text{ Mg II}$  и  $2852 \text{ Mg I}$  определена величина средней электронной концентрации  $n_e$  (Mg) в атмосферах 87 звезд спектральных классов В8—К4.

1. *Введение.* К одному из наиболее выдающихся достижений внеатмосферной астрономии следует отнести открытие и дальнейшее исследование резонансного дублета ионизованного магния  $2800 \text{ Mg II}$  в спектрах звезд почти всех спектральных классов. Широкий диапазон появления и многообразие форм позволяет выделить этот дублет в качестве одного из мощных средств изучения физической природы звезд, туманностей, межзвездной среды и т. п. [1].

Определенный интерес может также представить и исследование резонансной линии нейтрального магния  $2852 \text{ Mg I}$ , которая изучена в меньшей степени, нежели дублет  $2800 \text{ Mg II}$ .

Исходя из этого, в настоящей работе нами предпринята попытка проследить за поведением дублета  $2800 \text{ Mg II}$  и линии  $2852 \text{ Mg I}$  в спектрах более ста звезд спектральных классов В—К и сделать некоторые выводы качественного характера, на основе обработки однородного наблюдательного материала, полученного внеатмосферной обсерваторией IUE [2].

2. *Наблюдательный материал и его обработка.* Эквивалентные ширины  $W$  ( $2800 \text{ Mg II}$ ) и  $W$  ( $2852 \text{ Mg I}$ ) для выбранной группы звезд спектральных классов В0—М0 были найдены нами путем непосредственных измерений IUE записей спектров этих звезд, полученных со спектральным разрешением около  $7 \text{ \AA}$  [2]; они приведены в табл. 1 (исправленные за 6—798

СВОДКА ДАННЫХ ОБ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗДАХ. НАБЛЮДАЕМЫХ  
 ЗНАЧЕНИЯХ  $W$  (2852 Мг I),  $W$  (2800 Мг II) И СРЕДНЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ  
 КОНЦЕНТРАЦИИ  $n_e$  В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД

Звезда HD	Спектр	$V$	$T_{\text{off}}$ К	$T_{\text{ion}}$ К	$E(B-V)$	$W$ (2852) А	$W$ (2800) А	$\lg n_e$ см <sup>-3</sup>
1	2	3	4	5	6	7	8	9
64760	B0.5 Ia	4. <sup>m</sup> 24	25000		0.08	—	(0.2)	—
46328	B1 III	4.34	26500		0.01	—	(0.8)	—
150168	B1 Ia	5.65	23500		0.16	—	(0.1)	—
62747	B1.5 III	5.62	25000		0.06	—	1.4	—
51283	B2 III	5.28	23000		0.05	—	(0.8)	—
165024	B2 Ib	3.66	20300		0.08	—	(0.6)	—
142096	B3 V	5.03	19000		0.19	—	(0.9)	—
190993	B3 V	5.07	19000		0.02	—	(0.7)	—
53138	B3 Ia	3.04	17500		0.05	—	1.7	—
65904	B4 V	5.99	17500		0.04	—	(0.6)	—
195986	B4 III	6.60	17500		0.07	—	(0.5)	—
34759	B5 V	5.23	15500		0.01	—	0.9	—
4180	B5 III	4.54	15500		0.09	—	(0.7)	—
83183	B5 II	4.08	13700		0.13	—	1.0	—
164353	B5 Ib	3.97	13700		0.11	—	2.2	—
58350	B5 Ia	2.44	13700		0.02	—	2.8	—
90994	B6 V	5.09	14200		0.00	—	1.8	—
182255	B6 III	5.18	14200		0.02	—	1.7	—
125288	B6 Ib	4.33	12600		0.19	—	2.1	—
29335	B7 V	5.31	12800		0.02	—	1.50	—
23630	B7 III	2.87	12800		0.03	—	1.35	—
23324	B8 V	5.64	12000		0.04	—	2.8	—
10205	B8 IV	4.94	12000	10500	0.01	(0.15)	2.5	13.49
23850	B8 III	3.63	12000		0.01	—	2.4	—
46769	B8 Ib	5.80	11000		0.02	—	1.7	—
38899	B9 V	4.92	10500	9500	0.00	(0.3)	3.3	13.55
196867	B9 IV	3.77	10500	9500	0.01	(0.4)	3.8	13.60
202850	B9 Iab	4.23	11300		0.12	—	3.1	—
193432	B9.5 V	4.76	10000	9100	0.01	(0.5)	4.1	13.43
222661	B9.5 V	4.49	10000	9100	0.00	(0.65)	4.7	13.60
186882	B9.5 III	2.87	10000	9100	0.02	(0.6)	5.3	13.41
95608	A0 V	4.42	9700	8750	0.06	1.2	6.3	13.66
103287	A0 V	2.44	9700	8750	0.01	(0.9)	5.1	13.60
199629	A0 V	3.94	9700	8750	0.03	(0.65)	8.2	12.95

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
111775	A0 II	6 <sup>m</sup> 33	9800	8800	0.03	(0.75)	5.8	13.41
104035	A0 Ia	5.61	9800	8800	0.16	(0.7)	7.0	13.19
166205	A1 V	4.36	9500	8250	0.00	1.2	7.4	13.27
80081	A2 V	3.82	9200	7900	0.01	1.7	11.0	13.00
216956	A3 V	1.16	8900	7500	0.01	2.3	12.2	12.95
122408	A3 III	4.26	8900	7500	0.01	2.2	14.2	12.77
97603	A4 V <sup>1</sup>	2.56	8600	7400	0.00	3.0	15.9	12.77
116842	A5 V	4.01	8400	7300	0.01	3.0	17.4	12.61
159561	A5 III	2.08	8400	7300	0.00	2.6	16.0	12.59
59612	A5 Ib	4.85	8300	7200	0.13	(3)	18.2	12.47
28527	A6 V <sub>n</sub>	4.78	8200	7100	0.17	3.9	17.5	12.75
87696	A7 V	4.48	8000	7050	-0.02	3.7	19.0	12.50
76644	A7 IV	3.14	8000	7050	-0.03	3.5	17.4	12.54
27176	A8 V	5.65	7800	6950	0.00	4.5	20.0	12.54
157792	A9 V	4.17	7550	6800	-0.02	5.2	20.1	12.61
147547	A9 III	3.47	7550	6800	-0.02	4.9	23.2	12.43
12311	F0 V	2.86	7300	6700	-0.04	6.0	24.2	12.37
40136	F0 IV	3.71	7300	6700	0.03	5.8	22.0	12.42
89025	F0 III	3.44	7300	6700	-0.01	5.6	27.2	12.22
36673	F0 Ia	2.58	7300	6700	0.06	5.3	25.5	12.22
113139	F2 V	4.93	7000	6450	0.01	6.8	28.0	12.13
99028	F2 IV	3.94	7000	6450	0.04	7.3	25.2	12.22
17584	P2 III	4.23	7000	6450	-0.02	5.4	24.3	11.98
161471	F2 Ia	3.63	7000	6450	0.33	5	29.3	11.75
163506	F2 Ia	5.46	7000	6450	0.16	5.6	26.1	11.95
157950	F3 V	4.59	6800	6250	-0.02	8.0	28.4	12.02
61110	F3 III	4.90	6800	6250	0.01	6.3	25.7	11.91
27524	F5 V	6.80	6500	6000	-0.01	9.1	31.2	11.76
61421	F5 V-IV	0.38	6500	6000	0.00	11.0	34.5	11.83
20902	F5 Ib	1.79	6500	6000	0.22	7.5	36.5	11.45
173667	F6 V	4.19	6400	5900	-0.02	10.5	35.0	11.67
82328	F6 IV	3.17	6400	5900	0.00	11.2	36.4	11.68
160365	F6 III	6.12	6400	5900	0.10	7.9	28.0	11.50
126660	F7 IV	4.05	6300	5800	0.00	11.9	36.0	11.64
90839	F8 V	4.83	6200	5750	-0.01	12.2	40.0	11.54
102870	F8 V	3.61	6200	5750	0.02	15.6	39.3	11.80
54605	F8 Ia	1.85	6000	5550	0.10	10.2	41.8	11.17
27383	F9 V	6.88	6100	5700	0.00	14.3	37.2	11.74

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
109358	G0 V	4 <sup>m</sup> 26	6000	5700	-0.01	14.9	42.1	11.62
4612	G0 V	3.44	6000	5700	-0.03	13.5	44.6	11.48
121370	G0 IV	2.68	6000	5700	-0.05	14.2	40.0	11.62
150680	G0 IV	2.82	6000	5700	0.02	16.4	44.0	11.66
6903	G0 III	5.55	5850	5550	0.05	10.1	29+e	11.31
111812	G0 III	4.94	5850	5550	0.03	12.2	33+e	11.42
84441	G0 II	2.98	5700	5400	0.07	12.3	34+e	11.22
26630	G0 Ib	4.14	5700	5400	0.13	9.8	33+e	11.05
115043	G1 V	6.83	5900	5500	-0.02	18.5	41.2	11.61
10307	G2 V	4.95	5800	5500	-0.01	16.1	38.6	11.40
186408	G2 V	5.96	5800	5500	0.01	20.3	48.2	11.42
2151	G2 IV	2.80	5800	5500	-0.02	18.6	48.0	11.41
159181	G2 II	2.79	5400	5200	0.11	10.6	31+e	10.80
209750	G2 Ib	2.96	5400	5200	0.10	11.5	34.5	11.18
26736	G3 V	8.09	5700	5400	0.01	16.5	38.6	11.43
142876	G3 Ib	4.24	5300	5100	0.15	13.0	32+e	10.77
26756	G5 V	8.46	5500	5400	0.02	19.1	39.0	11.35
20630	G5 V	4.83	5500	5400	0.00	21.0	38.2	11.47
186427	G5 V	6.20	5500	5400	-0.02	24.2	41.5	11.51
161797	G5 IV	3.46	5400	5350	0.05	23.0	34.8	11.56
206859	G5 Ib	4.34	4900	4800	0.17	(10)	—	—
93497	G5 III	2.68	5150	5050	0.00	17.2	31+e	10.95
109379	G5 III	2.65	5150	5050	-0.01	18.63	42.2	10.75
115617	G6 V	4.74	5400	5300	-0.01	23.7	36.5	11.42
10700	G8 V	3.50	5200	5100	-0.02	27.2	45.0	11.10
188512	G8 IV	3.71	5100	5000	0.04	26.7	38.7	11.03
76294	G8 III	3.11	4900	4800	0.05	26.2	32.2	10.86
48329	G8 Ib	2.98	4650	4550	0.26	11.0	18+e	9.45
72324	G9 III	3.36	4800	4700	0.04	24.6	30+e	10.65
185144	K0 V	4.68	5000	4900	-0.02	30.5	31.2	11.20
198149	K0 V	3.43	4900	4800	0.01	29.2	33.1	10.92
62509	K0 III	1.14	4700	4600	-0.01	28.3	31.0	10.52
10476	K1 V	5.24	4900	4800	-0.02	31.9	33.4	10.98
4128	K1 III	2.04	4600	4500	-0.07	19.2	(18+e)	10.48
22049	K2 V	3.73	4800	4700	-0.04	27.2	(20+e)	11.08
137759	K2 III	3.29	4500	4400	0.00	22.0	(15+e)	10.30
85503	K2 III	3.88	4500	4400	0.06	22.4	(18+e)	10.15
206778	K2 Ib	2.39	4200	4100	0.30	8.1	(10+e)	9.52

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
219134	K3 V	5 <sup>m</sup> 56	4700	4600	0.06	21.8	(10+e)	11.28
157244	K3 Ib	2.85	4100	3950	0.04	9	(9+e)	9.03
69267	K4 III	3.52	4200	4100	0.05	9.2	(9+e)	9.50
201091	K5 V	5.21	4400		0.03	17.2	e	—
29139	K5 III	0.85	4100		0.03	(5)	e	—
78547	K5 Ib	2.21	3900		0.06	(3.2)	e	—
201092	K7 V	6.03	4200		0.04	15.2	e	—
17709	K7 III	4.53	4000		0.03	(3.3)	e	—
52877	K7 Ib	3.46	3700		0.12	(2)	e	—
89758	M0 III	3.05	3500		0.03	(4)	e	—

Примечание. Эквивалентные ширины, приведенные в скобках, означают неуверенные данные; e — эмиссия в линиях 2800 Mg II.

влияние межзвездного поглощения), наряду с остальными данными изученных звезд: номер звезды по каталогу HD; спектральный класс и класс светимости; видимая звездная величина  $V$  и колор-эксцесс звезды  $E(B-V)$  [2]; эффективные  $T_{\text{eff}}$  и ионизационные  $T_{\text{ion}}$  температуры. Переход от  $T_{\text{eff}}$  к  $T_{\text{ion}}$  осуществлен с использованием численных значений отношений  $T_{\text{ion}}/T_{\text{eff}}$  для звезд спектральных классов B8—G5, найденных И. М. Копыловым [3]. Шкала эффективных температур взята в основном по В. Страйжису и Г. Куриелене [4], с некоторыми незначительными корректировками при использовании  $T_{\text{eff}}$ , даваемых другими авторами.

Для более точного определения уровня непрерывного спектра в интересующем нас диапазоне длин волн 2700—2900 Å нами была использована сетка теоретических ЛТР-моделей Р. Куруча [5]. Принимая во внимание хорошее согласие моделей с наблюдаемым распределением энергии на исследуемых спектрограммах, окончательный уровень непрерывного спектра мы установили путем линейной интерполяции.

Исправление наблюдаемых значений  $W(2852 \text{ Mg I})$  и  $W(2800 \text{ Mg II})$  за эффект межзвездного поглощения проводилось нами исходя из существующих оценок эквивалентных ширин межзвездных линий поглощения:

$$\Delta W_{\text{int}} = 0.7 \text{ Å/кпк для линии } 2852 \text{ Mg I [6, 7],}$$

$$\Delta W_{\text{int}} = 1.0 \text{ Å/кпк для дублета } 2800 \text{ Mg II [8].}$$

3. Зависимость эквивалентной ширины дублета 2800 Mg II от спектрального класса. На основе найденных нами в табл. 1 наблюдаемых величин эквивалентной ширины дублета 2800 Mg II нами была установлена

эмпирическая зависимость  $W(2800 \text{ Mg II})$  от спектрального класса звезд для диапазона В0—К4 (рис. 1); при этом использованы IUE данные для 113 звезд, в том числе 25 звезд спектральных классов В0—В8.

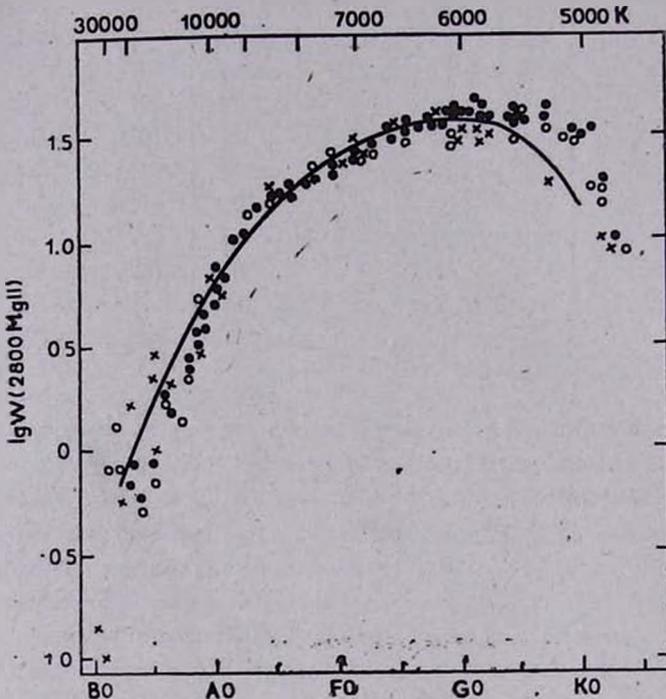


Рис. 1. Эмпирическая зависимость между эквивалентной шириной резонансного дублета ионизованного магния  $2800 \text{ Mg II}$  в поглощении и спектральным классом по данным IUE: точки — звезды главной последовательности (классы светимости V—IV), кружки — гиганты (III), крестики — сверхгиганты (II—I). Сплошной линией проведена эмпирическая кривая зависимости  $W(2800 \text{ Mg II})$  от спектрального класса по данным «Ориона-2» [10].

Как следует из рис. 1, величина  $W(2800 \text{ Mg II})$  сперва увеличивается по мере уменьшения эффективной температуры и, достигая максимума у звезд классов G0—G2, уменьшается по мере продвижения к звездам более поздних спектральных классов и практически не просматривается в поглощении в спектрах звезд K5 и позднее.

Сравнение полученных нами значений  $W(2800 \text{ Mg II})$  в спектрах звезд одного и того же спектрального класса, но разных классов светимости показало, что для классов, позднее G0, величина  $W(2800 \text{ Mg II})$  в спектрах звезд главной последовательности больше, нежели в спектрах гигантов и сверхгигантов того же спектрального класса. Что касается звезд ранних классов, то здесь эффект как будто обратный — дублет  $2800 \text{ Mg II}$

сильнее в спектрах сверхгигантов и гигантов по сравнению с карликами. Это согласуется с выводами Ламерса и Снайдерса [9], показавшими, что в спектрах звезд В—А2 величина  $W(2800 \text{ Mg II})$ , как правило, больше у сверхгигантов, нежели у карликов.

На рис. 1 нанесена также средняя кривая эмпирической зависимости  $W(2800 \text{ Mg II})$  от спектрального класса, построенная Г. А. Гурздяном [1, 10] на основе обработки «орионовых» спектральных снимков около 300 звезд. Спектральное разрешение снимков «Ориона-2» было  $\approx 28 \text{ \AA}$  вблизи 2800  $\text{\AA}$ . Как видно, имеет место почти полное совпадение результатов измерений IUE спектрограмм (точки на рис. 1) с результатами «Ориона-2» (сплошная линия), по крайней мере у звезд спектральных классов А0—G0. Хорошее согласие результатов измерения величины  $W(2800 \text{ Mg II})$ , полученных двумя различными экспериментами со спектральными разрешениями, отличающимися в 4 раза, следует отнести прежде всего к исключительно большой мощности самого дублета 2800  $\text{Mg II}$  в звездных спектрах. Благодаря этому, сравнительно невысокое спектральное разрешение аппаратуры фактически не сказывается на окончательных результатах при определении величины  $W(2800 \text{ Mg II})$ , и дальнейшее улучшение спектрального разрешения в этом случае практически не имеет решающего значения.

Что же касается расхождения в величинах  $W(2800 \text{ Mg II})$  для звезд позднее G2—G5 между данными IUE и данными «Ориона-2», то здесь меньшие значения  $W(2800 \text{ Mg II})$  в случае «Ориона-2» следует объяснить влиянием хромосферной эмиссии в линиях  $\text{Mg II } 2800$ , частично заливающей фотосферные линии поглощения 2800  $\text{Mg II}$  и приводящей к ослаблению последних. Сопоставление величин  $W(2800 \text{ Mg II})$  в спектрах «орионовых» звезд со средними значениями  $W(2800 \text{ Mg II})$  для звезд того же спектрального класса, найденными при помощи более высокодисперсионных экспериментов IUE, позволяет судить о наличии умеренной хромосферы у «орионовых» звезд поздних классов, так как сравнительно низкое спектральное разрешение «Ориона-2» позволяет выделить лишь мощные хромосферы.

4. Резонансная линия 2852  $\text{Mg I}$  в звездных спектрах. В области ближнего ультрафиолета находится резонансная линия нейтрального магния 2852  $\text{Mg I}$ , возникающая при переходе  $3s^2 \ ^1S - 3p \ ^1P^o$  с потенциалом возбуждения верхнего уровня 4.34 эВ. Представляет определенный интерес рассмотрение поведения линии 2852  $\text{Mg I}$  у звезд различных спектральных классов и классов светимости на основе обработки коротковолновых спектров 95 звезд спектральных классов В8—M0 [2]. Найденные нами данные о  $W(2852 \text{ Mg I})$  для этих звезд приведены в табл. 1.

Графическая зависимость  $W$  (2852 Mg I) от спектрального класса и эффективной температуры звезды, построенная на основе данных табл. 1, приведена на рис. 2. Этот график дополнен значениями  $W$  (2852 Mg I) в спектрах 31 звезды и Солнца, найденными нами ранее [11]. Располагая, таким образом, данными о  $W$  (2852 Mg I) в спектрах в общей сложности 127 звезд, мы можем сделать некоторые предварительные выводы. Так, судя по рис. 2, наблюдается явно выраженный рост эквивалентной ширины линии 2852 Mg I по мере понижения эффективной температуры звезды. Затем, достигая своего максимума у звезд спектральных классов G8—K2, сила линии 2852 Mg I падает с переходом к звездам еще более поздних классов.

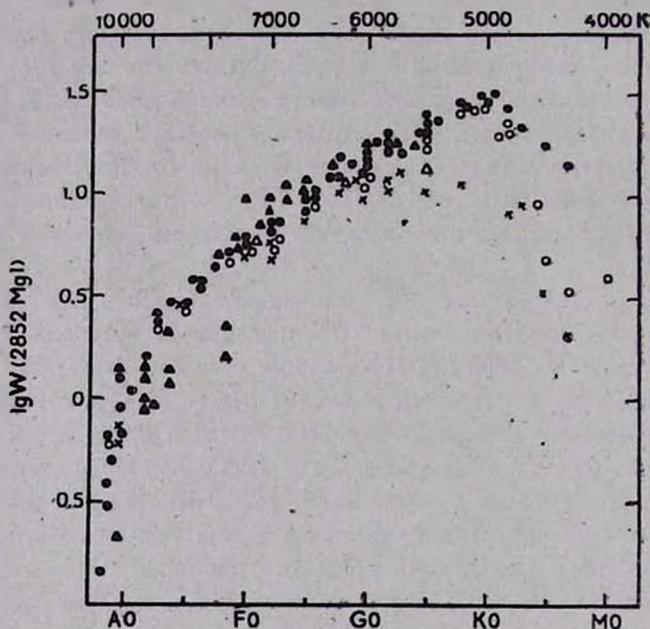


Рис. 2. Эмпирическая зависимость между эквивалентной шириной резонансной линии нейтрального магния 2852 Mg I и спектральным классом. Точки — звезды главной последовательности (IV—V), кружки — гиганты (III), крестики — сверхгиганты (II—I). Треугольниками отмечены значения  $W$  (2852 Mg I), взятые из [11].

Величина  $W$  (2852 Mg I) в спектрах звезд типа В, исправленная за эффект межзвездного поглощения, оказалась порядка 0.1—0.5 Å. Слабость линии 2852 Mg I в спектрах звезд этого спектрального класса существенно снижает точность определения величины эквивалентной ширины линии, особенно при использовании наблюдательного материала, полученного с умеренным спектральным разрешением (7 Å).

У звезд типа А линия 2852 Mg I наблюдается достаточно уверенно. По нашим измерениям, рост эквивалентной ширины линии составляет от 1 А до 5 А при переходе от звезд класса А0 к поздним подклассам А.

В спектрах звезд типа F и G линия 2852 Mg I наблюдается в виде достаточно сильной абсорбционной линии с эквивалентной шириной, оказавшейся в пределах 6—27 А; в некоторых случаях линия 2852 Mg I сравнима по мощности с дублетом 2800 Mg II. Линия 2852 Mg I является самой сильной абсорбционной структурой в коротковолновых спектрах звезд класса К.

Судя по полученным нами данным, величина  $W$  (2852 Mg I) в спектрах звезд главной последовательности (классы светимости V—IV) больше, нежели в спектрах гигантов (III) и сверхгигантов (I—II). Эта раздвоенность, едва заметная у звезд ранних спектральных классов, усиливается по мере перехода к звездам поздних классов — поздние подклассы G и ранние K, при этом разница в величинах  $W$  (2852 Mg I) между карликами и сверхгигантами достигает 15—20 А. Максимум же зависимости « $W$  (2852 Mg I) — спектральный класс» приходится на G8—K2 для звезд главной последовательности и на G0—G3 для сверхгигантов. Максимальная величина  $W$  (2852 Mg I) составляет  $\approx 30$  А в первом случае и  $\approx 10$ —13 А во втором.

Ранее подобный эффект — «эффект абсолютной величины» был установлен в отношении резонансной линии нейтрального кальция 4227 Ca I [12]; эта линия оказалась аномально усиленной в спектрах карликов по сравнению со сверхгигантами одного и того же спектрального класса.

Установленная зависимость, достаточно четкая, между эквивалентной шириной линии 2852 Mg I и эффективной температурой звезды с одной стороны, и сильная зависимость  $W$  (2852 Mg I) от класса светимости для поздних звезд с другой, делает линию 2852 Mg I удобным критерием как для спектральной классификации звезд в диапазоне А—К, так и для определения класса светимости у звезд G и позднее. В связи с этим, дальнейшее накопление данных о  $W$  (2852) в спектрах звезд различных классов представляется нам более чем желательным.

5. Электронная концентрация  $n_e$  в атмосферах звезд типа А—К, найденная при помощи линий 2852 Mg I и 2795 Mg II. При наличии данных об эквивалентных ширинах линий 2852 Mg I и 2800 Mg II становится возможным нахождение величины средней электронной концентрации  $n_e$  (Mg) в атмосферах звезд спектральных классов А—К, согласно предложенному Г. А. Гурздяном [1] методу. В [11] нами была сделана попытка практического применения этого метода — «метода магния» по отношению к 32 звездам спектральных классов А0—G5, главным образом на основе наблюдательного материала космической обсерватории «Орион-2».

Выведенная из условия фотоионизационного равновесия между атомами Mg и ионами  $Mg^+$  в изотермическом обрабатываемом слое, где формируются линии поглощения Mg I и Mg II, и усредненная по всей глубине этого слоя величина средней электронной концентрации определяется по формуле:

$$n_e = 1.17 \cdot 10^3 \frac{T_{\text{ion}}}{D^+(T_e)} \frac{N(\text{Mg})}{N(\text{Mg}^+)} e^{-\frac{90000}{T_{\text{ion}}}}, \quad (1)$$

где  $N(\text{Mg})$  и  $N(\text{Mg}^+)$  — полное количество поглощающих нейтральных атомов и ионов магния в атмосфере звезды соответственно;  $D^+(T_e)$  — полный коэффициент рекомбинации ионов магния со свободными электронами [13];  $T_{\text{ion}}$  — ионизационная температура.

Численные значения  $N(\text{Mg})$  и  $N(\text{Mg}^+)$  находятся при помощи эквивалентных ширин  $W$  линий 2852 Mg I и 2795 Mg II, а также соответствующих кривых роста [1], причем, при  $W(2852 \text{ Mg I}) \geq 4.5 \text{ \AA}$  и  $W(2795 \text{ Mg II}) \geq 5 \text{ \AA}$  выражение (1) может быть представлено непосредственно через эквивалентные ширины этих линий:

$$\lg n_e = 2.28 + 2 \lg \left[ \frac{W(2852)}{W(2795)} \right] + \lg T_{\text{ion}} - \lg D^+(T_e) - \frac{39000}{T_{\text{ion}}}. \quad (2)$$

Использованные нами IUE записи были сделаны со спектральным разрешением 7  $\text{\AA}$ . При таком разрешении нельзя было выделить и измерить эквивалентную ширину линии 2795 Mg II в чистом виде — она оказалась слитой с другой резонансной линией 2803 Mg II и двумя субординатными линиями Mg II в одну линию 2800 Mg II. При этом, учитывая небольшой вклад, вносимый субординатными линиями в величину  $W(2800 \text{ Mg II})$  ( $\approx 10\%$  у звезд A0, а у более поздних звезд и того меньше), а также примерное равенство обоих резонансных компонентов [9, 14, 15], нами было принято  $W(2795 \text{ Mg II}) \approx 0.5 W(2800 \text{ Mg II})$ .

Полученные таким образом численные значения  $n_e = n_e(\text{Mg})$  приведены в табл. 1 (столбец 9), а также на рис. 3 в виде графика зависимости от спектрального класса. При этом использованы также найденные нами ранее значения  $n_e(\text{Mg})$  для 32 звезд [11].

Значения  $n_e(\text{Mg})$ , найденные при помощи «метода магния», могут быть использованы в качестве самостоятельного параметра, удобного для целей относительных сопоставлений. В частности, наличие однородных значений  $n_e(\text{Mg})$  для данной, достаточно многочисленной выборки звезд даст нам возможность составить определенное суждение о качественном характере поведения электронной концентрации в атмосферах звезд вдоль спектральной последовательности. Это следует из рис. 3, где наблюдает-

ся быстрое уменьшение величины  $n_e$  (Mg) по мере перехода от звезд типа А к звездам более поздних спектральных классов.

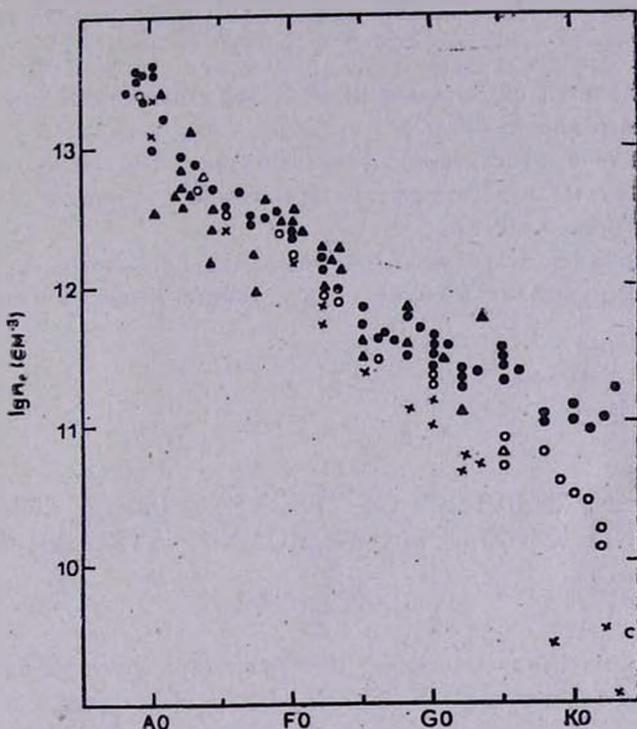


Рис. 3. Зависимость средней электронной концентрации  $n_e$  (Mg) в атмосферах звезд от спектрального класса, найденная «методом магния». Точки — звезды главной последовательности (IV—V), кружки — гиганты (III), крестики — сверхгиганты (II—I). Треугольниками обозначены значения  $n_e$  (Mg), взятые из [11].

6. *Некоторые выводы.* Анализ поведения линий поглощения 2800 Mg II и 2852 Mg I в спектрах в общей сложности 152 звезд спектральных классов B0—M0, проведенный на основе обработки наблюдательного материала космических обсерваторий IUE и «Орион-2», позволяет сделать следующие выводы:

1. Построены эмпирические зависимости эквивалентных ширин как для дублета 2800 Mg II, так и для линии 2852 Mg I от спектрального класса (рис. 1 и 2), которые могут быть использованы, в частности, для целей спектральной классификации звезд.

2. Численные значения эквивалентных ширин дублета 2800 Mg II, полученные при обработке материала со спектральным разрешением 28 Å

и 7 А, для звезд одного и того же спектрального класса и класса светимости практически совпадают между собой в диапазоне А—G0. Для поздних спектральных классов имеющееся расхождение объясняется влиянием хромосферной эмиссии в линиях 2800 Mg II на абсорбционную линию 2800 Mg II.

3. Эквивалентная ширина линии 2852 Mg I для звезд одного и того же спектрального класса больше в спектрах звезд главной последовательности по сравнению с гигантами и сверхгигантами. Это обстоятельство может служить весьма чувствительным критерием для определения класса светимости поздних звезд.

Автор выражает искреннюю благодарность профессору Г. А. Гурзядну за интерес, проявленный к настоящей работе, ценные советы и полезные дискуссии.

Ереванский политехнический  
институт

## ON THE INTENSIVITIES OF THE RESONANCE LINES OF NEUTRAL AND IONIZED MAGNESIUM IN STELLAR SPECTRA

V. G. CHOLAKYAN

Some regularities concerning the behaviour of resonance doublet 2800 Mg II and resonance line 2852 Mg I in stellar spectra were analyzed in detail. The empirical relationships between  $W(2800 \text{ Mg II})$  and  $W(2852 \text{ Mg I})$  and spectral type of star are also derived. With the help of the lines 2795 Mg II and 2852 Mg I, the mean electron concentration in the atmospheres of 87 stars of type B8—K4 is determined.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. П. Аносова, Д. И. Бертов, В. В. Орлов, *Астрофизика*, 20, 327, 1984. Наука, М., 1984.
2. C.-C. Wu, T. B. Ake, A. Bogges, R. C. Bohlin, C. L. Imhoff, A. V. Holm, Z. G. Levay, R. J. Pansk, F. H. Schiffer, III, B. E. Turnose, *The IUE Ultraviolet Spectral Atlas*, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland 20771, Newsletter No. 22 (Special Eddition), 1983.
3. И. М. Копылов, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 30, 69, 1963.
4. V. Stratzys, G. Kurllene, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 353, 1981.
5. R. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
6. A. Voksenberg, B. Kirkham, W. A. Towlson, T. E. Vents, B. Bates, G. R. Courts, P. P. D. Carson, *Nature, Phys. Sci.*, 240, 127, 1972.
7. K. S. Boer, R. Hoekstra, K. A. Hucht, T. M. Kamperman, H. L. Lamers, S. R. Pottasch, *Astron. and Astrophys.*, 21, 447, 1972.

8. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 197, 1981.
9. H. J. G. L. M. Lamers, M. A. J. Sniijders, *Astron. and Astrophys.*, 41, 259, 1975.
10. G. A. Gurzadyan, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 87, 289, 1975.
11. В. Г. Чолакян, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 458, 1985.
12. P. C. Keenan, J. Nassau, *Astrophys. J.*, 104, 458, 1946.
13. S. M. V. Aldrovandy, D. Pequignot, *Astron. and Astrophys.*, 25, 137, 1973.
14. M. A. J. Sniijders, H. J. G. L. M. Lamers, *Astron. and Astrophys.*, 41, 245, 1975.
15. Y. Kondo, J. L. Modisette, G. W. Wolf, *Astrophys. J.*, 199, 110, 1975.

УДК: 524.354.4—327

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ПУЛЬСАРАХ  
ИЗ-ЗА ДВИЖЕНИЯ ВИХРЕЙ

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 23 января 1986

Принята к печати 2 июня 1986

Показано, что при уменьшении угловой скорости вращения нейтронные вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между ядром и корой звезды. Это приводит к уменьшению длины протонных вихрей в ядре, следовательно магнитная энергия, содержащаяся в этих вихрях, выделяется на границе «пре»-фазы. Полная интенсивность энерговыделения лежит в интервале  $5 \cdot 10^{28}$ — $5 \cdot 10^{31}$  эрг/с, причем она в основном освобождается вблизи экваториальной плоскости.

1. *Введение.* Общепринятая модель пульсара — вращающаяся нейтронная звезда, образованная из ядра и коры [1]. В ядре, состоящем из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов, при вращении образуется нейтронная вихревая сеть с плотностью  $n = 2\Omega/\kappa$ , где  $\kappa = 2\pi\hbar/m_n$ ,  $m_n$  — масса нейтрона [2, 3]. Если расстояние между нейтронными вихрями обозначить через  $b$ , то образующаяся вокруг каждого нейтронного вихря плотная сеть протонных вихрей будет занимать площадь с радиусом  $r_1 < b$  [2]. Как показано в работе [4], релаксационное время между вихрями и нормальными электронами порядка  $10^{-14}$  с. Это значит, что сверхтекучий компонент ядра вращается синхронно с нормальными электронами, т. е. с корой нейтронной звезды.

Плотность в центре звезды для устойчивых моделей нейтронных звезд порядка  $10^{15}$  г/см<sup>3</sup> и до границы ядра меняется всего на порядок — до значения  $2 \cdot 10^{14}$  г/см. Кора нейтронной звезды обычно состоит из внутренней («Аеп»-фаза) и внешней («Ае»-фаза) частей. Плотность вещества в «Аеп»-фазе меняется от значения  $2 \cdot 10^{14}$  г/см до  $4 \cdot 10^{11}$  г/см, а в «Ае»-фазе от  $4 \cdot 10^{11}$  г/см до  $10^4$  г/см. Звезда заканчивается тонким слоем невырожденного вещества. Радиус ядра порядка 10 км, а толщина коры — всего один километр [1].

Как известно из наблюдений, угловая скорость пульсаров  $\Omega$  уменьшается с характерным временным масштабом  $t \sim \Omega/\dot{\Omega} \sim 10^{13}$ — $10^{15}$  с, где

$\dot{\Omega} \equiv d\Omega/dt$ . При уменьшении угловой скорости вращения уменьшается и плотность нейтронных вихрей, следовательно вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между ядром и «Асп»-фазой звезды. При радиальном движении все большая часть длины нейтронного вихря оказывается в «Аеп»-фазе, следовательно уменьшается его длина, находящаяся в «пре»-фазе. Но так как этот участок вихря окружен плотной сетью протонных вихрей, то магнитная энергия, содержащаяся в этих вихрях, должна выделяться в звезде. Легко заметить, что эта энергия выделяется на границе между ядром и корой нейтронной звезды.

Настоящая работа посвящена расчету выделяемой в единицу времени энергии на указанной границе. Определена также индикатриса энерговыделения. В частности, показано, что энергия в основном освобождается у экваториальной плоскости.

2. Если через  $n(r, t)$  обозначить плотность нейтронных вихрей на экваториальной плоскости,  $\Omega(r, t)$  — угловую скорость сверхтекучей нейтронной жидкости и  $v_r$  — радиальную скорость нейтронных вихрей, то уравнения, описывающие движение вихрей, имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} 2\Omega(r, t) + r \frac{\partial \Omega(r, t)}{\partial r} &= \kappa n(r, t), \\ \frac{\partial \Omega(r, t)}{\partial t} &= -\frac{\kappa v_r}{r} n(r, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние точки пересечения нейтронной вихревой нити с экваториальной плоскостью от центра звезды. Так как сверхтекучая жидкость движется вместе с электронами, а последние совершают твердотельное вращение, то  $\Omega$  не зависит от  $r$ . Тогда, согласно (1), имеем:

$$n(t) = \frac{2\Omega(t)}{\kappa}$$

и

$$v_r = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r. \quad (2)$$

Рассмотрим нейтронную вихревую нить, находящуюся на расстоянии  $r_1$  от центра звезды (см. рис. 1), и обозначим ее длину в «пре»-фазе через  $l_1$ . В этой фазе нейтронная нить окружена параллельными оси вращения протонными вихрями, плотность которых у центра вихря порядка  $10^{21} \text{ см}^{-2}$  и стремится к нулю на расстоянии  $r_1$  (рис. 2). Если обозначить через  $\bar{B}$  среднюю индукцию магнитного поля вокруг нейтронного вихря, то энер-

гию магнитного поля, содержащуюся в протонных вихрях, можно оценить следующим образом:

$$E_i = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 l_i, \quad l_i = 2 \cdot \sqrt{R^2 - r_i^2}. \quad (3)$$

При радиальном движении нейтронного вихря к поверхности звезды уменьшается его длина  $l_i$  в «пре»-фазе, следовательно, уменьшаются длины протонных вихрей, окружающих нейтронную вихревую нить. Магнитная энергия этих вихрей выделяется на границе «пре»-фазы нейтронной

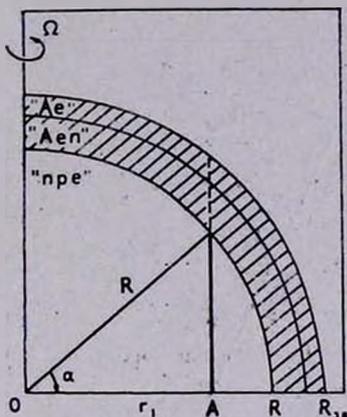


Рис. 1. Поперечное сечение модели нейтронной звезды. Без штриха обозначена «пре»-фаза, а со штрихом кора звезды. В точке А параллельно оси вращения расположен нейтронный вихрь.

звезды. Энергию, выделяемую за единицу времени, можно найти, дифференцируя выражение (3) по времени:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4\pi} \pi r_1^2 \frac{r_i v_i}{\sqrt{R^2 - r_i^2}},$$

где согласно (2)

$$v_i = \frac{dr_i}{dt} = -\frac{\Omega}{\Omega} r_i,$$

следовательно:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4} r_1^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_i^2}{\sqrt{R^2 - r_i^2}}. \quad (4)$$

Полная энергия  $dE_i/dt$ , выделяемая за единицу времени протонными вихрями, находящимися на расстоянии  $r_i$  от центра звезды, определяется мно-

жением выражения (4) на число нейтронных вихрей на окружности с радиусом  $r_i$ , т. е. на  $2\pi r_i/b$ , где  $b$  — среднее расстояние между этими вихрями:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\pi \bar{B}^2}{4} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_1^2}{b} \frac{r_i^3}{\sqrt{R^2 - r_i^2}}. \quad (5)$$

Чтобы найти полную интенсивность энерговыделения на границе «пре»-фазы нейтронной звезды, мы должны суммировать выражение (5) по  $i$  так, чтобы  $r_i$  менялся от нуля до  $R$ . В ядрах нейтронных звезд  $b \sim 10^{-2}$  см.,

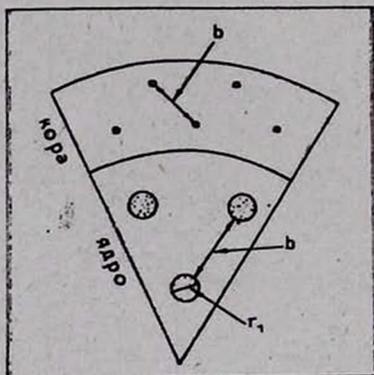


Рис. 2. Участок экваториальной плоскости. Показаны нейтронные вихри (расстояние между ними  $b$ ), окруженные протонными вихрями (радиус области протонных вихрей  $r_1$ ), в ядре и «голые» нейтронные вихри в коре звезды.

а радиус звезды  $R \sim 10^6$  см, следовательно нейтронные вихри по радиусу расположены почти непрерывно. Поэтому можно от суммирования по  $i$  перейти к интегрированию по радиусу, причем число вихрей в интервале  $dr$  равняется  $R/b \cdot dr$ .

Интенсивность энерговыделения, обусловленная этими вихрями, будет:

$$dI(x) = \frac{dE}{dt} \cdot \frac{R}{b} dr = \frac{\pi \bar{B}^2}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left( \frac{r_1}{b} \right)^2 \frac{R^3 x^3 dx}{\sqrt{1-x^2}}. \quad (6)$$

Здесь введено обозначение  $x = r/R$ . Более наглядно можно представить интенсивность энерговыделения на границе «пре»-фазы как функцию от угла  $\alpha$  (см. рис. 1), где  $\alpha = \arcsin x$ . Тогда формула (6) будет иметь вид

$$dI(\alpha) = \frac{\pi \bar{B}^2 R^3}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left( \frac{r_1}{b} \right)^2 \cos^3 \alpha d\alpha. \quad (7)$$

Как видно из (7), энергия выделяется в основном у экваториальной пло-

скости нейтронной звезды, т. е. при  $\alpha \rightarrow 0$ . Замечательным фактом является вытянутость по экватору индикатрисы энерговыделения ( $\sim \cos^3 \alpha$ ). Полная интенсивность энерговыделения  $I$  определяется интегрированием выражения (7) по углу  $\alpha$  от 0 до  $\pi/2$ :

$$I = \frac{\pi}{3} \bar{B}^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left( \frac{r_1}{b} \right)^2. \quad (8)$$

3. Для оценки интенсивности энерговыделения найдем величину  $\bar{B}$ . Как показано в работе [2], средняя индукция магнитного поля задается выражением:

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi r_1^2} \int_0^{r_1} \Phi_0 N(\tau) 2\pi \tau d\tau, \quad (9)$$

где  $N(\tau)$  — плотность протонных вихрей:

$$N(\tau) = \frac{H(\tau) - H_c}{\Phi_0}. \quad (10)$$

Здесь  $H(\tau)$  и  $H_c$  определяются формулами

$$H(\tau) = \frac{k\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{b}{r}, \quad H_c = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi}, \quad (11)$$

где  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля,  $\xi$  — длина когерентности протонов,  $k$  — коэффициент увеличения протонов нейтронами и  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, равный  $2 \cdot 10^{-7}$  Гс см<sup>2</sup>. Подставляя (10) и (11) в (9), получаем:

$$\bar{B} = \frac{k \cdot \Phi_0}{4\pi\lambda^2}. \quad (12)$$

Используя выражение (12), а также учитывая, что  $r_1/b = (\xi/\lambda)^{\frac{1}{3|k|}}$  для интенсивности энерговыделения окончательно получим:

$$I = \frac{\pi}{3} \left( \frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 (\xi/\lambda)^{\frac{2}{3|k|}} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|. \quad (13)$$

В ядре («пре»-фаза) нейтронной звезды средняя плотность вещества порядка  $5 \cdot 10^{14}$  г/см, следовательно средняя плотность сверхтекучих протонов  $n_p \sim 10^{37}$  см<sup>-3</sup>. Для таких плотностей  $\lambda \sim 10^{-11}$  см,  $\xi \sim 10^{-12}$  см, т. е.  $\xi/\lambda \sim 0.1$ . Подставляя эти значения параметров в (13), а также принимая  $R = 10^6 R_6$ ,  $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-15} (\dot{\Omega}/\Omega)_{15}$  и  $|k| = 0.5$ , окончательно получим:

$$I = 5 \cdot 10^{29} R_0^3 \left( \frac{\Omega}{\Omega} \right)_{15} \text{ эрг/с.} \quad (14)$$

Для типичных нейтронных звезд  $R_0 \sim 1$ , а для пульсаров  $(\Omega/\Omega)_{15}$  меняется от 0.1 до 100, следовательно полная энергия, выделяемая на поверхности «пре»-фазы порядка  $5 \cdot 10^{28} - 5 \cdot 10^{31}$  эрг/с, причем она в основном освобождается вблизи экваториальной плоскости.

В заключение отметим, что интенсивность радиоизлучения пульсаров лежит между  $10^{26}$  эрг/с и  $10^{30}$  эрг/с [5]. Оценки интенсивности энерговыделения по формуле (14) показывают, что она достаточна для обеспечения радиоизлучения пульсаров. Необходимо, однако, показать, что эта энергия выделяется в радиодиапазоне и что эти низкочастотные радиоволны смогут распространиться через плотную плазму коры до поверхности звезды. Отметим, что передача энергии на поверхность звезды облегчена тем, что в плазме коры имеется сильное магнитное поле,  $\sim 10^{12}$  Гс. Это значит, что в плазме могут распространяться низкочастотные волны типа альвеновских и магнитозвуковых волн. Достаточно только показать, что эти волны не полностью поглощаются в коре нейтронной звезды и часть их (достаточно нескольких процентов энергии возбуждения) может выйти в околозвездное пространство. Вопрос о реализации этой возможности рассматривается нами в настоящее время.

Ереванский государственный  
университет

## OUTPUT ENERGY IN PULSARS

D. M. SEDRAKYAN

It has been shown that when the angular velocity of pulsars decreases, the neutron vortices parallel to the axis of rotation move radially to the boundary between star nucleus and crust. This will decrease the length of proton vortices in star nucleus, therefore the magnetic energy of these vortices must release on the edge of „pre“ phase. The full energy output is of the order of  $5 \cdot 10^{28} - 5 \cdot 10^{31}$  erg/s, and the energy release takes place mainly near the equatorial plane.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Шапиро, С. Тяколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т. 2, Мир, М., 1985, стр. 271.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсесян, *Астрофизика*, 21, 547, 1984.
3. М. А. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, J. Shaham, *Astrophys. J.*, 276, 325, 1984.
4. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсесян, *Астрофизика*, 22, 137, 1985.
5. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.

УДК: 524.354.2—36

## ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ВОЛОКОН КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ. II. ДИСПЕРСИЯ СОДЕРЖАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ВОЛОКНАХ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, В. И. ПРОНИК

Поступила 16 апреля 1985

Принята к печати 25 мая 1986

Излагаются результаты количественного анализа химического состава волокон Крабовидной туманности, наблюдательной базой которого послужили опубликованные к настоящему времени многочисленные спектры отдельных волокон. В основу метода положено сравнение полученных из наблюдений относительных содержаний двух смежных стадий ионизации одного элемента (например,  $O^{++}/Ne^+$  и  $O^+/He^+$ ) с аналогичными отношениями, вычисленными для модели с известным химическим составом и с такой же ионизацией газа. Построены номограммы, удобные для быстрого определения химического состава. Показано, что среднее содержание гелия в волокнах в несколько раз больше нормального, а диапазон значений  $He/H$  составляет от 0.2 до 1.4 в разных волокнах. Значительная дисперсия содержания имеется также для тяжелых элементов. Однако сильная зависимость наблюдаемого количества ионов, излучающих запрещенные линии, от электронной температуры и большая неопределенность последней делают невозможным уверенное определение их содержания.

1. *Введение.* Вопрос о химическом составе волокон Крабовидной туманности дискутируется астрофизиками уже на протяжении многих лет [1—10]. Имеющиеся, однако, сведения о содержании химических элементов в волокнах не являются однозначными: соответствующие данные, полученные разными авторами для разных волокон, сильно различаются между собой (табл. 1). Особенно это касается гелия, содержание которого к тому же значительно отличается от «нормального». Различие химического состава в волокнах не может быть обусловлено неточностью наблюдений или неточностью существующих методов его определения и является, очевидно, реальным [4].

В данной работе излагаются результаты количественного анализа химического состава волокон Крабовидной туманности, предпринятого с целью проверки его возможной дисперсии. Хотя возможность существования дисперсии химического состава в волокнах некоторыми авторами до-

пускалась (см., например, [8]), главной целью всех предыдущих исследований было определение среднего содержания химических элементов в них.

Таблица 1

СОДЕРЖАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ВОЛОКНАХ  
КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ ПО ДАННЫМ РАЗНЫХ АВТОРОВ

Источник	He/H	O/H	N/H	Ne/H	S/H	Примечание
[1]	{0.40 0.45 0.62}	7.0—4 <sup>a)</sup> 6.1—4 3.4—4	2.7—3 1.1—3 3.1—4	2.0—3 6.2—4 1.2—4	8.6—4 3.5—4 8.4—5	*
[2]	{0.45 1.0}	1.1—4 2.0—4	9.0—4 6.0—4	5.0—4 5.0—4	— —	**
[3]	{2.1 0.86}	1.8—4 2.7—4	4.3—4 8.8—4	— —	— —	**
[7]	0.46	6.1—5	2.3—4	4.2—5	—	3*
[8]	{0.60 0.46 0.70 0.87}	— 1.8—4 — —	2.9—3 — 1.4—3 1.2—3	9.2—4 — 6.0—4 4.9—4	1.3—4 1.3—4 1.9—5 —	4*
[5, 6]	0.3—0.6	(1—3)—4	(3—9)—4	(1—5)—4	—	5*
[9]	{0.19 1.5 2.9}	2.8—4 2.0—4 1.8—4	5.5—4 8.9—4 1.2—3	2.0—4 3.6—4 6.2—4	3.8—5 2.2—4 2.0—5	6*
[10]	{0.70 0.70}	1.4—4 1.4—4	2.4—3 2.0—3	8.6—4 6.9—4	4.0—5 4.0—5	7*

а)  $7.0-4=7.0 \cdot 10^{-4}$

Примечание. \* — для  $T_e = 8000, 10\ 000$  и  $17\ 000$  К (сверху вниз по строкам);

\*\* — принималось автором для объяснения спектра волокон в разных моделях свечения;

3\* — соответствует области «Jet»; 4\* — определено для разных конкретных волокон;

5\* — диапазон содержания по разным волокнам; 6\* — найдено при разных предполо-

жениях о количестве излучения в линии H $\beta$ , вырабатываемого в зонах свечения H $^+$ .

He $^+$  и O $^{++}$ ; 7\* — принималось автором для объяснения спектра яркого волокна в соответствующих моделях.

Наблюдательной основой данного исследования послужили спектры отдельных волокон, опубликованные к настоящему времени [1, 7—10, 12, 13]. Главной нашей целью было выяснение следующих проблем: 1) отличается ли содержание химических элементов в волокнах от «нормального» и 2) существует ли действительно дисперсия химического состава в них? Для определения химического состава волокон использовался метод, основанный на построении фотоионизационных моделей их свечения [11]. В

отличие от предыдущих расчетов [4, 11], настоящие являются более полными: в уравнения ионизационного равновесия включены ионизация ударом и реакция перезарядок, а в уравнения термического равновесия — дополнительные процессы охлаждения газа; кроме того, более тщательно учитывается диффузное излучение.

2. *Расчет фотоионизационных моделей.* Основным механизмом возбуждения свечения газа в волокнах, несомненно, является фотоионизация атомов синхротронным  $L_c$ -излучением «аморфной массы» туманности (см., например, [1]). Об этом свидетельствует наблюдаемый бальмеровский декремент в волокнах, который для большинства из них соответствует чисто рекомбинационному, и малый вклад ударноволновых эффектов в свечение газа [6].

Расчет ионизации атомов в волокнах осуществляется совместным решением уравнений ионизационно-рекомбинационного равновесия и энергетического баланса. Соответствующие выражения, а также методика расчетов описаны в работе [11]. В последнее время выяснилось, однако, что важную роль в установлении ионизационного равновесия могут играть реакции перезарядок между атомами  $H^{\circ}$ , а в ряде случаев и  $He^{\circ}$ , и ионами тяжелых элементов:  $Z^{i+1} + A^{\circ} \rightleftharpoons Z^i + A^+$ , где  $A$  относится к  $H$  или  $He$ . Число таких перезарядок равно  $Z^{i+1} \cdot A^{\circ} \cdot \bar{k}$   $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$  для прямого процесса (ионизационной перезарядки) и  $Z^i A^+ \bar{k}$   $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$  для обратного (рекомбинационной перезарядки). Букву  $N$ , указывающую на концентрацию частиц, здесь и в дальнейшем мы опускаем. Учитываемые нами реакции перезарядок и их сечение приведены в табл. 2; ссылки на них имеются в работе [14].

Уравнения, описывающие фото- и ударные ионизации атомов на оптической толщине  $\tau_s(A)$  с учетом упомянутых выше процессов, в общем виде запишутся так:

$$\frac{A^+}{A^{\circ}} = \frac{\frac{1}{h} F(A^{\circ}) \sigma_0(A^{\circ}) \cdot \int_1^{\infty} x^{a+s-1} e^{-\tau_s(A)} dx + N_s \cdot C(A^{\circ}) + \sum Z^{i+1} \cdot \bar{k}}{N_s \alpha_p(A^+) + \sum Z^i \bar{k}}$$

$$\frac{Z^{i+1}}{Z^i} = \frac{\frac{1}{h} F(Z^i) \sigma_0(Z^i) \cdot \int_1^{\infty} x^{a+s-1} e^{-\tau_s(A)} dx + N_s \cdot C(Z^i) + \sum A^+ \cdot \bar{k}}{N_s \alpha_p(Z^{i+1}) + \sum A^{\circ} \cdot \bar{k}}$$

Таблица 2

ПРИНЯТЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕЗАРЯДОК

Реакция	$\bar{k}(Z^{i+1}, H^0)$	$\bar{k}(Z^i, H^+)$	$\bar{k}(Z^{i+1}, H_0)$	$\bar{k}(Z^i, H_0^+)$
$O^+ + A^0 \rightleftharpoons O^0 + A^+$	1.0-9*	9.1-10	0	0
$O^{2+} + A^0 \rightleftharpoons O^+ + A^+$	7.7-10	0	3.2-10	0
$O^{3+} + A^0 \rightleftharpoons O^{2+} + A^+$	8.6-9	0	1.0-9	0
$O^{4+} + A^0 \rightleftharpoons O^{3+} + A^+$	2.6-10	0	6.5-10	0
$O^{5+} + A^0 \rightleftharpoons O^{4+} + A^+$	0	0	0	0
$N^+ + A^0 \rightleftharpoons N^0 + A^+$	1.0-12	1.2-12	0	0
$N^{2+} + A^0 \rightleftharpoons N^+ + A^+$	8.6-10	0	3.3-10	4.1-12
$N^{3+} + A^0 \rightleftharpoons N^{2+} + A^+$	2.9-9	0	1.1-10	0
$N^{4+} + A^0 \rightleftharpoons N^{3+} + A^+$	1.6-10	0	2.0-9	0
$N^{5+} + A^0 \rightleftharpoons N^{4+} + A^+$	0	0	0	0
$Ne^+ + A^0 \rightleftharpoons Ne^0 + A^+$	0	0	0	0
$Ne^{2+} + A^0 \rightleftharpoons Ne^+ + A^+$	3.0-10	0	1.0-14	0
$Ne^{3+} + A^0 \rightleftharpoons Ne^{2+} + A^+$	5.7-9	0	1.0-14	0
$Ne^{4+} + A^0 \rightleftharpoons Ne^{3+} + A^+$	6.6-9	0	1.7-9	0
$Ne^{5+} + A^0 \rightleftharpoons Ne^{4+} + A^+$	0	0	0	0
$S^+ + A^0 \rightleftharpoons S^0 + A^+$	3.0-15	1.0-9	0	0
$S^{2+} + A^0 \rightleftharpoons S^+ + A^+$	1.0-14	0	0	2.5-11
$S^{3+} + A^0 \rightleftharpoons S^{2+} + A^+$	2.3-9	0	1.1-9	1.3-11
$S^{4+} + A^0 \rightleftharpoons S^{3+} + A^+$	6.5-9	0	7.6-13	0
$S^{5+} + A^0 \rightleftharpoons S^{4+} + A^+$	0	0	0	0
$He^+ + H^0 \rightleftharpoons He^0 + H^+$	8.0-16	0	0	0
$He^{++} + H^0 \rightleftharpoons He^+ + H^+$	1.6-13	0	0	0

\* 1.0-9 = 1.0 · 10<sup>-9</sup>.

Первое уравнение записано для  $N^+/N^0$  и  $He^+/He^0$ , второе для остальных атомов  $Z^{i+1}/Z^i$ . Здесь  $F = F_0 + F_{\text{диф}}$ , где  $F_0$  — поток синхротронного  $L_c$ -излучения от туманности на границе поглощения данным сортом атомов  $Z^i$  (на внутренней стороне волокон), а  $F_{\text{диф}}$  — поток диффузного  $L_c$ -излучения в волокне;  $\alpha_p = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^r + \alpha^d$  — коэффициент комбинации (радиативной, просуммированной по всем энергетическим уровням  $n$ , и диэлектронной), являющийся лишь функцией  $T_e$ ;  $C$  — коэффициент ударной ионизации с первого уровня. Поток  $L_c$ -излучения представлялся степенным законом типа  $F_\lambda = F_0 [\lambda/\lambda_0 (H^0)]^z$ , где  $z$  — спектральный индекс синхротронного излучения за лавмановским

пределом. Методика учета диффузного излучения описана в работе [15].

Уравнение энергетического баланса и выражения, описывающие процессы нагрева и охлаждения газа, приведены в [11]. Основным механизмом образования электронов и нагрева газа в волокнах являются фотоионизации  $L_c$ -излучением «аморфной массы». Процессами, приводящими к охлаждению газа в областях Н II, считались: возбуждение запрещенных линий, возбуждение и ионизация атомов  $H^0$  электронными столкновениями, а также непрерывное излучение в результате  $f-f$  и  $f-b$  — переходов. В областях Н I эффективными уже становятся потери энергии на возбуждение электронным ударом линий, возникающих при переходах между подуровнями тонкой структуры атомов и ионов N, O, Ne и др. Аналитические выражения, необходимые для учета этих процессов, мы заимствовали из работ [16, 17].

Рассчитывалась ионизация атомов H, He, N, O, Ne и S, линии которых наблюдаются в волокнах. Учитывалось 5 стадий ионизации. Постановщиком электронов считались все перечисленные выше атомы, однако источником нагрева — только фотоионизации атомов H и He. Ионизационная структура волокна определяется только изменением оптической толщины водорода и гелия с глубиной, поэтому содержание тяжелых элементов на их ионизацию не влияют. В результате расчетов находились значения  $N_e$ ,  $T_e$  и  $N(A^i)$  в каждом тонком для  $L_c$ -излучения геометрическом слое, на которые разбивалось волокно в направлении распространения излучения. Суммарное количество ионов  $Z^i$  по отношению к числу протонов вычислялось так:

$$Z^i/H^+ = \sum_m Z_m^i V_m / \sum_m H_m^+ V_m, \quad (2)$$

где суммирование проводилось по объемам всех  $m$  слоев.

Волокно в наших расчетах представлялось частью шарового пояса, ограниченного по линейной толщине в радиальном направлении заданной оптической толщиной  $\tau_0(H^0) \lesssim 10$ ; другие размеры этого пояса (длина и ширина) соответствовали той оптической толщине, до которой влияние диффузного  $L_c$ -излучения на ионизацию рассчитываемых атомов было еще заметным, т. е. до  $\tau_0(H^0) \sim 10$  [15]. Ясно, что в разных моделях геометрическая форма волокна может быть различной, но это различие на ионизацию атомов диффузным излучением не влияет.

Значения различных атомных констант, необходимых для расчета ионизационной структуры газа в волокнах, взяты из работ, ссылки на которые приведены в [11], а величины сечений ударной ионизации — из [18].

3. *Определение химического состава.* Свободными параметрами в уравнениях ионизационного и термического равновесия являются  $F_0$ ,  $\alpha$ , плотность атомов водорода  $N(H)$  и содержание химических элементов  $Z/H$ , а также оптическая (или геометрическая) толщина волокон  $\tau_0(A)$ .

Для определения содержания химических элементов в волокнах мы использовали методику, описанную и примененную нами к планетарным туманностям [19]. Она основана на сравнении наблюдаемых и вычисленных (для различных фотоионизационных моделей свечения волокон) зависимостей между относительными обилиями ионов двух химических элементов, атомы одного из которых находятся в двух смежных стадиях ионизации. Рассматривались зависимости между следующими парами отношений ионов:  $He^{++}/H^+$  и  $He^+/H^+$ ;  $O^{++}/H^+$  и  $O^+/H^+$ ;  $O^+/H^+$  и  $O^0/H^+$ ;  $O^{++}/He^+$  и  $O^+/He^+$ ;  $O^{++}/Ne^{++}$  и  $O^+/Ne^{++}$ ;  $O^{++}/N^+$  и  $O^+/N^+$ ;  $O^{++}/S^+$  и  $O^+/S^+$ , обилие которых уверенно можно определить в волокнах.

Для построения теоретических зависимостей между перечисленными выше отношениями ионов был рассчитан ряд фотоионизационных моделей волокон, различающихся значениями параметров  $F_0$ ,  $\alpha$  и  $N(H)$  (плотность атомов водорода  $N(H)$  считалась постоянной по толщине волокна). Расчеты проводились при фиксированном содержании химических элементов, близком к «среднему» содержанию в планетарных туманностях, а также при увеличенном в 2 и 4 раза и уменьшенном во столько же раз. Большинство расчетов проведено для случая  $\tau_0(H^0) \approx 10$ . С целью изучения влияния оптической толщины волокон на вычисленные отношения ионов несколько моделей рассчитано для различных значений  $\tau_0(H^0)$ , в том числе для  $\tau_0(H^0) > 10$ .

Найденные зависимости между указанными выше отношениями ионов при фиксированном химическом составе показаны на рис. 1—6 кривыми линиями для трех значений спектрального индекса  $\lambda$ .

Изменение параметров  $F_0$ ,  $N(H)$  и  $\tau_0(H^0)$  (т. е. изменение ионизации в волокне) при постоянном химическом составе приводит к смещению точки на каждом из рисунков 1—6 вдоль кривой. Увеличение или же уменьшение относительного содержания химических элементов приводит к поступательному перемещению кривых под углом  $45^\circ$  относительно координатных осей. Линейная зависимость отношений ионов от химического состава позволила нам установить шкалы на этих рисунках для определения относительного содержания химических элементов. Таким образом, рис. 1—6 являются удобными номограммами, позволяющими с достаточной точностью определить химический состав волокон. В отличие от эмпирических соотношений, которыми пользуется большинство исследователей (они приведены, например, в [20]), здесь учтено возможное при низ-

ких ионизациях присутствие в волокнах нейтральных атомов  $H^0$  и  $He^0$ . Важным преимуществом метода является возможность определения содержания того или иного химического элемента по одной наблюдаемой линии, например,  $[Ne III]$ ,  $[N II]$  или  $[S II]$ .

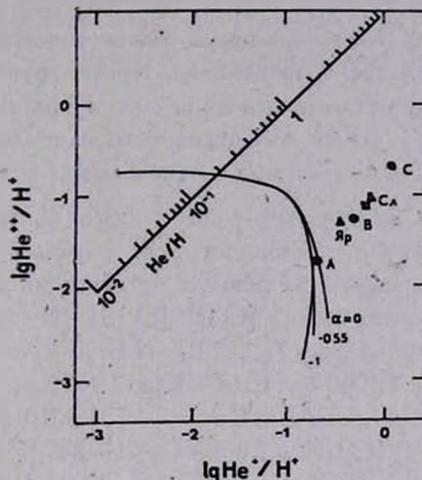


Рис. 1. Ионизационные кривые гелия по отношению к водороду:

$$He^{++}/H^+ = f(He^+/H^+) \text{ при } He/H = 0.19.$$

Неуверенность в определении химического состава волокон этим способом может вносить неопределенность оптической толщины волокон, действительная величина которой для них неизвестна. Расчеты показали, что при  $\tau_0(H^0) \geq 100$  ошибка в определении относительного содержания химических элементов может достигать фактора  $\sim 2-3$ .

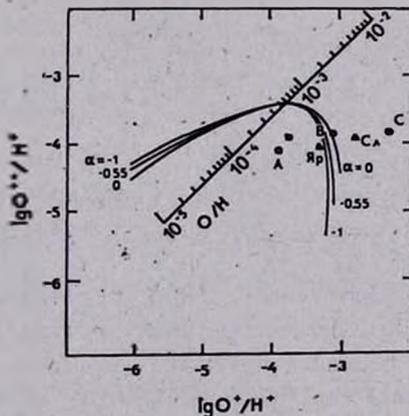


Рис. 2. Ионизационные кривые кислорода по отношению к водороду:

$$O^{++}/H^+ = f(O^+/H^+) \text{ при } O/H = 5.9 \cdot 10^{-4}.$$

Нами использовались средние спектры трех групп волокон А, В и С (статья 1, [21]). Группирование и осреднение спектров предпринято нами в связи с тем, что наблюдаемые спектры отдельных волокон не являются полными: из-за переналожения многочисленных компонентов интенсивности многих линий в спектрах не определены. Поэтому средние спектры являются более полными и в то же время они достаточно хорошо отражают диапазон разнообразия спектров волокон. Кроме групп А, В и С химический состав определялся также отдельно для ярких и слабых волокон по их средним спектрам, а также для отдельного наиболее яркого волокна.

Для определения наблюдаемых отношений ионных концентраций  $Z'/N^+$  нужно знать электронную плотность  $N_e$  и температуру  $T_e$  в каждой из групп волокон. Значения этих параметров были получены методом пересечения кривых равных отношений интенсивностей небулярных и авроральных линий [O II], [O III], [N II] и [S II], зависящих от  $N_e$  и  $T_e$ . В результате,  $T_e$  [O II, N II, S II] = 11 000 К, 9500 К и 8000 К, а  $T_e$  [O III] = 11 000 К, 15 000 К и 19 000 К для групп волокон А, В и С соответственно. Аналогично,  $T_e$  [O II, N II, S II] = 9500 К, 9000 К и 9000 К, а  $T_e$  [O III] = 14 500 К, 16 000 К и 13 500 К соответственно для ярких волокон, слабых волокон и яркого волокна. Для других спектральных линий во всех случаях предполагалось, что  $T_e$  [Ne III, He II] =  $T_e$  [O III],  $T_e$  [He I, S III] = 11 000 К и  $T_e$  [O I, N I] = 8000 К. Значения  $N_e$  определяются менее уверенно, однако для каждой из групп волокон они были меньше  $(2 \div 3) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . При таких значениях  $N_e$  ее неопределенность практически не изменит величины ионных концентраций, поэтому в вычислениях мы приняли  $N_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Найденные нами значения  $N_e$  и  $T_e$  хорошо согласуются с соответствующими данными, полученными другими авторами [7, 8, 22, 23].

Наблюдаемые концентрации ионов  $Z'/N^+$ , используемые для определения химического состава волокон, приведены в табл. 3. Отметим, что величины ионных концентраций, найденные по небулярным, авроральным или трансавроральным линиям, хорошо согласуются между собой. При осреднении соответствующих величин  $Z'/N^+$  больший вес придавался значениям, полученным по более интенсивным и, следовательно, более точным линиям.

Процедура определения относительного содержания элементов проста: на каждом из рисунков теоретическую кривую следует смещать по диагонали до совмещения ее с точкой, представляющей наблюдаемое отношение концентрации ионов соответствующих элементов. Тогда пересечение кривой с наклонной шкалой содержания дает нам искомое значение относительного содержания соответствующих элементов. Значение параметра  $\alpha$

во всех случаях принималось  $\alpha = -0.55$  [24]. Его неопределенность в пределах  $0 \div -1$  не сильно влияет на величину химического состава.

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ИОНОВ В ВОЛОКНАХ  
КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Ионы	Принятое содержание ионов $Z^I/H$					
	A	B	C	Яркие	Слабые	Яркое волокно
He <sup>+</sup>	0.18	0.53	1.23	0.37	0.70	0.55
He <sup>++</sup>	0.020	0.075	0.22	0.051	0.11	0.072
N <sup>o</sup>	—	—	—	1.64—4	1.46—5	1.81—5
N <sup>+</sup>	8.46—5	1.03—4	1.37—4	1.08—4	1.16—4	7.83—5
O <sup>o</sup>	2.61—4	2.10—4	2.62—4	2.23—4	3.10—4	2.81—4
O <sup>+</sup>	1.23—4	7.58—4	4.33—3	5.53—4	1.38—3	1.48—4
O <sup>++</sup>	8.52—5	1.44—4	1.58—4	9.23—5	1.39—4	1.38—4
Ne <sup>++</sup>	5.13—5	6.81—5	6.67—5	5.16—5	6.05—5	8.54—5
Ne <sup>4+</sup>	6.94—6	1.88—5	3.90—5	1.05—5	1.99—5	1.60—5
S <sup>+</sup>	1.92—5	3.65—5	1.10—4	3.50—5	5.00—5	3.17—5
S <sup>++</sup>	—	—	—	1.60—5	2.06—5	1.0—5

\*  $8.46-5=8.46 \cdot 10^{-5}$ .

Для определения относительного содержания кислорода O/N мы использовали зависимость между  $O^{++}/N^+$  и  $O^+/N^+$  (рис. 2). Значение O/N можно найти также и по зависимости между  $O^+/N^+$  и  $O^o/N^+$ , однако оно отличается от предыдущего почти в два раза. Принимая во внимание трудности с объяснением наблюдаемой интенсивности линии нейтрального кислорода  $\lambda 6300 + 63$  [O I], мы отдаем предпочтение содержанию O/N, найденному по линиям  $\lambda 3727 + 29$  [O II] и  $\lambda 4959 + 5007$  [O III].

Содержание кислорода мы определяли также и по отношению к гелию, используя зависимость между  $O^{++}/He^+$  и  $O^+/He^+$  (рис. 3); содержание гелия He/N находилось по зависимости между  $He^{++}/N^+$  и  $He^+/N^+$  (рис. 1). Взаимное согласие между независимо найденными величинами He/N, O/He и O/N свидетельствует о том, что содержания He/N и O/N определены уверенно. Это дает основание считать, что содержания других элементов, таких, как Ne, N и S, каждое из которых находится по отношению к кислороду или гелию (исходя из одной наблюдаемой линии), отражают действительный состав волокон-

Принятое содержание химических элементов в волокнах А, В и С приведено в табл. 4. Для сравнения, в этой таблице приводится найденный таким же методом химический состав ярких волокон, слабых волокон и наиболее яркого волокна. В конце приведено содержание химических элемен-

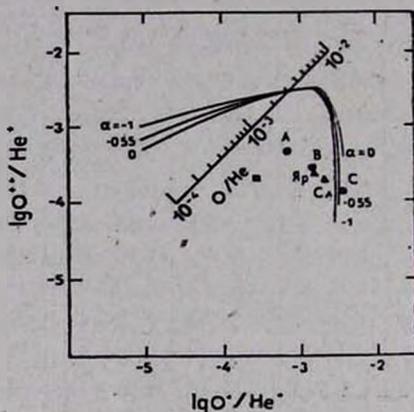


Рис. 3. Ионизационные кривые кислорода по отношению к гелию:

$$O^{++}/He^{+} = f(O^{+}/He^{+}) \text{ при } O/He = 3.1 \cdot 10^{-3}.$$

Таблица 4

СОДЕРЖАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ВОЛОКНАХ  
КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Хим. элемент	А	В	С	Яркие	Слабые	Яркое волокно	План. туманн.
He/H	0.20	0.51	1.4	0.37	0.80	0.68	0.12
O/He	9.0—4*	16.0—4	35.0—4	13.0—4	17.5—4	4.0—4	—
O/H	1.8—4	7.6—4	42.0—4	4.8—4	14.0—4	2.7—4	3.6—4
O/N	1.5	7.0	38.0	3.2	11.7	0.70	—
N/H	1.2—4	1.1—4	1.3—4	1.5—4	1.2—4	3.8—4	1.1—4
O/Ne	2.3	3.0	4.0	2.8	2.7	1.6	—
Ne/H	0.78—4	2.5—4	10.0—4	1.7—4	5.2—4	1.7—4	0.76—4
O/S	8.0	27.0	60.0	16.0	25.0	6.0	—
S/H	0.22—4	0.28—4	0.67—4	0.30—4	0.56—4	0.45—4	0.23—4

\* 9.0—4 = 9.0 · 10<sup>-4</sup>.

тов в планетарных туманностях, полученное Г. С. Хромовым (частное сообщение) в результате осреднения имеющихся в литературе соответствующих значений Z/H для большого числа объектов. Из табл. 4 видно, что относительное содержание всех рассматриваемых химических элемен-

тов сильно меняется при переходе от группы волокон А к группе С. Исключения составляют отношения  $N/H$  и, возможно,  $S/H$ , которые остаются постоянными. Химический состав волокон группы А при этом очень близок к химическому составу планетарных туманностей; наибольшие разли-

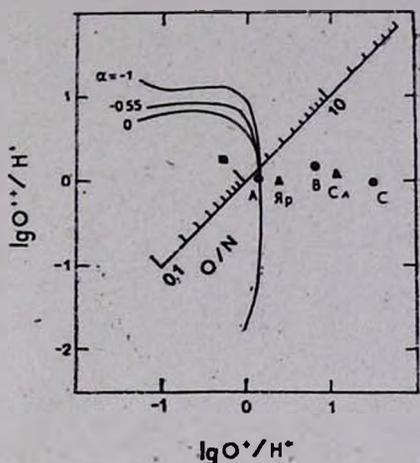


Рис. 4. Ионизационные кривые кислорода по отношению к азоту:

$$O^{++}/N^+ = f(O^+/N^+) \text{ при } O/N=1.6.$$

чия имеются лишь в содержаниях  $He/H$  и  $O/H$ . В волокнах группы В наблюдается избыток  $He/H$ ,  $O/He$ ,  $O/H$ ,  $O/N$ ,  $Ne/H$  и  $O/S$ , который усиливается в волокнах группы С. Из табл. 4 видно также, что содержание химических элементов в ярких и слабых волокнах не так сильно отличается, как в волокнах групп А и С. Химический состав газа в ярком волокне близок к содержанию химических элементов, найденному в работе [10], однако имеется различие в содержании  $He/H$  и  $O/H$ .

4. *Обсуждение.* Вывод о возможной дисперсии химического состава в волокнах Крабовидной туманности был сделан в 1973 г. [4] на основании анализа спектров отдельных конденсаций, опубликованных Волчером [1]. Вывод основывался на следующих предположениях: 1) в волокнах имеет место ионизационно-рекомбинационное равновесие; 2) свечение газа в них возбуждается синхротронным  $L_c$ -излучением «аморфной массы»; 3) волокна прозрачны для  $H\beta$ -квантов; 4) электронная температура газа в волокнах находится в равновесии с ионизирующим излучением. Эти предположения неоднократно обсуждались [1, 4, 6, 25] и их достоверность не вызывает сомнений. Следует отметить, что отсутствие ионизационного равновесия в волокнах приведет к тем же зависимостям между отношениями различных ионов, которые на рис. 1—6 представлены соответствующими.

равновесными кривыми. Ударные процессы, судя по наблюдаемому среднему бальмеровскому декременту (табл. 2 статьи I), также не являются существенными.

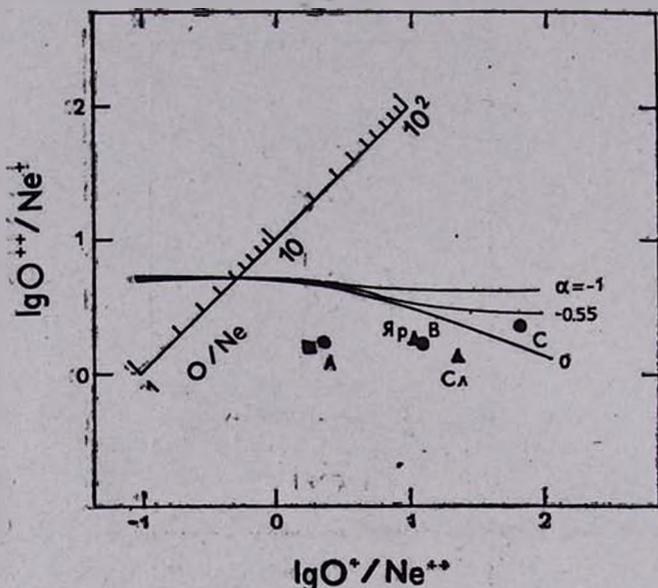


Рис. 5. Ионизационные кривые кислорода по отношению к неону:

$$O^{++}/Ne^{++} = f(O^{+}/Ne^{++}) \text{ при } O/Ne = 5.0.$$

Однако вопрос об электронной температуре в волокнах требует обсуждения, поскольку наблюдаемое количество ионов, светящихся в запрещенных линиях, сильно зависит от принятого значения  $T_e$ .

Из табл. 3 видно, что основной вклад в содержание O/H в волокнах группы В и С дают ионы  $O^+$ . Их содержание определяется интенсивностью линий  $\lambda 3726 + 29 [O II]/H\beta$  и величиной  $T_e$ . Чем выше  $T_e$ , тем меньше количество ионов  $O^+$  требуется для излучения линии  $[O II]$  заданной интенсивности. Поэтому достаточно предположить, что в каждой группе  $T_e [O II] = T_e [O III]$  (значение последней растет от групп А, В к С и равно соответственно 11 000 К, 15 000 К и 19 000 К) и тогда относительное содержание кислорода для волокон всех трех групп будет одинаковым. Если же при этом электронную температуру для линий  $[S II]$  и  $[N II]$  (т. е.  $T_e [S II, N II]$ ) оставить наблюдаемой для каждой из групп, то не только исчезнет дисперсия в содержании тяжелых элементов, но и само содержание будет близким к нормальному.

Однако в газовых туманностях области свечения [O II], [S II] и [N II] всегда совпадают, поэтому предположение  $T_e[\text{O II}] = T_e[\text{O III}]$  означает, что  $T_e[\text{S II}, \text{N II}]$  и  $T_e[\text{O III}]$  также равны. Равенство всех температур в каждой из групп говорит о том, что все ионы светятся в одном и том же объеме, что возможно только в случае оптически тонких волокон,  $\tau_{L_e} \ll 1$ . Тогда химический состав волокон в группах А и С будет следующий:  $\text{He}/\text{H} = (0.2 - 1.4)$ ;  $\text{O}/\text{H} = 1.6 \cdot 10^{-4}$ ;  $\text{N}/\text{H} = (1.0 - 0.2) \cdot 10^{-4}$ ;  $\text{Ne}/\text{H} = (0.80 - 0.53) \cdot 10^{-4}$ ,  $\text{S}/\text{H} = (0.20 - 0.04) \cdot 10^{-4}$ .

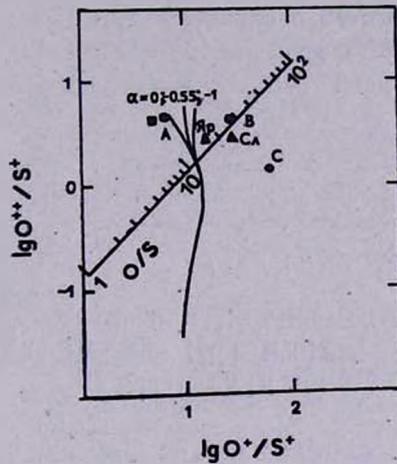


Рис. 6. Ионизационные кривые кислорода по отношению к сере:

$$\text{O}^{++}/\text{S}^+ = f(\text{O}^+/\text{S}^+) \text{ при } \text{O}/\text{S} = 12.$$

Дисперсия содержания тяжелых элементов по-прежнему остается, за исключением кислорода, однако если в первом варианте (табл. 4) содержание тяжелых элементов в группе С было больше, чем в группе А, то сейчас наоборот: содержание N, Ne и S в группе С меньше, чем в группе А. Совершенно очевидно, что в такой ситуации делать какие-либо определенные выводы о содержании тяжелых элементов в волокнах Крабовидной туманности — преждевременно.

5. *Заключение.* Как уже сказано во введении, наша главная цель состояла в том, чтобы выяснить, отличается ли содержание химических элементов в волокнах от нормального и существует ли дисперсия химического состава в них. К сожалению, уверенно ответить на эти вопросы можно только в отношении гелия: его содержание в среднем по всем волокнам в несколько раз превосходит нормальное (по числу атомов сравнимо с содержанием водорода), а диапазон значений  $\text{He}/\text{H}$  для разных волокон со-

ставляет от 0.2 для волокон группы А до 1.4 для волокон группы С. Любопытно, что волокна группы А характеризуются низкой интенсивностью запрещенных линий [O II], [O III] и [Ne III] по отношению к интенсивности  $H\beta$ , а волокна группы С — на порядок более высокой.

Сильная зависимость наблюдаемого количества ионов, излучающих запрещенные линии, от электронной аппаратуры и неуверенность в наблюдаемых значениях  $T_e$ , определяемых методом пересечения кривых или по линиям [O III], не дает возможности сделать столь уверенный вывод в отношении тяжелых элементов и в первую очередь в отношении кислорода.

Поэтому решение вопроса о содержании тяжелых элементов в волокнах Крабовидной туманности и окончательный вывод относительно однородности химического состава возможны только после того, как будет выяснен вопрос об электронной температуре в волокнах.

Львовский государственный  
университет  
Крымская астрофизическая  
обсерватория

## THE CHEMICAL COMPOSITION OF CRAB NEBULAE FILAMENTS. II. DISPERSION OF THE ABUNDANCE OF ELEMENTS

V. V. GOLOVATY, V. I. PRONIK

The results of the analysis of the chemical composition of filaments are given. As an observational material we used numerous spectra of individual filaments which have been obtained and published by many authors up to now. To determine the full ions of the element, we used the photoionization model of filaments. The method is based on the comparison of observed ion numbers of two adjacent states of ionization (for instance  $O^{++}/He^+$  and  $O^+/He^+$ ) with that calculated in the model with the same ionization and known chemical composition. For the purpose of operative determination, the abundances of elements of the nomograms are given. It has been shown that the mean abundance of helium in filament is several times higher than normal and the interval of He/H values is from 0.2 to 1.4. A considerable dispersion of abundances and their excess over the normal composition have been obtained for heavy elements. However, the strong dependence of observed number of atoms on the electron temperature and high uncertainty of the observed value of  $T_e$  made the abundance of heavy elements indefinite.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Woltjer*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 14, No. 483, 39, 1958.
2. *K. Davidson, W. Tucker*, Astrophys. J., 161, 437, 1970.
3. *K. Davidson*, Astrophys. J., 183, 223, 1973.
4. *В. В. Головатый, В. И. Проник*, Астрон. ж., 50, 1147, 1973.
5. *M. Contini, B. Kozlovsky, G. Shaviv*, Astron. and Astrophys., 59, 387, 1977.
6. *M. Contini, B. Kozlovsky, G. Shaviv*, Astron. and Astrophys., 68, 443, 1978.
7. *K. Davidson*, Astrophys. J., 220, 177, 1978.
8. *J. Miller*, Astrophys. J., 220, 490, 1978.
9. *K. Davidson*, Astrophys. J., 228, 179, 1979.
10. *D. Pequignot, M. Dennefeld*, Astron. and Astrophys., 120, 249, 1983.
11. *В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцук*, Циркуляр Астрон. обсерв. Львов. ун-та, 51, 3, 1976.
12. *R. Fesen, R. Kirshner*, Astrophys. J., 258, 1, 1982.
13. *K. Davidson, T. Gull, S. Maran, T. Stecher, R. Fesen, R. Parise, C. Harvell, M. Kafatos, V. Trimble*, Astrophys. J., 253, 696, 1982.
14. *S. Butler, T. Heil, A. Dalgarno*, Astrophys. J., 241, 442, 1980.
15. *В. В. Головатый, Б. С. Новосядлый*, Вопросы астрофизики, Вестн. Львов. ун-та, сер. астрон., 57, 22, 1983.
16. *M. Penston*, Astrophys. J., 162, 771, 1970.
17. *A. Dalgarno, R. McCray*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 10, 375, 1972.
18. *M. Shull, van Stenberg*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 48, No. 1, 95, 1982.
19. *В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцук*, Изв. Крым. обсерв., 59, 164, 1979.
20. *M. Perinotto*, Diffuse Matter in Galaxies, Cargese, 1983, p. 205.
21. *В. В. Головатый, В. И. Проник*, Астрофизика, 25, 57, 1986.
22. *K. Davidson, Humphreys*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 88, No. 523, 312, 1976.
23. *D. Osterbrock, J. Miller*, Astrophys. J., 197, 535, 1975.
24. *В. В. Головатый, В. И. Проник*, Изв. Крым. обсерв., 44, 33, 1971.
25. *В. В. Головатый, В. И. Проник*, Циркуляр Астрон. обсерв. Львов. ун-та, 50, 10, 1975.

УДК: 52—355+520.224.72

## ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.

### V. ПОЛЕ $\alpha = 15^h 30^m$ , $\delta = +59^\circ 00'$

[Б. Е. МАРКАРЯН], Дж. А. СТЕПАНЯН, Л. К. ЕРАСТОВА

Поступила 7 января 1986

Принята к печати 20 мая 1986

Приводится пятый список объектов второго Бюраканского спектрального обзора неба, относящийся к площадке размерами  $4^\circ \times 4^\circ$  с координатами центра  $\alpha = 15^h 30^m$ ,  $\delta = +59^\circ 00'$ . Наблюдения проведены на 40—52" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории с набором трех объективных призм. Список содержит данные о 104 пекулярных по физической природе объектах и галактиках и 11 голубых звездах. На этой площадке обнаружены: 14 кандидатов в QSO и четыре сейфертовские галактики, 24 BSO, 27 галактик со значительным ультрафиолетовым континуумом и 39 эмиссионных галактик без заметного ультрафиолетового континуума. Поверхностная плотность QSO и галактик сейфертовского типа на изученной площадке до предельной звездной величины  $19^m 0$  более одного на квадратный градус, поверхностная плотность эмиссионных галактик — более четырех на квадратный градус.

Представляется пятый список пекулярных по физической природе объектов второго Бюраканского спектрального обзора неба. Список содержит объекты, расположенные в поле размерами  $4^\circ \times 4^\circ$  с координатами центра  $\alpha = 15^h 30^m$ ,  $\delta = +59^\circ 00'$ .

Наблюдения проведены на 40"—52" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в комбинации с набором трех объективных призм. Для этой площадки получено более десяти спектральных снимков на чувствительных в потоке азота эмульсиях Кодак IIIaJ и IIIaF с полутораградусной призмой (без светофильтров) и трех- и четырехградусными призмами в сочетании с соответствующими светофильтрами. Предельная звездная величина на лучших снимках этой области доходит до  $19^m 5$ .

Методика наблюдений, отбора и классификации объектов второго обзора описана в [1—3]. Настоящий список содержит данные о 104 объектах и 11 голубых звездах. В последовательных столбцах табл. 1 приведены: 1 — порядковый номер; 2 — обозначение SBS (The Second Byurakan Survey); 3 и 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0 г.; 5 — угловые размеры в секундах дуги; 5 — глазомерная оценка блеска в голубых лучах (B).

Таблица 1

№	Название SBS	Координаты		Размеры	$m_B$	Обзорный тип
		$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$			
1	2	3	4	5	6	7
1	1515+602	15 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 1	+60°12'	15×12"	17 <sup>m</sup> 5	sde
2	1515+610 A	15 15.3	+61 00	6	19.5	QSO:
3	1515+610 B	15 15.4	+61 00	8	17.5	BSO
4	1515+590	15 15.4	+59 01	10	17.5	sde:
5	1515+606	15 15.5	+60 36	10	18	ds3e:
6	1515+608	15 15.5	+60 48	7	18	QSO:
7	1515+579	15 15.7	+57 55	10×7	18	se
8	1516+588	15 16.1	+58 50	15×10	17	de
9	1516+580	15 16.3	+58 02	8	18	BSO
10	1516+579	15 16.9	+57 57	8	18	BSO
11	1517+576	15 17.6	+57 36	9	18	sde
12	1518+593	15 18.4	+59 20	12×10	16	Sy
13	1518+590	15 18.7	+59 01	4	19	QSO:
14	1518+587	15 18.8	+58 45	7	18.5	dse:
15	1520+572	15 20.3	+57 13	9	18.5	sd2e:
16	1521+598	15 21.0	+59 51	8	18	QSO
17	1521+589	15 21.4	+58 55	4	18.5	sde
18	1521+603	15 21.5	+60 22	12×7	18	de
19	1522+575 A	15 22.7	+57 33	5	18.5	sde:
20	1522+575 B	15 22.7	+57 34	6	18.5	dse:
21	1522+588	15 22.8	+58 52	14×7	19	dse
22	1522+593	15 22.8	+59 22	8	18.5	BSO
23	1523+590	15 23.2	+59 03	6	18.5	BSO
24	1523+589	15 23.8	+58 57	12×6	18.5	de
25	1524+604	15 24.1	+60 25	12	16	sd1e
26	1524+598	15 24.6	+59 50	6	18.5	QSO:
27	1524+575 A	15 24.7	+57 33	12	17.5	sd1e
28	1524+575 B	15 24.9	+57 33	12×9	18	ds3e:
29	1525+580 A	15 25.2	+58 04	12×8	17.5	sde:
30	1525+580 B	15 25.3	+58 01	7	17.5	QSO:
31	1525+600	15 25.3	+60 03	5	19	QSO
32	1525+573	15 25.6	+57 21	8×6	19	dse
33	1526+585 A	15 26.2	+58 33	10×6	17.5	s2e:
34	1526+585 B	15 26.2	+58 34	11×7	18	sd2e:
35	1526+574	15 26.5	+57 28	10	18	de:

Таблица (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
36	1527+584	15 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> .4	+58°29'	9×6"	18 <sup>m</sup>	sde:
37	1527+583	15 27.5	+58 23	12×9	18	dse:
38	1527+581	15 27.8	+58 07	8	17.5	QSO:
39	1528+585	15 28.3	+58 30	10	18	sd2e:
40	1528+589	15 28.5	+58 58	8×6	18.5	sle:
41	1528+577 A	15 28.8	+57 42	7	18	QSO:
42	1528+577 B	15 28.8	+57 47	12	17.5	sdle
43	1528+572	15 28.9	+57 16	5	18.5	BSO
44	1529+590	15.29.2	+59 03	7	18	BSO
45	1530+610	15 30.2	+61 02	12	18	dse:
46	1530+608	15 30.5	+60 48	12×9	18	d3
47	1531+604	15 31.2	+60 24	4	19.5	BSO
48	1531+572 A	15 31.2	+57 16	20×10	17	ds2e:
49	1531+572 B	15 31.4	+57 15	7	18	BSO
50	1532+589	15 32.4	+58 59	5	19	dse:
51	1532+585 A	15 32.5	+58 30	6	19	QSO
52	1532+582	15 32.5	+58 16	7	18.5	BSO
53	1532+583	15 32.7	+58 19	9	17.5	BSO
54	1532+591	15 32.8	+59 07	4	18.5	dse
55	1532+598	15 32.8	+59 50	6	18.5	BSO
56	1532+585 B	15 32.9	+58 31	7	18	ds2e:
57	1533+585	15 33.0	+58 32	14×10	18	de
58	1533+574	15 33.0	+57 28	18×14	17.5+18	dsle+sdle
59	1533+602 A	15 33.1	+60 14	20×7	18	de
60	1533+609	15 33.2	+60 58	5	18.5	de
61	1533+575	15 33.8	+57 33	7	18	BSO
62	1533+588	15 33.9	+58 49	6	19	QSO:
63	1533+602 B	15 33.9	+60 15	6	19	de:
64	1534+601	15 34.1	+60 09	4	19.5	QSO
65	1534+578	15 34.3	+57 48	9×6	18	de
66	1534+597	15 34.4	+59 44	3	19.5	QSO
67	1534+600	15 34.6	+60 00	12×10	17.5	ds2
68	1534+588	15 34.9	+58 53	10	17	BSO
69	1535+597	15 35.0	+59 44	15	15.4	se:
70	1535+581	15 35.6	+58 08	4	19	sd2e
71	1535+596	15 35.6	+59 41	4	19	BSO
72	1535+595	15 35.6	+59 33	30×10	15.7	dse

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
73	1536+573	15 36.0	+57°22'	9"	17 <sup>m</sup> 5	s3
74	1536+576	15 36.7	+57 36	6	18.5	d2
75	1536+588	15 36.7	+58 50	9×6	18	sd1e
76	1536+577	15 36.9	+57 46	12	17.5	sd2e:
77	1536+593	15 36.9	+59 16	3	19.5	BSO
78	1537+595	15 37.0	+59 31	5	19	QSO
79	1537+606	15 37.2	+60 41	6	18.5	sd2
80	1537+573	15 37.3	+57 18	12×9	17.5	ds2
81	1537+588	15 37.3	+58 52	4	19.5	BSO
82	1537+572	15 37.6	+57 17	7	18	BSO
83	1538+580	15 38.4	+58 00	4	18.5	de
84	1538+588	15 38.4	+58 50	6	18	BSO
85	1538+607	15 38.6	+60 42	8	17.5	dse:
86	1538+574	15 38.7	+57 24	8	17.5	s1e:
87	1538+584	15 38.8	+58 25	4	19.5	se
88	1538+587	15 38.8	+58 45	6	18.5	BSO
89	1539+604	15 39.0	+60 24	6	18.5	BSO
90	1539+597	15 39.2	+59 45	18×12	16.5	sd3e
91	1540+576	15 40.0	+57 41	10×7	18	de:
92	1540+575	15 40.5	+57 35	14×7	18.5	de:
93	1541+570	15 41.3	+57 05	4	19.5	BSO
94	1541+597	15 41.6	+59 44	6	18.5	de:
95	1541+590	15 41.8	+59 04	4	19.5	se
96	1542+574	15 42.3	+57 24	14×10	18	d2e
97	1542+573 A	15 42.4	+57 23	24×10	18	de
98	1542+573 B	15 42.5	+57 22	5	19	de
99	1543+598	15 43.0	+59 51	9×6	18.5	de
100	1543+610	15 43.1	+61 02	8	18.5	de:
101	1543+593	15 43.2	+59 21	8	17.5	Sy
102	1543+602	15 43.4	+60 17	6	19	BSO
103	1545+585	15 45.3	+58 30	6	18.5	BSO
104	1545+592	15 45.8	+59 17	10	17.5	sd2e

## ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТОВ

1515+602 — Овальная, с диффузными границами. Наблюдается умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и  $N_1 + N_2 + H_{\beta}$ , соответствующие  $z \sim 0.040$ .

- 1515+610 А— Очень голубой совершенно звездный объект. Скорее всего, QSO.
- 1515+610 В— Очень голубой звездный объект.
- 1515+590 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. Данные относятся к ядру.  $H_2$  намечается при  $z \sim 0.020$ .
- 1515+606 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. Красная.
- 1515+608 — Голубой звездный объект. Показывает нетипичное для звезд распределение энергии в непрерывном спектре. Возможно, QSO.
- 1515+579 — Сфероидальная, голубая. В эмиссии как будто намечаются  $N_1 + N_2 + H_3$ .
- 1516+588 — Сфероидальная, голубая. Вытянута почти по  $\delta$ . Умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и  $N_1$  наблюдаются на  $z \sim 0.040$ .
- 1516+580 — Голубой звездный объект.
- 1516+579 — Голубой звездный объект. Имеет выступ или спутник на северо-западе.
- 1517+576 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. На низкодисперсионных снимках наблюдается умеренной интенсивности  $H_\alpha$  с  $z \sim 0.030$ .
- 1518+593 — Почти сферическая. По распределению энергии в непрерывном спектре можно уверенно предсказать наличие сейфертовских особенностей. Описан Цвикки [5] как один из членов группы компактных галактик, при предположении, что на центральную область галактики проектируется звезда. В действительности объект является сейфертовской галактикой первого типа и имеет сильно конденсированное звездообразное ядро. Целевой спектр описан нами в [1].
- 1518+590 — Голубой объект. По намечающимся уплотнениям в ультрафиолетовой области спектра можно заподозрить природу QSO.
- 1518+587 — Сферическая. Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. В желтой части спектра намечаются эмиссии, по-видимому,  $N_1$  и  $H_3$ .
- 1520+572 — Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Голубая галактика. Уступает по интенсивности звездам таких же изображений.
- 1521+598 — Голубой звездный объект. Намечается утолщение на  $\lambda 4300$ .
- 1521+589 — Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Умеренной интенсивности  $H_\alpha$  наблюдается на  $z \sim 0.035$ .

- 1521+603 — Сфероидальная. Голубая. Наблюдается в эмиссии  $H_\alpha$  с  $z \sim 0.035$ .
- 1522+575 A— Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. В желтой области спектра намечается эмиссия, по-видимому,  $N_1 + N_2 + N_3$ .
- 1522+575 B— Сферическая, красная. В желтой области спектра намечается эмиссия, по-видимому,  $N_1$ .
- 1522+588 — Сфероидальная, голубая. Вытянута с северо-востока на юго-запад.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.035$ .
- 1522+593 — Голубой звездный объект.
- 1523+590 — Голубой звездный объект.
- 1523+589 — Овальная. Голубая. Вытянута по  $\alpha$ . Наблюдается умеренной интенсивности эмиссия в желтой области спектра, по-видимому,  $N_1$ .
- 1524+604 — Сферическая. Очень компактная. Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Нейтрального цвета. Не исключена возможность наличия слабых сейфертовских особенностей. VII Zw 603 [5].
- 1524+598 — В голубой области низкодисперсионного спектра намечается утолщение. Вероятно, QSO.
- 1524+575 A— Сферическая. Голубая. Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. На низкодисперсионных снимках наблюдается очень сильная  $H_\alpha$  с  $z \sim 0.040$ .
- 1524+575 B— Сфероидальная. Очень голубая. Вытянута почти по  $\delta$ .
- 1525+580 A— Сфероидальная. Красная. В желтой области спектра намечается эмиссия.
- 1525+580 B— Голубой звездный объект. Возможно QSO.
- 1525+600 — Очень голубой звездный объект. По особенностям в распределении энергии в непрерывном спектре и по намечающимся узлам можно заподозрить природу QSO.
- 1525+573 — Овальная. Вытянута по  $\alpha$ . В желтой области спектра намечается эмиссия, по-видимому,  $N_1$ .
- 1526+585 — Овальная. Красная. Вытянута почти по  $\delta$ .
- 1526+585 B— Овальная. Голубая. Вытянута почти по  $\alpha$ . Сильная  $H_\alpha$  наблюдается при  $z \sim 0.040$ .
- 1526+574 — Ядерная область диффузной галактики. Голубая.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.035$ .
- 1527+584 — Вытянута по  $\delta$ . Голубая. В синей и желтой областях спектра на низкодисперсионных снимках намечаются эмиссионные линии.

- 1527+583 — Ядро галактики неясной структуры. Очень голубая. Намечается  $H_2$  при  $z \sim 0.020$ .
- 1527+581 — Голубой, совершенно звездный объект. Возможно, QSO.
- 1528+585 — Сферическая, голубая галактика. Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Уступает по интенсивности звездам таких же изображений.
- 1528+589 — Овальная. Очень голубая. Вытянута по  $\delta$ . По распределению энергии в непрерывном спектре можно заподозрить наличие сейфертовских особенностей.
- 1528+577 A — Очень голубой объект. По особенностям распределения энергии в непрерывном спектре можно заподозрить природу QSO.
- 1528+577 B — Сферическая. Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Уступает по интенсивности звездам таких же изображений. Наблюдается умеренной интенсивности эмиссия при  $\lambda$  5300, по-видимому,  $N_1 + N_2 + H_3$ .
- 1528+572 — Очень голубой звездный объект.
- 1529+590 — Имеет сильный и далекий ультрафиолетовый континуум. Распределение энергии в непрерывном спектре на низкодисперсионных снимках не соответствует цвету объекта на Паломарских картах.
- 1530+610 — Сферическая, со слабым ореолом. Красная.  $H_2$  намечается на  $z \sim 0.035$ .
- 1530+608 — Овальная.
- 1531+604 — Голубой звездный объект.
- 1531+572 A — Сфероидальная, голубая. Вытянута по  $\delta$ .
- 1531+572 B — Голубой звездный объект.
- 1532+589 — Сфероидальная, красная. Намечаются  $H_2$  и  $N_1$ , соответствующие  $z \sim 0.020$ .
- 1532+585 A — Голубой, совершенно звездный объект. В синей и ультрафиолетовой частях спектра наблюдаются узлы. Вероятно, QSO.
- 1532+582 — Голубой звездный объект. Цвет на картах Паломарского атласа не соответствует распределению энергии в непрерывном спектре на обзорных снимках. Не исключено, что является галактикой.
- 1532+583 — Голубой звездный объект. По распределению энергии в непрерывном спектре и его несоответствию цвету объекта на картах Паломарского атласа — скорее всего галактика, в противном случае — пекулярная звезда.

- 1531+591 — Ядерная область галактики неясной структуры. На юге имеет спутник  $\sim 19^m$ . Как у самой галактики, так и у спутника, намечаются  $H_\alpha$  и  $N_1$  на  $z \sim 0.030$ .
- 1532+598 — Голубой звездный объект.
- 1532+585 В — Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Голубая.
- 1533+585 — Тесно-двойная в контакте. На низкодисперсионных снимках намечаются  $N_1+N_2+N_3$ .
- 1533+574 — Тесно-двойная в контакте, с расстоянием между компонентами около  $8''$ . Очень голубая. На низкодисперсионных спектрах у юго-восточного компонента наблюдаются очень сильные  $H_\alpha$ ,  $N_1+N_2+N_3$  и  $[O II] \lambda 3727$ , у северо-западного указанные эмиссии слабее. Красное смещение обоих компонентов около 0.005. VII Zw 611 [5].
- 1533+602 А — Сфероидальная. Голубая. Вытянута с северо-востока на юго-запад.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.010$ .
- 1533+609 — Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Голубая. Умеренной интенсивности  $H_\alpha$  наблюдается при  $z \sim 0.035$ .
- 1533+575 — Голубой звездный объект.
- 1533+588 — Очень голубой, совершенно звездный объект. Возможно, QSO.
- 1533+602 В — Сферическая компактная галактика. Голубая.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.010$ .
- 1534+601 — Голубой, совершенно звездный объект. Имеет сильный ультрафиолетовый континуум. Вероятно, QSO.
- 1534+578 — Сфероидальная, очень красная. Слабая  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.040$ .
- 1534+597 — Показывает типичное для QSO распределение энергии в непрерывном спектре. В ультрафиолетовой области спектра наблюдаются эмиссионные линии.
- 1534+600 — Овальная, с выступом на севере. Голубая.
- 1534+588 — Очень голубой звездный объект. В спектре намечаются узлы. Не исключено, что является галактикой, возможно, галактикой сейфертовского типа.
- 1535+597 — Ядерная область спиральной галактики. Намечаются  $H_\alpha$ ,  $N_1$  и  $N_3$ . МКГ 10-22-23.
- 1535+581 — Ядро галактики неясной структуры. Голубая. В желтой и ультрафиолетовой частях спектра намечаются эмиссионные линии.

- 1535+596 — Очень голубой звездный объект. В ультрафиолетовой части спектра намечается утолщение.
- 1535+595 — Линзовидная, голубая. На низкодисперсионных снимках наблюдаются умеренной интенсивности  $H_2$ ,  $N_1+N_2+H_3$ , а также  $H_1$  при  $z \sim 0.010$ . NGC 5976.
- 1536+573 — Сферическая. Красная. Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения, но уступает по интенсивности звездам таких же изображений.
- 1536+576 — Ядерная область галактики неясной структуры. Очень голубая. Диффузная. На юго-востоке имеет слабый спутник  $\sim 19^m.5$ .
- 1536+588 — Овальная, очень голубая. Наблюдается очень сильная эмиссия при  $\lambda 4200$ , по-видимому, [O II]  $\lambda 3727$  и эмиссия на  $\lambda 5300$  —  $N_1+N_2+H_3$ .
- 1536+577 — Система типа M 51. На юго-восточной ветви яркой галактики находится слабая галактика — спутник  $19^m$ . Данные относятся к ядерной области яркой галактики. МКГ 10-22-28.
- 1536+593 — Голубой звездный объект.
- 1537+595 — Показывает типичное для QSO распределение энергии в непрерывном спектре.
- 1537+606 — Сферическая.
- 1537+573 — Овальная, голубая.
- 1537+588 — Голубой звездный объект.
- 1537+572 — Очень голубой звездный объект.
- 1538+580 — Сферическая, красная. Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения.  $H_2$  намечается на  $z \sim 0.035$ .
- 1538+588 — Голубой звездный объект с сильным ультрафиолетовым континуумом.
- 1538+607 — Сферическая, с еле заметной короной. Красная.  $H_2$  намечается на  $z \sim 0.020$ .
- 1538+574 — Голубой звездообразный объект. На низкодисперсионных снимках как будто намечаются эмиссионные линии. По-видимому, сильно конденсированная галактика. По распределению энергии в непрерывном спектре не исключено, что обладает сейфертовскими особенностями.
- 1538+584 — Чрезвычайно голубая звездообразная галактика. На низкодисперсионных снимках наблюдается очень сильная  $N_1$  и умеренной интенсивности [O II]  $\lambda 3727$ .
- 1538+587 — Голубой звездный объект.

- 1539+604 — Голубой звездный объект.
- 1539+597 — Овальная, нейтрального цвета. Умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и  $N_1$  наблюдаются на  $z \sim 0.010$ . МКГ 10-22-33.
- 1540+576 — Овальная, очень голубая. Вытянута почти по  $\delta$ .  $H_\alpha$  намечается при  $z \sim 0.015$ .
- 1540+575 — Овальная, голубая. Вытянута почти по  $\delta$ .  $H_\alpha$  намечается при  $z \sim 0.020$ .
- 1541+570 — Голубой звездный объект.
- 1541+597 — Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Голубая. Уступает по интенсивности звездам таких же изображений. В желтой области спектра намечается эмиссия.
- 1541+590 — Чрезвычайно голубой звездный объект. На низкодисперсионных снимках наблюдаются сильные  $N_1+N_2+H\beta$ .
- 1542+574 — Расположена на северо-западной ветви яркой, по-видимому, спиральной галактики, SBS 1542+573 А. Очень голубая. Наблюдаются очень сильные эмиссионные линии  $H_\alpha$ ,  $N_1$  и  $H\beta$ , соответствующие  $z \sim 0.005$ .
- 1542+573 А — Яркая, по-видимому, спиральная галактика. Очень голубая. Звездная величина относится к ядерной области. В спектре наблюдаются сильные  $H_\alpha$  и  $N_1$ , соответствующие  $z \sim 0.005$ . МКГ 10-12-35.
- 1542+573 В — Расположена на юго-восточной ветви вышеописанной галактики SBS 1542+573 А.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.005$ .
- 1543+598 — Овальная, голубая.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.015$ .
- 1543+610 — Сфероидальная, голубая.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.010$ .
- 1543+593 — Сферическая с выбросом на северо-западе и слабым ореолом. Очень голубая. По распределению энергии в непрерывном спектре можно предсказать наличие сейфертовских характеристик.
- 1543+602 — Голубой звездный объект.
- 1545+585 — Голубой звездный объект.
- 1545+592 — Ядро галактики неясной структуры. Голубая.  $H_\alpha$  намечается на  $z \sim 0.010$ .

Звездные величины ярче  $B = 15^m7$  взяты из каталога Цвикки [4], для трех объектов, номера которых указаны в описаниях, — из каталога [5]; 7 — обзорный тип объекта согласно разработанной ранее двумерной классификации.

В описаниях к табл. 1 приведены спектральные и морфологические особенности обнаруженных объектов. Для ряда галактик даны приближенные значения красных смещений (с точностью 0.005), когда они не пре-

вышают 0.043, определенные по положению линий  $H_{\alpha}$ ,  $[S II]$ ,  $H_{\beta}$  и  $N_1$  на обзорных снимках. В табл. 2 приведен список 11 голубых звезд, обнаруженных в этом поле.

Таблица 2

№	Название SBS	Координаты		$m_B$
		$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	
1	1517+584	$15^h 17^m.3$	$+58^{\circ}29'$	$18^m.5$
2	1524+601	15 24.8	+60 08	16.5
3	1526+572	15 26.2	+57 13	18
4	1527+598	15 27.7	+59 51	17
5*	1527+612 A	15 27.7	+61 12	17.5
6*	1527+612 B	15 27.9	+61 12	17.5
7	1530+603	15 30.1	+60 21	17.5
8	1534+571 A	15 34.6	+57 10	17.5
9	1534+571 B	15 34.9	+57 08	18
10	1535+609	15 35.1	+60 58	17.5
11	1544+600	15 44.0	+60 04	14

\* У объектов № 5 и 6 на низкодисперсионных снимках наблюдаются широкие линии поглощения. Эти объекты, по-видимому, являются белыми карликами.

Распределение объектов по типам приведено в табл. 3.

Таблица 3

Тип	Галактики			QSO	BSO	BS	Всего
	с УФ-избытком		без УФ-избытка				
		Sy					
Количество	23	4	39	14	24	11	115

Кроме указанных выше объектов на этой площадке находятся две галактики Маркаряна—Марк 289 и хорошо известная сейфертовская галактика первого типа — Марк 290. Здесь же расположен двойной квазар, обнаруженный Арпом в окрестности NGC 5982—UB1 и UB2 [6], совпадающий по координатам с SBS 1537+595.

Среди отобранных галактик найдены две тесно-двойные системы, SBS 1533+585 и SBS 1533+574, не разрешимые на картах Паломарского обозрения, однако разрешаемые на обзорных снимках, полученных на эмульсии Кодак IIIaJ. SBS 1536+577 является системой типа M 51. Галактики SBS 1542+574 и SBS 1542+573 A и B, по-видимому, являются системой взаимодействующих галактик. В яркой,  $m \sim 1^m$ , галактике-

МКГ 10-22-13, на низкодисперсионных снимках наблюдается несколько сверхассоциаций, в спектрах которых выделяются сильные эмиссионные линии  $H_{\alpha}$  и  $N_I$ .

Обнаружены четыре кандидата в сейфертовские галактики и 14 кандидатов в QSO. Таким образом поверхностная плотность QSO и родственных им объектов сейфертовского типа составляет более одного на квадратный градус, без учета возможных QSO и Sy среди голубых звездных объектов. С учетом последних поверхностная плотность этих объектов должна быть около 1.5 на квадратный градус до 19 звездной величины.

Поверхностная плотность эмиссионных галактик на этом поле более четырех на квадратный градус.

Карты отождествления объектов табл. 1 и 2, отпечатанные с голубых карт Паломарского обозрения, приведены в конце статьи.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. V.  
THE RESULTS OF THE AREA CENTERED ON  $\alpha = 15^h 30^m$ ,  
 $\delta = +59^{\circ} 00'$

B. E. MARKARIAN, J. A. STEPANIAN, L. K. ERASTOVA

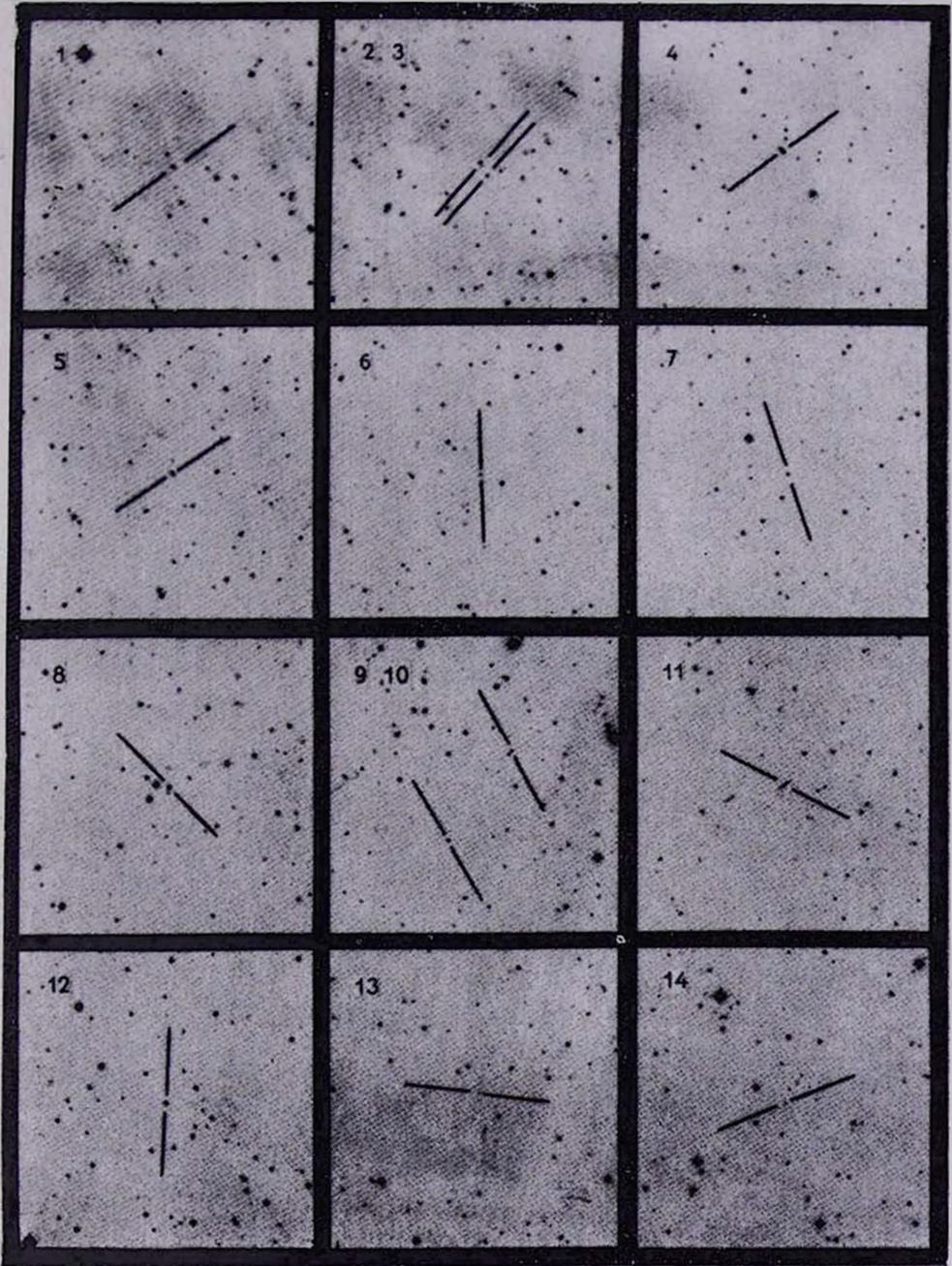
The fifth list of objects of the Second Byurakan Survey covering a field of  $4^{\circ} \times 4^{\circ}$  degrees and centered on  $\alpha = 15^h 30^m$ ,  $\delta = +59^{\circ} 00'$  is presented. The observations are made with the 40—52" Schmidt telescope of BAO using a set of three objective prisms. This list contains data on 104 peculiar by their physical nature galaxies and objects and 11 blue stars. In the given area: 14 candidates for QSO, 4 Seyfert galaxies, 24 BSO, 27 galaxies with significant UV continuum and 39 emission galaxies without significant UV continuum were found. The surface density of QSO and Sy objects till 19<sup>m</sup> is more than one on a square degree. The surface density of emission galaxies is more than four per square degree.

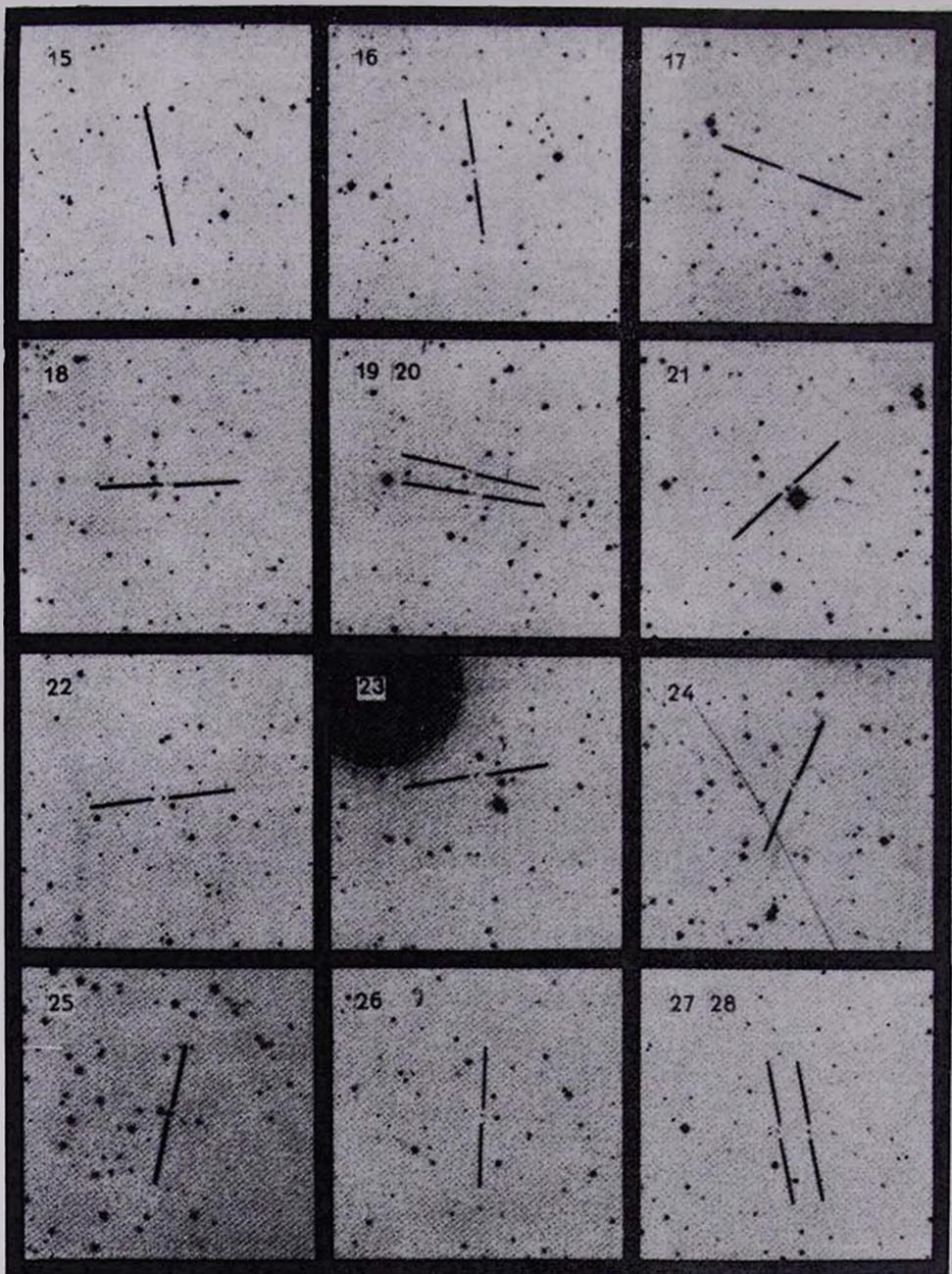
ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.
4. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, Switzerland, 4, 1968.
5. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, Switzerland, 1971.
6. M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, ESO Scientific Report, No. 1, 1984.

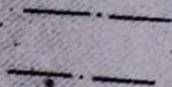
# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в голубых лучах). Размеры 16'×16'. Север сверху, восток слева.





29 30



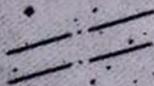
31



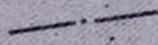
32



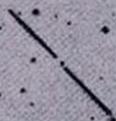
33 34



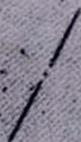
35



36



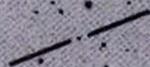
37



38



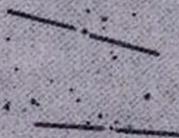
39



40 44



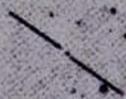
41 42



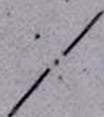
43



45



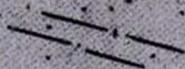
46



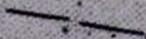
47



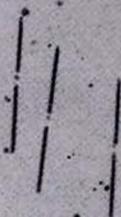
48 49



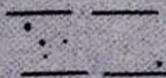
50



51 56 57



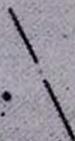
52 53



54



55



58

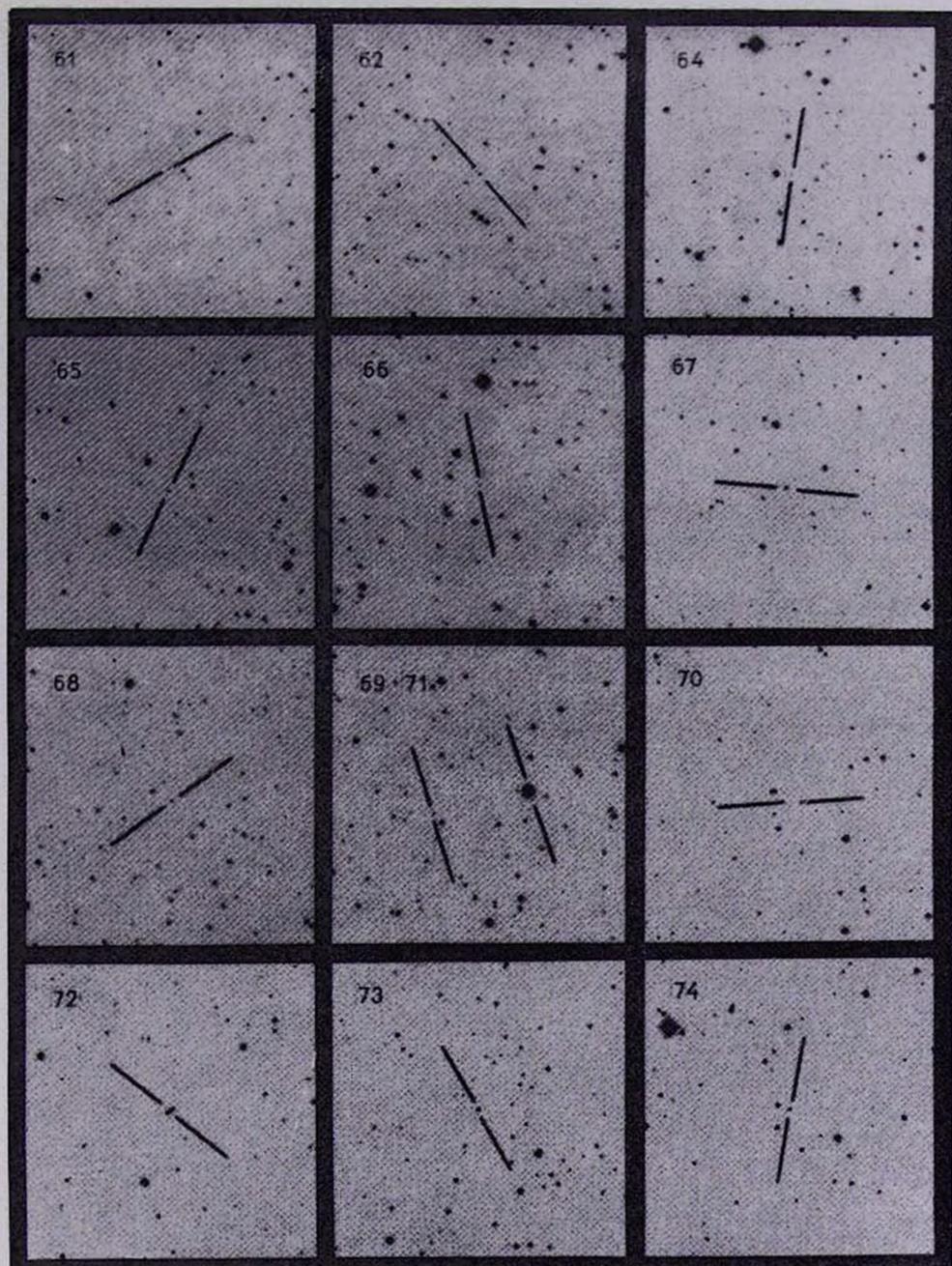


59-63

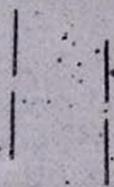


60





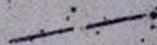
75 .81



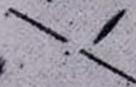
76



77



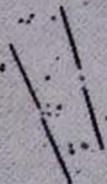
78



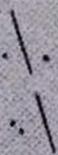
79



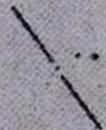
80 82



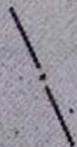
83



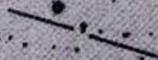
84



85



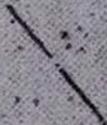
86

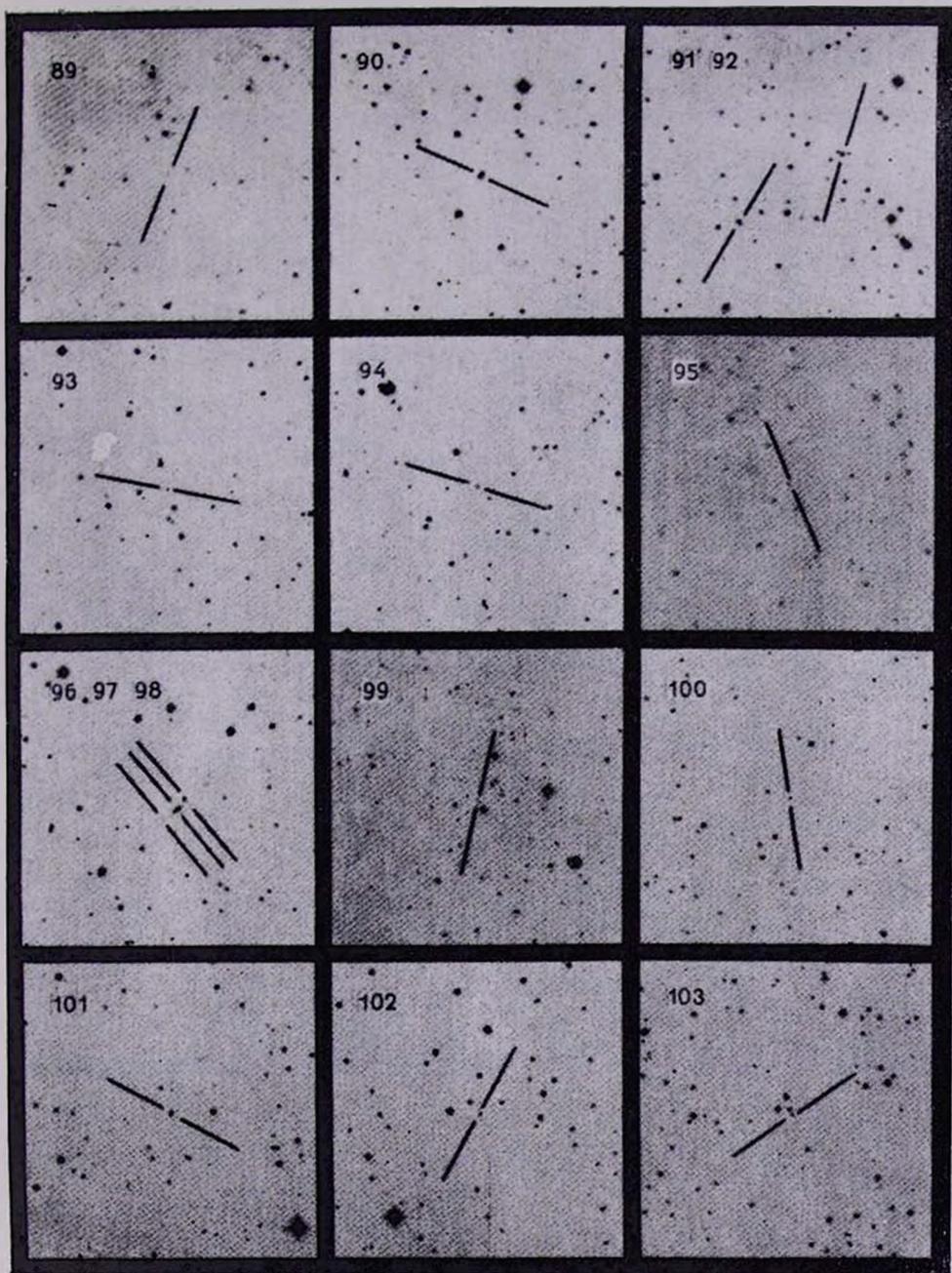


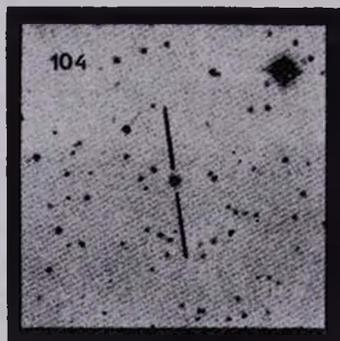
87



88

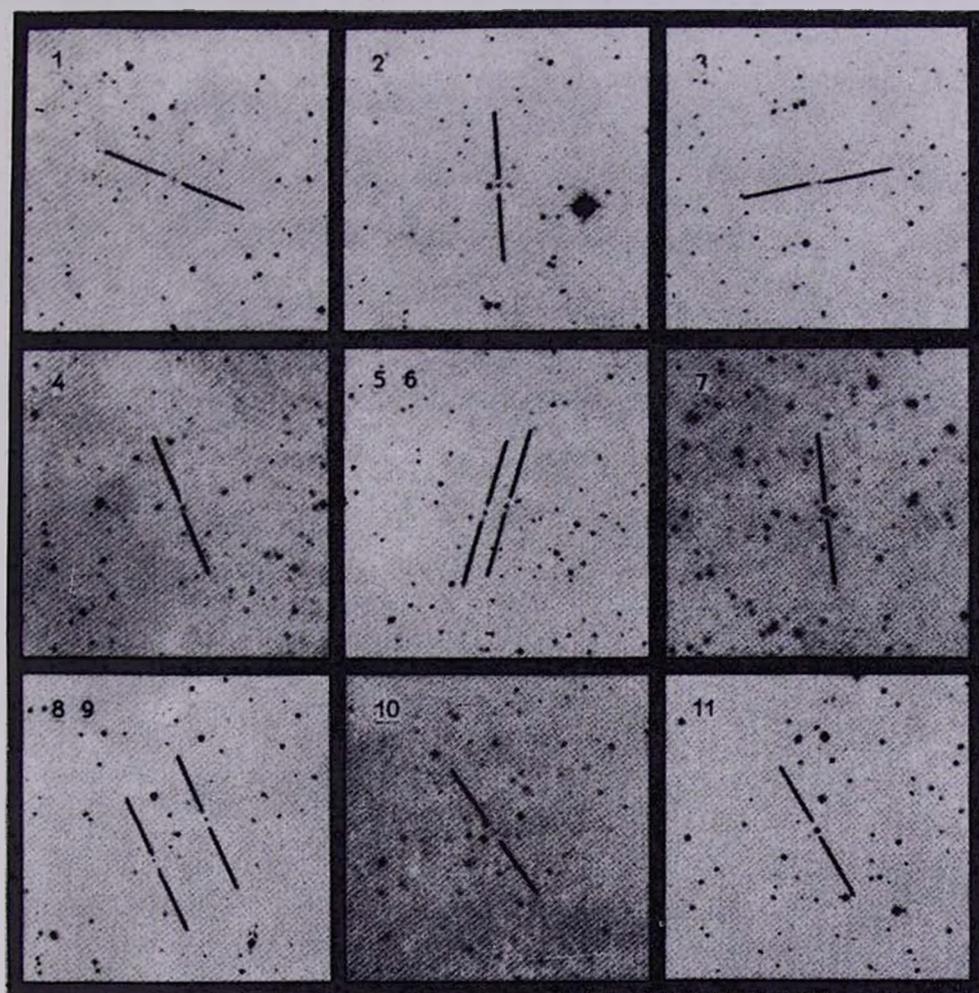






К ст. Б. Е. Маркаряна, Дж. А. Степаняна, Л. К. Ерастовой

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗД  
(в голубых лучах). Размеры  $16' \times 16'$ . Север сверху, восток слева.



К ст. Б. Е. Маркаряна, Дж. А. Степанина, Л. К. Ерастовой

УДК: 524.68—4

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ АНАЛОГИ  
S-ЭЛЛИпсоИДОВ РИМАНА С ГАЛО

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 15 октября 1985

Принята к печати 20 мая 1986

Сфероидальное гало обеспечивает равновесие бесстолкновительных аналогов S-эллипсоидов Римана с осцилляциями частиц по направлению их вращения. Последовательности бесстолкновительных трехосных эллипсоидов начинаются и кончаются динамически устойчивыми членами бесстолкновительных вложенных сфероидов. Как жидкие, так и бесстолкновительные S-эллипсоиды Римана со слабым гало обладают свойствами, напоминающими бары SB-галактик.

1. *Введение.* В наиболее общей постановке классическая теория эллипсоидальных фигур равновесия однородной гравитирующей массы была развита Риманом (см. [1]). Его S-эллипсоиды и эллипсоиды типов I, II, III охватывают всевозможные фигуры одиночной массы, имеющие во вращающейся системе отсчета внутренние течения постоянной завихренности.

С точки зрения астрофизических приложений фигуры равновесия одиночных масс не представляют большого интереса. Наблюдаемые астрономические объекты гетерогенны и представляют систему из взаимнопроникающих подсистем с разными динамическими и кинематическими характеристиками. Поэтому при исследовании динамики той или иной подсистемы необходим учет гравитации других подсистем. Таким образом возникла теория вложенных фигур равновесия, учитывающая гравитационное действие большой подсистемы на фигуры равновесия заключенной в нее вращающейся гравитирующей или легкой подсистемы [2—5]. В работе [6] были обобщены S-эллипсоиды Римана с учетом гравитации сфероидального гало и систематизированы последовательности вложенных эллипсоидов в зависимости от свойств гало. Один из важных результатов учета гало заключался в возникновении новой ветви сильно сплюснутых эллипсоидов с циркулирующей частиц по направлению их вращения.

Известно, что звездные системы типа галактик характеризуются чрезвычайно большими длинами свободного пробега звезд, т. е. являются бесстолкновительными. Поэтому в последние годы стала бурно развиваться теория фигур равновесия бесстолкновительных гравитирующих систем, где

широко применяются методы из сходно поставленных задач теории холодной плазмы. Успехи и трудности этой теории изложены в монографии [7]. Полученные пока точные эллипсоидальные модели одиночных однородных масс [8, 9] резко отличаются от классических эллипсоидов Маклорена и Якоби.

Построенная в работе [10] бесстолкновительная модель эллипсоидов с наклонным вращением обобщает модель Фримана [8] и по некоторым свойствам напоминает жидкие эллипсоиды Римана типов I—III.

Модель бесстолкновительных трехосных эллипсоидов, полученная в работе [11] с учетом приливного действия спутника, является бесстолкновительным аналогом жидких эллипсоидов Роша—Римана [1].

Попытка построения одиночных бесстолкновительных аналогов S-эллипсоидов Римана дала отрицательный результат [7]. В работе [12] было показано, что сфероидальное гало обеспечивает равновесие эллипсоидов, частицы которых во вращающейся с эллипсоидом системе отсчета в плоскости вращения движутся по подобным к граничному эллипсу траекториям (как у S-эллипсоидов Римана), а по оси вращения совершают гармонические колебания. Подробное исследование свойств этих бесстолкновительных эллипсоидов и их систематизация в настоящей работе показывают на их глубокую аналогию с S-эллипсоидами Римана с положительными внутренними осцилляциями жидкости.

Как жидкие, так и бесстолкновительные S-эллипсоиды Римана со слабым гало обладают свойствами, напоминающими бары SB-галактик.

2. Основные уравнения задачи и фазовая модель эллипсоидов. Равновесие бесстолкновительных эллипсоидов с гало определяется системой уравнений (по повторяющимся индексам производится суммирование)

$$v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \left\{ [\vec{\Omega} [\vec{\Omega} \vec{x}]]_i + 2 [\vec{v} \vec{\Omega}]_i + \frac{\partial}{\partial x_i} (V + V_*) \right\} \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 V = -4\pi G \int f(\vec{x}, \vec{v}) d\vec{v} = -4\pi G \rho \theta \left( 1 - \frac{x_i^2}{a_i^2} \right), \quad (2)$$

где  $\theta(z)$  — единичная функция Хэвисайда,  $V(\vec{x})$  и  $V_*(\vec{x})$  — внутренние гравитационные потенциалы вложенного эллипсоида и сфероидального гало соответственно,

$$V(\vec{x}) = -\pi G \rho A_i x_i^2; \quad V_*(\vec{x}) = -\pi G \rho_* [A_* (x_1^2 + x_2^2) + C_* x_3^2], \quad (3)$$

$$A_i = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i^2 + s) \Delta(s)}; \quad \Delta^2(s) = (a_1^2 + s)(a_2^2 + s)(a_3^2 + s).$$

$$A_* = 1 - C_*/2 = \frac{c}{1-c^2} \left( \frac{1}{\sqrt{1-c^2}} \arcsin \sqrt{1-c^2-c} \right), \quad (4)$$

где  $\rho, \rho_*$  — однородные плотности масс эллипсоида и гало соответственно,  $a_i$  ( $i = 1; 2; 3$ ) — полуоси эллипсоида,  $c$  — отношение полуосей сфероида гало ( $c \leq 1$ ).

Система уравнений (1)–(3) допускает существование трехосных эллипсоидов, частицы в которых совершают гармонические колебания с частотой  $\omega = \sqrt{2A_* + 2cC_*}$  по оси вращения  $x_3$  и движутся по эллиптическим орбитам, подобным и концентрическим граничным эллипсам в плоскости вращения:

$$x_1 = \varepsilon a_1 e^{i\omega t}; \quad x_2 = -i\varepsilon a_2 e^{i\omega t}; \quad 0 < \varepsilon \leq 1. \quad (5)$$

Им соответствует функция распределения [7, 12]

$$f(\vec{x}, \vec{v}) = \frac{\rho}{\pi \omega a_3} \frac{\delta\left(v_1 + \lambda \Omega \frac{a_1}{a_2} x_2\right) \delta\left(v_2 - \lambda \Omega \frac{a_2}{a_1} x_1\right)}{\sqrt{1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{v_3^2}{\omega^2 a_3^2}}} \theta\left(1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{v_3^2}{\omega^2 a_3^2}\right), \quad (6)$$

где параметр  $\lambda$  представляет частоту осцилляций звезд по эллиптическим орбитам в единицах угловой скорости вращения фигуры:  $\nu = \lambda \Omega$ . Более общая функция распределения типа (6) была получена в работе [11] с учетом приливного потенциала компаньона.

Скорость усредненного движения частиц во вращающейся системе отсчета, связанной с главными осями эллипсоида

$$\vec{u} = \int \vec{v} f(\vec{x}, \vec{v}) d\vec{v} = \left( -\nu \frac{a_1}{a_2} x_2; \nu \frac{a_2}{a_1} x_1; 0 \right), \quad (7)$$

точно совпадает со скоростью внутренних движений жидкости в S-эллипсоиде Римана. Поэтому эллипсоиды (6) можно считать бесстолкновительными аналогами S-эллипсоидов Римана.

С помощью (6) и (1) получаем уравнения

$$\begin{aligned} \Omega^2 \left( 1 + \lambda^2 + 2\lambda \frac{a_2}{a_1} \right) &= 2A_1 + 2cA_*; \\ \Omega^2 \left( 1 + \lambda^2 + 2\lambda \frac{a_1}{a_2} \right) &= 2A_2 + 2cA_*, \end{aligned} \quad (8)$$

которые, аналогично формулам (5) работы [6], дают физические и геометрические свойства вложенных бесстолкновительных эллипсоидов:

$$\lambda^2 - 2\lambda \frac{B_{12} + \kappa A_*}{a_1 a_2 A_{12}} + 1 = 0; \quad \Omega^2 = \frac{a_1 a_2 A_{12}}{\lambda} \quad (9)$$

где время измеряется в единицах  $(\pi G \rho)^{-1/2}$ ,  $\kappa$  — отношение плотностей масс гало и вложенного эллипсоида:  $\kappa = \rho/\rho_*$ ;  $A_{ik}$ ,  $B_{ik}$  — положительные величины,

$$A_{ik} = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i^2 + s)(a_k^2 + s)\Delta}; \quad B_{ik} = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{s ds}{(a_i^2 + s)(a_k^2 + s)\Delta} \quad (10)$$

Формулы (9) можно получить из формул (6) и (7) работы [6] формальной подстановкой  $a_3 = 0$ . Этот переход имеет важную физическую основу, но не геометрическую, так как ниже будет видно, что бесстолкновительные эллипсоиды с гало могут иметь отличные от нуля значения  $a_3$  (вплоть до бесконечности). Физическое отличие жидких и бесстолкновительных моделей обусловлено разностью их функций распределения. Жидкие модели характеризуются изотропными функциями распределения, в то время как модель (6) является холодной в плоскости вращения и имеет отличную от нуля дисперсию скоростей вдоль оси вращения  $x_3$ :

$$\langle v_3^2 \rangle = \frac{1}{\rho} \int v_3^2 f(\vec{x}, \vec{v}) d\vec{v} = \frac{1}{2} \omega^2 a_3^2 \left( 1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} \right).$$

Устремляя в жидкой модели  $a_3$  к нулю (заменяя  $\rho \rightarrow \frac{\text{const}}{a_3}$ ), мы обращаем в нуль давление. Поэтому полученная плоская фигура с поверхностной плотностью

$$\sigma(x_1, x_2) = \text{const} \sqrt{1 - \frac{x_1^2}{a_1^2}}, \quad i = 1, 2$$

является полностью холодной. Такие двумерные холодные модели широко обсуждаются в литературе [13—16]. Тот факт, что модель (6) является трехмерной ( $a_3 > 0$ ), обусловлен отличной от нуля дисперсией скоростей вдоль оси  $x_3$ .

Как в жидкой модели (см. уравнение (7) работы [6]), первое уравнение (9) инвариантно относительно преобразования  $\lambda \rightarrow \lambda^{-1}$ , т. е. теорема Дедекинда справедлива и для бесстолкновительных эллипсоидов: если существует эллипсоид, вращающийся с угловой скоростью  $\Omega$  и имеющий внутренние осцилляции частиц с частотой  $\nu$ , то этот эллипсоид является фигурой равновесия, если  $\Omega$  и  $\nu$  меняются ролями [1]. Эти эллипсоиды называются сопряженными.

В жидкой модели S-эллипсоидов Римана возможны эллипсоиды как с отрицательной внутренней циркуляцией жидкости ( $\lambda < 0$ ), так и с положительной циркуляцией ( $\lambda > 0$ ). Бесстолкновительные эллипсоиды характеризуются лишь положительными значениями  $\lambda$ , т. е. движения частиц по эллиптическим орбитам происходят только по направлению вращения фигуры. Поэтому характерные для эллипсоидов Фримана противотоки в инерциальной системе отсчета в модели (6) отсутствуют.

Из (9) также следует отсутствие эллипсоидов с  $\lambda = 0$  (бесстолкновительные аналоги эллипсоидов Якоби и Дедекинда).

Условие действительности угловой скорости вращения

$$xA_* \geq a_1 a_2 A_{12} - B_{12}, \quad (11)$$

аналогичное условию (9) работы [6], дает возможную геометрию вложенных бесстолкновительных эллипсоидов. Для одиночных фигур ( $x = 0$ ) условие (11) удовлетворяется в трех случаях:  $a_1 = a_2$  — сфероид;  $a_3 = \infty$  — вращающийся с  $\Omega^2 = 2a_1 a_2 (a_1^2 + a_2^2)$  эллиптический цилиндр;  $a_3 = \infty$  — покоящийся эллиптический цилиндр. Все они подробно рассмотрены в работах [17—19].

Условие (11) не допускает существования одиночных трехосных бесстолкновительных эллипсоидов [7]. В работе [12] было показано, что сфероидальное гало обеспечивает равновесие трехосных эллипсоидов с галекториями (5). Поэтому бесстолкновительные аналоги S-эллипсоидов Римана существуют только при наличии сфероидального гало.

3. Вложенные бесстолкновительные сфероиды ( $a_1 = a_2 \equiv 1$ ). В работе [12] был исследован вопрос устойчивости вложенных бесстолкновительных сфероидов по отношению к тороидальным формам колебаний и был получен критерий их динамической устойчивости (формула (14) работы [12] при  $m = 2$ ), который можно представить в виде

$$xA_* \geq A_{11} - B_{11} \equiv F_c(a_3). \quad (12)$$

На графике рис. 1 сплошная кривая выражает зависимость  $F_c$  от  $a_3$  в интервале  $0 \leq a_3 \leq 2$ . При  $a_3 \rightarrow \infty$  имеем  $F_c \rightarrow 0$ , поэтому одиночные ( $x = 0$ ) сфероиды Фримана динамически неустойчивы, за исключением плоского диска  $a_3 = 0$  и кругового цилиндра ( $a_3 = \infty$ ). Гало стабилизирует сфероиды. Геометрия устойчивых вложенных сфероидов сильно зависит от значения  $xA_*$  гало. Существует критическое значение  $(xA_*)_{кр} = 0.1420$ , такое, что при  $xA_* < 0.1420$  условию динамической устойчивости (32) удовлетворяют сфероиды с  $a_3 \leq a_3^{(2)}(xA_*)$  и  $a_3 \geq a_3^{(1)}(xA_*)$ . Гало с  $xA_* \geq 0.1420$  стабилизирует вложенные бесстолкновительные сфероиды всех геометрий:  $0 < a_3 < \infty$ .

Условие существования вложенных бесстолкновительных эллипсоидов (11) в рассматриваемом случае совпадает с критерием динамической устойчивости (12).

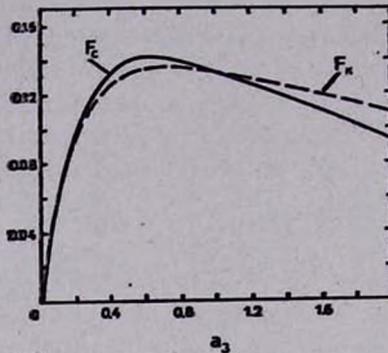


Рис. 1. Зависимости функций  $F_c$  и  $F_k$  от  $a_2$ . При больших значениях  $a_2$  обе функции стремятся к нулю.

Как было отмечено, имеется глубокая аналогия между свойствами вложенных бесстолкновительных сфероидов и вложенных жидких сфероидов Римана с  $\lambda > 0$ . Здесь тоже динамически устойчивые вложенные сфероиды являются первыми членами последовательностей вложенных трехосных эллипсоидов. Это имеет место в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью  $\Omega = \sqrt{A_{11}/\lambda}$ , где  $\lambda$  определяется через (9) с учетом  $a_1 = a_2$ .

В табл. 1 представлены указанные свойства вложенных сфероидов. Заметим, что в отличие от жидких аналогов бесстолкновительные сфероиды могут быть вытянутыми вдоль оси вращения.

4. *Кувыркающиеся сфероиды* ( $a_2 = a_3 \cong a_1 \equiv 1$ ). Условие (11):  $\chi A_* \geq a_2 A_{12} - B_{12} \equiv F_k$  в рассматриваемом случае допускает существование как вытянутых ( $a_2 < 1$ ), так и сплюснутых ( $a_2 > 1$ ) в плоскости вращения сфероидов. Свойства бесстолкновительных кувыркающихся сфероидов больше похожи на свойства вложенных сфероидов, рассмотренных в предыдущем разделе, чем их жидких аналогов (раздел 4 работы [6]). Здесь тоже имеется критическое значение  $(\chi A_*)^{cp} = 0.136387$ , при котором, если  $\chi A_* \geq 0.136387$ , то возможны кувыркающиеся сфероиды всех геометрий. Слабое гало ( $\chi A_* < 0.136387$ ) обеспечивает существование сильно вытянутых и сильно сплюснутых фигур. На рис. 1 прерывистая кривая представляет зависимость функции  $F_k$  от  $a_2 (= a_3)$ . Свойства кувыркающихся сфероидов приведены в табл. 2.

5. Трехосные бесстолкновительные эллипсоиды с гало. Трехосные бесстолкновительные эллипсоиды по своим основным свойствам качественно не отличаются от свойств своих жидких аналогов с  $\lambda > 0$ . Так что изложенные в разделе 6 работы [6] свойства эллипсоидов с  $\lambda > 0$  справедли-

Таблица 1

ВЛОЖЕННЫЕ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ СФЕРОИДЫ

$a_3$	$\kappa A_0 = 0.067$			$\kappa A_0 = 0.12$			$\kappa A_0 = 0.14204$		
	$\lambda$	$\Omega$	$\nu$	$\lambda$	$\Omega$	$\nu$	$\lambda$	$\Omega$	$\nu$
0.02	0.16	0.381	0.060	0.09	0.504	0.045	0.08	0.546	0.042
0.06	42	392	164	24	521	123	20	564	114
0.10	73	371	271	36	531	189	30	576	174
0.1110*	1.00	331	331						
0.15	—	—	—	49	535	261	41	585	239
0.20	—	—	—	61	533	327	50	590	295
0.25	—	—	—	76	523	390	58	592	344
0.2960*	—	—	—	1.00	477	477			
0.30	—	—	—	—	—	—	65	594	387
0.50	—	—	—	—	—	—	88	590	518
0.6395*							1.00	585	585
0.70	—	—	—	—	—	—	0.96	609	582
1.00	—	—	—	—	—	—	81	701	570
1.20	—	—	—	—	—	—	75	746	562
1.3225*				1.00	655	655			
1.40	—	—	—	0.88	700	620	71	781	556
1.80	—	—	—	75	778	582	65	832	545
2.20	—	—	—	69	822	566	62	868	536
2.60	—	—	—	65	852	555	59	894	530
2.9965*	1.00	692	692						
3.00	0.98	698	686	63	875	548	57	913	525
5.00	71	830	592	57	931	528	53	965	509
10.00	64	883	563	53	970	513	50	1.000	497
50.00	60	911	549	51	992	504	48	1.021	490
$\infty$	60	913	548	51	993	503	48	1.022	489

Примечание. Звездочками отмечены самосопряженные эллипсоиды, черточки указывают на отсутствие данных эллипсоидов.

вы и для их бесстолкновительных аналогов. Отличия имеют скорее количественный характер. Существенным отличием этих моделей является возможность вытягивания (до бесконечности) бесстолкновительных эллипсоидов вдоль оси вращения.

На графике рис. 2 в плоскости  $(a_2, a_3)$  представлены последовательности самосопряженных бесстолкновительных эллипсоидов внутри гало с различными значениями  $\chi A_*$ . Как и у жидких аналогов, эти кривые ограничивают область возможных геометрий вложенных эллипсоидов (например, область возможных геометрий эллипсоидов внутри гало с  $\chi A_* = 0.067$  заштрихована). Внутри гало с  $\chi A_* \geq 0.1420$  возможны эллипсоиды всех геометрий.

Таблица 2

ВЛОЖЕННЫЕ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ КУВЫРКАЮЩИЕСЯ  
СФЕРОИДЫ

$a_3$	$\chi A_* = 0.067$			$\chi A_* = 0.12$			$\chi A_* = 0.13639$		
	$\lambda$	$\Omega$	$\nu$	$\lambda$	$\Omega$	$\nu$	$\lambda$	$\Omega$	$\nu$
0.02	0.15	0.368	0.054	0.082	0.493	0.040	0.07	0.525	0.038
0.06	43	371	158	23	506	116	20	539	109
0.10	78	348	272	35	518	183	31	553	172
0.1068*	1.00	317	317	-	-	-	-	-	-
0.15	—	—	—	48	531	257	42	568	240
0.20	—	—	—	60	539	322	51	581	299
0.30	—	—	—	82	537	439	66	599	393
0.3375*	-	-	-	1.00	505	505	-	-	-
0.40	—	—	—	—	—	—	76	609	465
0.60	—	—	—	—	—	—	92	613	566
0.7282*	-	-	-	-	-	-	1.00	610	610
0.80	—	—	—	—	—	—	0.96	630	607
1.00	—	—	—	—	—	—	88	675	593
1.50	—	—	—	—	—	—	76	729	556
1.5517*	-	-	-	1.00	636	636	-	-	-
2.00	—	—	—	0.79	702	552	69	751	516
4.00	—	—	—	58	717	413	53	749	396
4.6541*	1.00	522	522	-	-	-	-	-	-
7.00	0.67	560	373	45	682	306	41	711	293
10.00	55	541	296	38	653	245	34	681	235
100.00	12	402	049	07	519	038	07	550	036

6. *Обсуждение результатов.* Существование бесстолкновительных эллипсоидальных фигур с гало — аналогов S-эллипсоидов Римана помимо чисто теоретического интереса имеет важное практическое значение.

Последние систематические наблюдения SB-галактик дали обширную информацию о динамике и кинематике звезд в различных их компонентах.

В частности, бары у них трехосные и плоские (сильно сплюснутые по оси вращения).

Некруговые движения, детектированные в баре NGC 936 [20], указывают на то, что бары SB-галактик являются скорее всего материальными образованиями, чем волнами плотности. В среднем, звездные орбиты параллельны бару и во вращающейся системе отсчета осциллируют по направлению вращения. Противотоки, указанные авторами работы [21] в галактике NGC 4027, в NGC 936 не наблюдались. NGC 4027 является галактикой типа SBdm с весьма иррегулярной морфологией и не может служить прототипом SB-галактик.

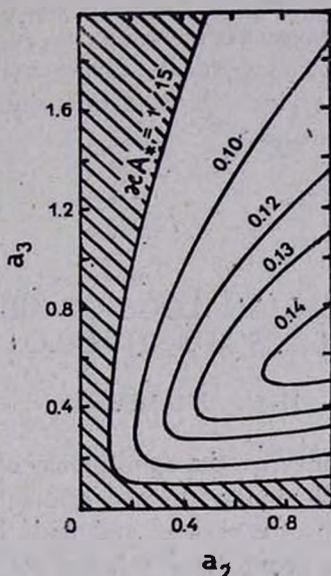


Рис. 2. Области возможных геометрий вложенных бесстолкновительных эллипсоидов при различных значениях  $x A_0$  гало. Область, соответствующая эллипсоидам с гало  $x A_0 = 1/15$ , заштрихована. Кривые представляют последовательности самосопряженных эллипсоидов ( $\lambda = 1$ ), ограничивающих области возможных геометрий вложенных эллипсоидов.

N-частичные численные модели [22, 23] SB-галактик имеют серьезные недостатки: бары у них не столь плоски и не столь вытянуты, как у реальных прототипов. Они не имеют четких границ, которыми обладают реальные бары. В численных моделях бары очень неустойчивы и существуют в течение 2—3 оборотов. Это вызвано однокомпонентностью моделей — учет гравитации системы диск+гало мог бы обеспечить наблюдаемую форму баров и их длительное существование. Поэтому построение реальных моделей галактик (в том числе SB-галактик) полезнее начать.

с грубых многокомпонентных моделей, так как таким путем относительно легко выяснить роль той или иной подсистемы в динамике другой [24].

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что как жидкие, так и бесстолкновительные эллипсоиды с гало при малых значениях  $\kappa$  обладают основными наблюдаемыми свойствами реальных баров. Тот факт, что SB-галактики имеют слабое гало [25], означает, что  $\kappa A_*$  для них действительно мало ( $\leq 0.1$ ). Следовательно, плоский характер баров объясняется слабостью гало у SB-галактик и сильной сплюснутостью их дисков ( $A_* \ll 1$ ).

Тот факт, что усредненные движения звезд параллельны барам [20], указывает, что звезды в плоскости вращения бара, по-видимому, движутся по подобным к бару эллиптическим траекториям. А то, что звезды осциллируют по направлению вращения бара, является основным свойством ветви сильно сплюснутых вложенных жидких эллипсоидов и вложенных бесстолкновительных эллипсоидов.

Ереванский государственный  
университет

## COLLISIONLESS ANALOGS OF RIEMANN'S S-ELLIPSOIDS IN HALO

M. G. ABRAMIAN

The spheroidal halo insures the equilibrium of collisionless analogs Riemann's S-ellipsoids with inner forward circulation of particles. The sequence of imbedded ellipsoids arises and ends by dynamically stable collisionless spheroids. The properties both the collisionless and "liquid" Riemann's S-ellipsoids with halo resemble the bars of SB-galaxies.

### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 10, 565, 1974; 11, 121, 1975.
3. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, Р. С. Оганесян, *Астрофизика*, 13, 263, 1977.
4. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 11, 487, 1975.
5. М. Г. Абрамян, *Int. conf. GR-9, v. 2, Жена, 1980, p. 306.*
6. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 25, 173, 1986.
7. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем*, Наука, М., 1976; *Physics of Gravitating Systems. I, II. Springer-Verlag, 1984.*
8. К. С. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 1, 1966.
9. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 5, 425, 1969.
10. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 21, 499, 1984.

11. *G. S. Bisnovatyi-Kogan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 174, 203, 1976.
12. *М. Г. Абрамян*, Уч. зап. ЕГУ, № 1 (137), 60, 1978.
13. *К. С. Freeman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 134, 15, 1966.
14. *S. D. Tremaine*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 557, 1976.
15. *Г. С. Бисноватый-Коган*, Астрофизика, 19, 65, 1983; 20, 547, 1984.
16. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович*, в кн. «Динамика и эволюция звездных систем», ред. К. Ф. Огородников, ВАГО, М.—Л., 1975.
17. *К. С. Freeman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 133, 47, 1966.
18. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович*, Астрофизика, 6, 387, 1975.
19. *Г. С. Бисноватый-Коган*, Астрофизика, 7, 121, 1971.
20. *J. Kormendy*, Astrophys. J., 257, 75, 1982; 275, 529, 1983; 286, 132, 1984.
21. *G. de Vaucouleurs, K. S. Freeman*, Vistas Astron., 17, 163, 1972.
22. *F. Hohl, T. A. Zang*, Astron. J., 84, 585, 1979.
23. *R. H. Miller, B. F. Smith*, Astrophys. J., 227, 785, 1979.
24. *М. Г. Абрамян*, Письма в Астрон. ж., 11, 583, 1985.
25. *S. T. Gottesman, J. H. Hunter*, Astrophys. J., 260, 65, 1982.

УДК: 524.7—77

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 3 декабря 1985

Принята к печати 20 мая 1986

Проведены оценки основных физических параметров характерного ЗС FR II радиоисточника. Предсказываются статистические зависимости между скоростью, плотностью, потоком массы струи и светимостью горячего пятна. Полученные оценки указывают на высокую эффективность переработки кинетической энергии струи в энергию ультрарелятивистских частиц, магнитных полей и синхротронного излучения.

1. *Введение.* Предложенная более 10 лет назад Блэндфордом и Рисом [1] модель двойной струи для мощных внегалактических радиоисточников находит в последнее время все большее подтверждение как в наблюдениях [2—5], так и в численных расчетах газодинамики затопленной струи [6—9]. В работах [8, 9], в частности, было отмечено хорошее согласие расчетной структуры «рабочей поверхности» струи с наблюдаемой морфологией «горячих пятен» двойных радиоисточников.

Принципиальным для физики мощных внегалактических радиоисточников является вопрос о величине основных параметров реальных радиоисточников при интерпретации их наблюдаемых свойств в рамках модели двойной струи. В работе [10], из условия баланса давления в горячем пятне, были получены соотношения, связывающие наблюдаемые параметры горячих пятен (линейные размеры и радиосветимости) с такими модельными параметрами, как скорость струи  $v$ , поток массы в струе  $\dot{M}$ , плотность струи  $\rho$ . В работах [11, 12] проведены оценки  $v$ ,  $\dot{M}$ ,  $\rho$  для выборки двойных радиоисточников, исходя из геометрических соображений, равномерного распределения энергии и модели турбулентных каскадных процессов.

Настоящая работа посвящена дальнейшему обсуждению теоретических параметров мощных радиогалактик (типа FR II [13]) на основе более широкого использования имеющихся наблюдательных данных. Цель работы состоит в получении самосогласованных оценок физических пара-

метров струйных выбросов, исходя из: 1) наблюдаемых свойств горячих пятен двойных радионисточников, 2) статистики рентгеновского излучения газа вокруг радиогалактик, 3) статистики полных линейных размеров двойных радионисточников, 4) законов сохранения на фронтах сильных ударных волн, 5) предположения о равномерном распределении.

В настоящей работе рассматривается газодинамическое описание взаимодействия струи с окружающим газом и проводится расчет основных параметров модели двойной струи, описывающей характерную FR II радиогалактику. В дальнейшем будет рассмотрена роль плазменных эффектов в области взаимодействия струи с окружающим газом и возможность ускорения релятивистских частиц на фронтах головной и обратной ударных волн, а также плазменной турбулентностью за фронтами этих волн.

2. Гидродинамическое описание взаимодействия струи с окружающим газом. Согласно численным расчетам [6—9] область взаимодействия конца струи с окружающим газом имеет характерную структуру в виде двух ударных волн с контактным разрывом между ними. На рис. 1 приведены

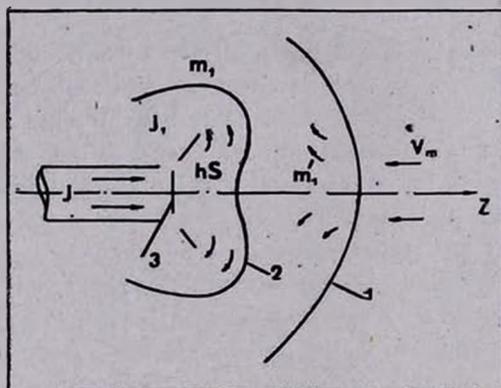


Рис. 1. Структура области взаимодействия сверхзвуковой струи с окружающим газом (обозначения см. в тексте).

основные элементы области взаимодействия:  $j$  — сверхзвуковая струя,  $hs$  — газ струи за фронтом маховского диска (обратной ударной волны «3»),  $m_1'$  — внешний газ за фронтом ударной волны «1» в области  $hs$ ,  $m_1$  — невозмущенный внешний газ, «2» — контактный разрыв, отделяющий возмущенный газ струи  $j_1$  от возмущенного внешнего газа  $m_1$ .

Рассмотрим более подробно условия, которым подчиняются газодинамические параметры струи на разрывах «1», «2», «3» в пренебрежении динамической значимостью магнитного поля  $\rho v^2 \gg B^2/8\pi$ . Условия баланса

импульса на разрывах «1» и «3» в системе отсчета головной ударной волны в области «hs» имеют вид:

$$p_m + \rho_m v_m^2 = p_{m_1} + \rho_{m_1} v_{m_1}^2, \quad (1)$$

$$p_j + \rho_j (v_j - v_m)^2 = p_{hs} + \rho_{hs} v_{hs}^2, \quad (2)$$

где  $p_m, \rho_m$  — давление и плотность внешнего газа;  $v_m$  — скорость головной ударной волны, равная скорости втекания внешнего газа в область фронта ударной волны;  $p_{m_1}, \rho_{m_1}, v_{m_1}$  — давление, плотность и скорость внешнего газа за фронтом «1»;  $p_j, \rho_j, v_j$  — давление, плотность и скорость газа струи;  $p_{hs}, \rho_{hs}, v_{hs}$  — давление, плотность и скорость газа струи за фронтом «3». Будем считать, что ударные волны «1» и «3» сильные, т. е.  $p_{m_1} \gg p_m$  и  $p_{hs} \gg p_j$ , тогда для идеального газа с  $\Gamma = 5/3$  без учета высвечивания имеем:

$$p_{m_1} = 0.75 \rho_m v_m^2, \quad (3)$$

$$p_{hs} = 0.75 \rho_j (v_j - v_m)^2, \quad (4)$$

где учтено, что  $\rho_{m_1} = 4\rho_m, \rho_{hs} = 4\rho_j, v_{m_1} = \frac{1}{4}v_m, v_{hs} = \frac{1}{4}(v_j - v_m)$ . Из условия равенства давлений на контактном разрыве «2» имеем  $p_{m_1} = p_{hs}$  и соотношения

$$v_j = v_m \left[ 1 + \left( \frac{\rho_m}{\rho_j} \right)^{1/2} \right], \quad (5)$$

$$\rho = \rho_m \left| \left( \frac{v_j}{v_m} - 1 \right)^2 \right|. \quad (6)$$

Будем в дальнейшем отождествлять газ струи за фронтом обратной ударной волны «3» с горячими пятнами в лобках FR II источников. Для того, чтобы связать непосредственно наблюдаемые величины с параметрами струи, введем два безразмерных параметра:  $\eta$  — доля потока кинетической энергии струи  $L_k$ , идущая на синхротронное излучение горячего пятна  $L_{hs}$  в некотором интервале частот ( $\nu_1, \nu_2$ );  $\chi$  — доля полного давления газа горячего пятна  $p_{hs}$ , которую составляет давление релятивистских частиц и магнитных полей  $p_{em}$ , ответственных за это синхротронное излучение:

$$L_{hs} = \eta L_k, \quad (7)$$

$$p_{em} = x p_{hs}. \quad (8)$$

С учетом выражения для потока кинетической энергии через поперечное сечение  $A$  струи  $L_k = \frac{1}{2} \rho_j v_j^3 A$  из (4), (7), (8) следует уравнение для скорости струи:

$$v_j = \frac{x}{\eta} \cdot \frac{1.5 L_{hs}}{p_{em} A} \cdot \left(1 - \frac{v_m}{v_j}\right)^2 \quad (9)$$

или для величины  $x = v_j/v_m$ :

$$\frac{x^3}{(x-1)^2} = \frac{x}{\eta} \cdot \frac{1.5 L_{hs}}{p_{em} \cdot v_m \cdot A}. \quad (10)$$

Функция  $G(x) \equiv x^3/(x-1)^2$ ,  $x > 1$  имеет минимальное значение  $G_{\min} = 6.75$  при  $x = 3$ . Каждому фиксированному значению величины правой части уравнения (10) соответствуют два значения скорости  $v_j$ , одно из которых близко к  $v_m$ , а другое много больше  $v_m$ . Это соответствует двум противоположным случаям  $\rho_j \gg \rho_m$  и  $\rho_m \gg \rho_j$ . Для выбора одного из этих решений нужны дополнительные аргументы, о которых пойдет речь в разделе 3. Отметим, что в случае  $v_j \gg v_m$  скорость струи определяется непосредственно из (9) через наблюдаемые величины  $L_{hs}$ ,  $p_{em}$ ,  $R_{hs}$ , где  $R_{hs}$  — радиус горячего пятна, и определенные выше параметры  $x$  и  $\eta$  [4, 10]. Входящая в уравнение (10) скорость головной ударной волны  $v_m$  может быть определена из соотношений (3), (8):

$$v_m = \frac{2}{\sqrt{3}} (p_{em}/x\rho_m)^{1/2}, \quad (11)$$

если плотность внешней среды  $\rho_m$  известна, например из рентгеновских наблюдений. Таким образом, по известным величинам  $L_{hs}$ ,  $p_{em}$ ,  $R_{hs}$ ,  $\rho_m$  и  $x$ ,  $\eta$  с помощью (10) можно найти скорость втекания струи в горячее пятно  $v_j$ .

Если известной величиной является плотность струи  $\rho_j$  (например из данных по деполяризации излучения горячих пятен), то скорость струи согласно (4) можно найти из соотношения

$$v_j = \frac{2}{\sqrt{3}} (p_{em}/x\rho_j)^{1/2} + v_m, \quad (12)$$

а соотношение (7) в этом случае может служить для определения величины параметра  $\eta$ .

Температура газа за фронтом ударной волны может быть найдена из соотношений (3), (4), которые можно переписать в виде

$$T_{m_1} = 0.094 \frac{m_p v_m^2}{k_B}, \quad (13)$$

$$T_{hs} = 0.094 \frac{m_p (v_i - v_m)^2}{k_B}, \quad (14)$$

где  $m_p$  — масса протона,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Температура вещества струи может быть оценена из соотношения

$$T_j = \xi T_m \cdot \frac{\rho_m}{\rho_j}, \quad (15)$$

которое следует из условия на тепловые давления внешнего газа и струи  $p_j = \xi p_m$ . Параметр  $\xi$  в численных расчетах [6, 7] принимался равным 1.

В формулах (13)—(15) предполагается, что ионная температура плазмы равна электронной ( $T_i = T_e$ ). Если это условие нарушается, то необходимо ввести параметр, учитывающий отличие  $T_i$  от  $T_e$ .

Используя гидродинамическое приближение, мы считаем, что в области фронта бесстолкновительной ударной волны существуют турбулентные электромагнитные поля, которые рандомизируют втекающий макроскопический поток плазмы, что обеспечивает сжатие и нагрев плазмы за фронтом. Обсуждение этих процессов в применении к радиогалактикам будет проведено в отдельной работе.

3. *Оценка физических параметров струйных выбросов.* В протяженных компонентах FR II источников будем выделять три характерных части: струя „j“, горячее пятно „hs“, лоб „l“. Сами протяженные компоненты окружены внешним газом „m“. Для оценки физических параметров FR II источников часть величин требуется задать. Исходными для расчетов считаются те величины, которые получаются непосредственно из наблюдений, либо при минимуме дополнительных предположений.

Можно считать, что из радионаблюдений известны размеры ( $R$ ) горячих пятен и лобов, а также их удельные светимости  $L$ , и спектральные индексы  $\alpha$  в некотором интервале частот ( $\nu_1, \nu_2$ ). Тогда минимальную плотность энергии релятивистских частиц и магнитных полей можно вычислить по формуле [15, 14]:

$$\varepsilon_{em} = 1.4 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{1+k}{2}\right)^{4/7} \cdot \left(\frac{1 \text{ кпк}}{R}\right)^{12/7} \cdot \left(\frac{L}{10^{44} \text{ эрг/с}}\right)^{4/7} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, \quad (16)$$

где фиксированы следующие значения параметров:  $\alpha = 0.8$ ,  $v_1 = 10^7 \text{ Гц}$ ,  $v_2 = 10^{11} \text{ Гц}$ , фактор заполнения = 1,  $\sin \theta = 1$ ,  $k$  — доля энергии релятивистских протонов от энергии релятивистских электронов,  $R$  — радиус излучающей однородной области,  $L = \int_{v_1}^{v_2} L_\nu d\nu$  — интегральная светимость излучающей области. Магнитное поле в этом случае будет:

$$B_{\text{э}} = 4.1 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{1+k}{2}\right)^{2/7} \cdot \left(\frac{1 \text{ кпк}}{R}\right)^{6/7} \cdot \left(\frac{L}{10^{44} \text{ эрг/с}}\right)^{2/7} \text{ Гс}, \quad (17)$$

а давление релятивистских частиц и магнитных полей  $p_{em} = \frac{1}{3} \varepsilon_{em}$ .

Проведем оценку физических параметров для некоторого усредненного FR II радиисточника из ЗСР-выборки. В качестве исходных величин для расчетов выбираем: расстояние от ядра до лоба  $R_m \approx 150 \text{ кпк}$  [16], радиус лоба  $R_l \approx 20 \text{ кпк}$  [17], радиус горячего пятна  $R_{hs} \approx 2.2 \text{ кпк}$  [18], радиус струи  $R_j \approx 2.2 \text{ кпк}$ , рентгеновская светимость внешнего газа  $L_m^X \approx 1.6 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}$  [19], радиосветимость лобов  $L_l \approx 2 \cdot 10^{44} \text{ эрг/с}$  [17], радиосветимость горячих пятен  $L_{hs} \approx 7.6 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}$  [18], скорость движения лобов (скорость головной ударной волны)  $v_m \approx 0.06 \text{ с}$  [16, 20, 21], концентрация тепловой плазмы в горячем пятне  $n_{hs}^e \lesssim 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$  [18]. Кроме того, из наблюдений радиоструй у мощных двойных радиогалактик NGC 6251 [4] и ЗС 111 [5] берем величину магнитного поля в струе перед входом в горячее пятно  $B_j \approx 10^{-6} \text{ Гс}$ , величину магнитного поля во внешнем газе принимаем для оценок равной  $B_m \approx 10^{-7} \text{ Гс}$ .

В табл. 1 приводятся результаты расчета физических параметров среднего FR II источника. Электронная концентрация внешнего газа оценивалась по формуле:

$$n_m = 1.8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{T_m}{2 \cdot 10^7 \text{ К}}\right)^{-1/4} \cdot \left(\frac{R_m}{150 \text{ кпк}}\right)^{-3/2} \cdot \left(\frac{L_m^X}{1.6 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с}}\right)^{1/2} \text{ см}^{-3}. \quad (18)$$

Значения  $T_m = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$  и  $n_m^e = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  на расстоянии  $R = 150 \text{ кпк}$  от ядра находятся в хорошем согласии с моделями газовых гало вокруг гигантских эллиптических и сD-галактик, полученными на основе рентгеновских наблюдений [22—24]. Тепловое давление внешнего газа  $p_m = 2n_m \cdot k_B T_m = 10^{-11} \text{ дин/см}^2$ . Поскольку известными величинами

Таблица 1

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СРЕДНЕГО ЗСР FR II РАДИОИСТОЧНИКА

Параметр	Область источника				
	Единица измерения	Внешний газ "л"	Лоуб "л"	Горячее пятно "л"	Струя "л"
Радиус ( $R$ )	кпк	150	20	2.2	2.2
Светимость ( $L$ )	эрг/с	$1.6 \cdot 10^{43}$	$2 \cdot 10^{44}$	$7.6 \cdot 10^{43}$	—
Скорость ( $v$ )	см/с	—	$1.3 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^8$
Концентрация ( $n$ )	см $^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$
Температура ( $T$ )	К	$2 \cdot 10^7$	$10^9$	$5.8 \cdot 10^{10}$	$3.2 \cdot 10^8$
Давление ( $p$ )	дин/см $^2$	$10^{-11}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	$7.1 \cdot 10^{-9}$	$10^{-11}$
Плотность энергии релятив. частиц в М. п. ( $\epsilon$ )	эрг/см $^3$	$10^{-15}$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	$3.1 \cdot 10^{-9}$	$10^{-13}$
Магнитное поле ( $B$ )	Гс	$10^{-7}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$10^{-6}$
Масса ( $M$ )	$M_{\odot}$	$6 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^9$	$4.8 \cdot 10^5$	—
Тепл. скорость электронов ( $v_{Te}$ )	см/с	$1.7 \cdot 10^9$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^8$
Тепл. скорость протонов ( $v_{Tp}$ )	см/с	$4 \cdot 10^7$	$2.8 \cdot 10^8$	$2.2 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^8$
Альевновская скорость ( $v_A$ )	см/с	$5.1 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	$2.2 \cdot 10^7$
Плазм. частота электронов ( $\omega_{pe}$ )	рад/с	$2.4 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$
Плазм. частота протонов ( $\omega_{pi}$ )	рад/с	56	84	28	14
Гирочастота электронов ( $\omega_{Be}$ )	рад/с	1.8	$6 \cdot 10^2$	$1.61 \cdot 10^2$	18
Гирочастота протонов ( $\omega_{Bi}$ )	рад/с	10	0.33	18	$10^{-2}$
Гирорадиус электронов ( $r_{Be}$ )	см	$9.7 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^8$
Гирорадиус протонов ( $r_{Bi}$ )	см	$4.2 \cdot 10^{10}$	$8.6 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^9$	$1.7 \cdot 10^{10}$
Дебаевский радиус ( $r_D$ )	см	$7.4 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$
Число Дебая ( $N_D$ )	—	$7.3 \cdot 10^{14}$	$1.7 \cdot 10^{17}$	$2.3 \cdot 10^{20}$	$2.4 \cdot 10^{17}$
Частота кулоновских столк. ( $\nu_{ei}$ )	с $^{-1}$	$3.3 \cdot 10^{-12}$	$2.1 \cdot 10^{-14}$	$5.2 \cdot 10^{-18}$	$2.5 \cdot 10^{-15}$
Кулонов, длина своб. пробега ( $l_{ei}$ )	см	$5.2 \cdot 10^{20}$	$5.7 \cdot 10^{23}$	$5.7 \cdot 10^{27}$	$2.8 \cdot 10^{24}$
Толщина фронта ударн. волны ( $\delta$ )	см	$5.4 \cdot 10^8$	$3.6 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^9$	$2.1 \cdot 10^{11}$
Плазменный параметр ( $\beta$ )	—	$1.2 \cdot 10^4$	12	2.5	122

являются  $v_m$  и  $\rho_m$ , то соотношение (11) можно использовать для оценки параметра давления  $x$  в горячем пятне, откуда  $x = 0.14$ . Тогда полное давление в горячем пятне  $p_{ha} = 7.1 \cdot 10^{-9}$  дин/см $^2$ .

Для отыскания скорости струи  $v_j$  с помощью соотношений (10) или (12) необходимо знать либо параметр  $\eta$ , либо плотность струи  $\rho_j$ . Рассмотрим, какие ограничения из наблюдений имеются на  $\rho_j$ , учиты-

вая, что  $\rho_{hs} = 4\rho_j$ . Из данных по деполяризации концентрация нерелятивистских электронов в горячем пятне  $n_{hs}^e \leq 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ . Подстановкой пробных значений  $v_j$  в соотношения (12), (14) находим, что при скорости  $v_j < 3v_m$  концентрация нерелятивистских электронов больше допустимой из деполяризации. С другой стороны, концентрация релятивистских электронов, ответственных за наблюдаемое синхротронное излучение горячего пятна в интервале частот от  $\nu_1 = 10^7 \text{ Гц}$  до  $\nu_2 = 10^{11} \text{ Гц}$  со спектральным индексом  $\alpha = 0.8$  в магнитном поле, соответствующем условию равномерного распределения  $B_{hs} = 1.9 \times$

$\times 10^{-4} \text{ Гс}$ , составляет  $n_2^e = \int_{E_1}^{E_2} KE^{-\alpha} dE$ . Рассматриваемому интервалу

частот соответствует интервал лоренц-факторов релятивистских электронов от  $\gamma_1 = 2.1 \cdot 10^3$  до  $\gamma_2 = 2.1 \cdot 10^4$ , в котором энергетический спектр имеет вид:  $n_{hs}^e(E) dE = 2.4 \cdot 10^{-12} E^{-2.6} dE$ . При этом полное число релятивистских электронов в единице объема горячего пятна в интервале энергий ( $E_1, E_2$ ) будет  $n_2^e = 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, число тепловых релятивистских электронов с  $\gamma > 2.1 \cdot 10^3$  должно быть меньше  $1.6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ , откуда получаем второе ограничение:  $v_j < 8v_m$ .

Следовательно, скорость струи заключена в пределах  $0.18 \text{ с} < v_j < 0.48 \text{ с}$ , и для дальнейших оценок выбираем среднюю для этого интервала величину  $v_j \approx 0.3 \text{ с}$ , т. е.  $v_j/v_m = 5$ . Тогда  $n_j = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{hs} = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{hs} = 5.8 \cdot 10^{10} \text{ К}$ , средний лоренц-фактор тепловых релятивистских электронов  $\sim 20$ . Следовательно, плазма в горячем пятне является „полурелятивистской“, так как состоит из релятивистских электронов с  $\gamma_e \sim k_B T_{hs}/m_e c^2$  и нерелятивистских протонов. Если  $T_{hs} \geq 10^{13} \text{ К}$ , что достижимо для  $v_j \approx c$ , то плазма в горячем пятне становится полностью релятивистской и  $\gamma_e \sim 10^3$ , тогда надо использовать релятивистские законы сохранения на фронте ударной волны.

Для найденных параметров поток кинетической энергии в струе  $L_k = 9.7 \cdot 10^{45} \text{ эрг/с}$  и можно оценить параметр светимости  $\eta = L_{hs}/L_k = 8 \cdot 10^{-3}$ . Потеря массы ядром галактики в одном струйном выбросе будет  $\dot{M} = \rho_j v_j A = 3.8 M_\odot/\text{год}$ . Оценивая время жизни среднего источника как  $t_s = R/v_m = 8.2 \cdot 10^6 \text{ лет}$ , получим полную потерю массы активным ядром галактики за время  $t_s$  на два струйных выброса  $\dot{M} = 6.2 \cdot 10^7 M_\odot$ . Температура газа струи (при  $\xi = 1$ ) будет  $T_j =$

$= 3.2 \cdot 10^6$  К, число Маха головной ударной волны  $M_m = 24$ , число Маха газа струи  $M_j = 30$ .

В табл. 1 приведены также результаты вычислений по стандартным формулам (см., например, [25]) следующих величин, характеризующих плазму в рассматриваемых четырех областях среднего радиосточника:  $v_{Te}$ ,  $v_{Tp}$  — тепловые скорости электронов и протонов,  $v_A$  — альвеновская скорость,  $\omega_{pe}$ ,  $\omega_{pi}$  — электронная и ионная плазменные частоты,  $\omega_{Be}$ ,  $\omega_{Bi}$  — гирочастоты тепловых электронов и протонов,  $r_{Be}$ ,  $r_{Bi}$  — гирорадиусы тепловых электронов и протонов,  $r_D$  — радиус Дебая,  $N_D$  — число Дебая,  $\nu_{ei}$  — эффективная частота кулоновских столкновений,  $l_{ei}$  — длина свободного пробега относительно кулоновских столкновений,  $\delta = c/\omega_{pi}$  — параметр, характеризующий толщину фронта бесстолкновительной ударной волны,  $\beta = nk_B T / (B^2/8\pi)$  — параметр, характеризующий роль магнитного поля в плазме. Общий вывод из данных табл. 1 состоит в том, что в FR II источниках мы имеем дело с разреженной горячей бесстолкновительной „high-beta“ плазмой.

4. *Обсуждение результатов.* В работах [11, 12] в предположении свободного расширения струи была найдена степенная зависимость между скоростью струи и радиосветимостью источника в виде  $v_j \sim L^{0.33}$ , что находится в хорошем согласии с полученным нами соотношением  $v_j \sim L^{0.36}$ . Однако полученные в этих работах значения потока массы в струях двойных радиосточников,  $13 M_\odot/\text{год} < \dot{M}_j < 3000 M_\odot/\text{год}$ , сильно отличаются от наших оценок  $0.5 M_\odot/\text{год} < \dot{M}_j < 9 M_\odot/\text{год}$ , основанных на более детальном рассмотрении физических процессов в горячих пятнах мощных радиогалактик.

Развитый в разделах 2 и 3 метод оценки скорости  $v_j$  и плотности  $\rho_j$  струи в области горячих пятен можно использовать также при расчете параметров индивидуально исследуемых радиосточников. Для тех радиосточников, у которых неизвестна концентрация «холодных» частиц в горячем пятне, можно в первом приближении получить оценку  $v_j$  и  $\rho_j$ , если известны линейный радиус горячего пятна  $R_{h.}$  и светимость горячего пятна  $L_{h.}$ . В этом случае надо положить параметры  $\kappa$  и  $\eta$  приблизительно равными их значениям у среднего радиосточника, т. е.  $\kappa \approx 0.1$ ,  $\eta \approx 0.01$  и найти из уравнения (10) величину  $v_j/v_m$ . Особенно простые соотношения для оценки  $v_j$  и  $\rho_j$  получаются в приближении  $v_j \gg v_m$ . Тогда из (9) и (12) следуют соотношения [10]:

$$v_j \approx 9 \cdot 10^9 \left(\frac{x}{0.1}\right) \cdot \left(\frac{0.01}{\eta}\right) \cdot \left(\frac{2 \text{ кпк}}{R_{hs}}\right)^{2/7} \cdot \left(\frac{L_{hs}}{10^{44} \text{ эрг/с}}\right)^{3/7} \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (19)$$

$$n_j \approx 1.2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{0.1}{x}\right)^3 \cdot \left(\frac{\eta}{0.01}\right)^3 \cdot \left(\frac{2 \text{ кпк}}{R_{hs}}\right)^{8/7} \cdot \left(\frac{10^{44} \text{ эрг/с}}{L_{hs}}\right)^{2/7} \text{ см}^{-3}, \quad (20)$$

$$\dot{M}_j \approx 3.6 \cdot \left(\frac{0.1}{x}\right)^3 \cdot \left(\frac{\eta}{0.01}\right) \cdot \left(\frac{R_{hs}}{2 \text{ кпк}}\right)^{4/7} \cdot \left(\frac{L_{hs}}{10^{44} \text{ эрг/с}}\right)^{1/7} \frac{M_{\odot}}{\text{год}} \quad (21)$$

Из этих формул следуют вполне определенные корреляции между величинами  $R_{hs}$ ,  $L_{hs}$  и  $v_j$ ,  $n_j$ ,  $\dot{M}_j$ . Согласно наблюдательным данным [26], на рис. 2 нанесены  $R_{hs}$  и  $L_{hs}$  для 27 горячих пятен мощных двойных радиосточников, наблюдавшихся на 5-километровом Кембриджском радиотелескопе. Методом наименьших квадратов получаем зависимость  $R_{hs} \sim L_{hs}^{0.24 \pm 0.047}$ . Исключая с помощью этой зависимости  $R_{hs}$  из (19)—(21) и нормируя к параметрам среднего FR II радиосточника, получаем, что при  $x$  и  $\eta = \text{const}$ , в среднем выполняются соотношения:  $v_j \approx 10^{20} (L_{hs}/10^{44} \text{ эрг/с})^{0.36} \text{ см/с}$ ,  $n_j \approx 10^{-4} (L_{hs}/10^{44} \text{ эрг/с})^{-0.56} \text{ см}^{-3}$ ,  $\dot{M}_j \approx 4 (L_{hs}/10^{44} \text{ эрг/с})^{0.29} M_{\odot}/\text{год}$ .

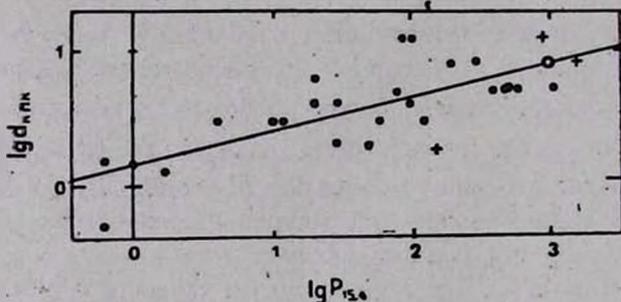


Рис. 2. Соотношение размер-светимость для горячих пятен двойных радиосточников по данным из [26]:  $d$  — диаметр горячего пятна в кпк,  $P_{15.4}$  — мощность излучения горячего пятна на частоте 15.4 ГГц в относительных единицах.

Перечислим основные выводы, полученные в работе.

1. Рассчитаны основные физические параметры плазмы протяженных компонентов среднего FR II ЗСР источника (табл. 1), в рамках модели двойной струи (рис. 1). Вещество в струе, горячем пятне и лоубе является разреженной бесстолкновительной "high-beta" плазмой. Для среднего источника скорость струи  $v_j \approx 0.3 c$ , концентрация

протонов в струе  $n_j \approx 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ , поток массы в струе  $\dot{M}_j \approx 3.6 M_\odot/\text{год}$ , отношение плотностей  $\rho_m/\rho_j = 16$ , числа Маха  $M_j = 30$ ,  $M_m = 24$ .

2. Предсказываются корреляционные зависимости скорости, плотности и потока массы струи от светимости горячего пятна в виде:  $v_j \sim L_{hs}^{0.36}$ ,  $n_j \sim L_{hs}^{-0.56}$ ,  $\dot{M}_j \approx L_{hs}^{0.288}$ . При изменении средней светимости горячих пятен FR II источников в диапазоне  $10^{41} \text{ эрг/с} < L_{hs} < 10^{46} \text{ эрг/с}$  пределы изменения других средних величин составляют:  $10^4 \text{ км/с} < v_j < 3 \cdot 10^5 \text{ км/с}$ ,  $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3} > n_j > 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ ,  $0.5 M_\odot/\text{год} < \dot{M}_j < 9 M_\odot/\text{год}$ .

3. Основную часть лобка составляет сжатая в головной ударной волне внешняя плазма. В качестве характерных параметров лобка получены: скорость головной ударной волны  $v_m = 0.06 \text{ с}$ , скорость газа лобка  $v_l \approx 0.045 \text{ с}$ , время жизни источника  $t_l \approx R_l/v_m = 8 \cdot 10^9 \text{ лет}$ , концентрация протонов в лобке  $n_s \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ . Температура плазмы за фронтом головной ударной волны (при  $T_s = T_l$ ) изменяется от  $4 \cdot 10^9 \text{ К}$  в области перед горячим пятном до  $10^9 \text{ К}$  вдали от горячего пятна. От лобков FR II источников можно ожидать тепловое тормозное рентгеновское излучение в диапазоне от  $10 \text{ кэВ}$  до  $300 \text{ кэВ}$ , со средней светимостью  $L_x \sim 10^{41} \text{ эрг/с}$ . Измерение температуры рентгеновского излучения лобков эквивалентно определению скорости головной ударной волны  $v_m$  (см. (13)).

4. Горячее пятно представляет из себя сжатую в обратной ударной волне плазму струи. Характерные параметры горячего пятна: скорость вещества горячего пятна в системе отсчета головной ударной волны  $v_{hs} = 1/4(v_j - v_m) = 0.06 \text{ с}$ , а в системе отсчета покоящегося внешнего газа  $v'_{hs} = 1/4(v_j + 3v_m) = 0.12 \text{ с}$ , концентрация протонов  $n_{hs} = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{hs} = 5.8 \cdot 10^{10} \text{ К}$ . При столь высокой температуре плазма горячего пятна является „полурелятивистской“, так как электроны имеют средний лоренц-фактор  $\bar{\gamma} = 20$ , а протоны остаются нерелятивистскими:  $v_{Tl} \approx 2.2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$  ( $T_s = T_l$ ). От горячих пятен ожидается тепловое тормозное гамма-излучение в диапазоне  $\sim 5 \text{ МэВ}$  со светимостью  $L_\gamma \approx 6 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с}$ . Измерение температуры гамма-излучения в этой области радиоисточника эквивалентно измерению скорости струи  $v_j$  (см. (14)). В горячих пятнах тепловые релятивистские электроны будут излучать низкочастотное синхротрон-

ное излучение в магнитном поле  $B = 2 \cdot 10^{-4}$  Гс на  $v_m \approx 0.1$  МГц со светимостью  $L_{\text{нч}} \approx 3 \cdot 10^{42}$  эрг/с. Для горячих пятен более мощных радиосточников возможно более жесткое  $\gamma$ -излучение и крутой подъем спектра синхротронного излучения на низкой частоте.

Ленинградский государственный  
университет

Главная геофизическая обсерватория  
им. А. И. Воейкова

## • THEORETICAL PARAMETERS OF THE POWERFUL RADIOGALAXIES. HYDRODYNAMICAL APPROXIMATION

YU. V. BARYSHEV, V. N. MOROZOV

The estimates of main physical parameters of typical 3C FR II radio source are made. Statistical dependences among the velocity density, mass flow of jet and luminosity of hot spot are predicted. The obtained estimates indicate a high efficiency of working of kinetic energy of jet into energy of ultrarelativistic particles, magnetic field energy and synchrotron radiation.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Blandford, M. J. Rees, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 395, 1974.
2. A. H. Bridle, R. A. Perley, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 22, 319, 1984.
3. J. O. Burns, J. P. Bosart, D. S. DeYoung, D. C. Ghigla, Astrophys. J., 283, 515, 1984.
4. R. A. Perley, A. H. Bridle, A. G. Willis, Astrophys. J. Suppl. Ser., 54, 291, 1984.
5. R. Linfield, R. Perley, Astrophys. J., 279, 60, 1984.
6. M. L. Norman, L. Smarr, K.-H. A. Winkler, M. D. Smith, Astron. and Astrophys., 113, 285, 1982.
7. M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr, Astrophys. Jett., Proc. Int. Workshop, 1983, p. 227.
8. M. J. Wilson, P. A. G. Scheuer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 205, 449, 1983.
9. M. D. Smith, M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 214, 67, 1985.
10. Ю. В. Барышев, Астрон. журнал, № 1334, 1, 1984.
11. L. Zaninetti, Astrophys. and Space Sci., 108, 401, 1985.
12. L. Zaninetti, Astrophys. and Space Sci., 109, 287, 1985.
13. B. Fanaroff, J. M. Riley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 31P, 1974.
14. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Успехи физ. наук, 87, 65, 1965.
15. А. Пахольчик, Радиоастрофизика, М., 1973.
16. Ю. В. Барышев, Астрофизика, 19, 461, 1983.
17. S. F. Burch, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 186, 519, 1979.

18. *A. J. Kerr, P. Birch, R. G. Conway, R. J. Davis, D. Stannard*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 197, 921, 1981.
19. *E. D. Feigelson, C. J. Berg*, Astrophys. J., 269, 400, 1983.
20. *C. D. Mackay*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 1, 1973.
21. *Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева*, Письма в Астрон. ж., 8, 67, 1980.
22. *P. E. J. Nulsen, G. C. Stewart, A. C. Fabian, R. F. Mushotzky, S. S. Holt, W. H.-M. Ku, D. F. Malin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 1089, 1982.
23. *G. C. Stewart, C. R. Cantares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
24. *Е. В. Волков*, Астрон. ж., 62, 450, 1985.
25. *С. А. Каплан, В. Н. Цыгович*, Плазменная астрофизика, М., 1972.
26. *R. A. Laing*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 195, 261, 1981.

УДК: 52—726—337

## НАСЫЩЕННАЯ КОМПТОНИЗАЦИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Э. ЛЮБАРСКИЙ

Поступила 26 февраля 1986

Принята к печати 25 мая 1986

Рассматривается перенос излучения в горячей оптически толстой плазме с сильным магнитным полем ( $h\nu_g/kT \gg 1$ ) в условиях, когда процессы рассеяния преобладают над процессами истинного поглощения. Сформулировано условие насыщенной комптонизации, когда время, за которое фотоны изменяют свою частоту в результате многократных комптоновских рассеяний, значительно меньше, чем время их выхода из среды. При этом в каждой точке среды формируется виновский спектр, химпотенциал которого определяется балансом между генерацией фотонов и их уходом из среды. Получены аналитические выражения для потока излучения, выходящего из полубесконечной изотермической среды, а также для спектра и углового распределения выходящего излучения.

1. *Введение.* В последние годы в связи с исследованиями рентгеновских пульсаров большой интерес вызывает изучение свойств горячей плазмы в сильных магнитных полях (см., например, обзоры [1, 2]). В настоящей работе продолжено начатое в [3, 4] рассмотрение влияния комптонизации на спектр излучения такой плазмы при условиях

$$\nu \ll \nu_g = \frac{eB}{2\pi m_e c} = 11.6 (B/10^{12} \text{ Гс}) \frac{\text{кэВ}}{h}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{60 \pi^2 N_e} \left( \frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 \left( \frac{B}{B_c} \right)^4 \left( \frac{\nu}{\nu_g} \right)^2 \gg 1. \quad (2)$$

Здесь  $B_c = 4.4 \cdot 10^{13}$  Гс,  $N_e$  — плотность электронов. Последнее условие означает, что диэлектрические свойства среды определяются поляризацией вакуума [1, 2]. При этом электромагнитные волны расщепляются на две линейно поляризованные нормальные моды.

При условии (1) сечения взаимодействия излучения моды 1 с веществом в  $\sim (\nu/\nu_g)^2$  раз меньше, чем соответствующие сечения моды 2. В работах [3, 4] рассматривалась комптонизация в слое плазмы, прозрачном для моды 1. Такая ситуация возникает в рентгеновских пульсарах с не

очень большой светимостью ( $\lesssim 10^{37}$  эрг/с), в которых излучает тонкий слой плазмы, прогреваемой падающим веществом [5, 6]. При больших темпах аккреции возникает поддерживаемая давлением излучения аккреционная колонка [7]. Плотность плазмы в ней мала, и основным процессом, формирующим спектр излучения, является комптоновское рассеяние. Поскольку оптическая толщина колонки очень велика, комптонизация является насыщенной, т. е. формируется виновский спектр излучения. В плазме без магнитного поля этот процесс рассмотрен в работах [8—10]. Слабое магнитное поле, такое, что  $v_g < v$ , служит только дополнительным источником фотонов [11]. Случай  $v < v_g$ , когда магнитное поле влияет непосредственно на перенос излучения, разобран в настоящей работе.

2. Основные уравнения. Сечения рассеяния  $d\sigma_{ij}$  фотона моды  $i$  в моду  $j$  при условиях (1) и (2) имеют вид [1]:

$$d\sigma_{11}(\theta, \theta') = \frac{3}{8} \sigma_T \left( \frac{v}{v_g} \right)^2 d \cos \theta', \quad (3)$$

$$d\sigma_{12}(\theta, \theta') = \frac{3}{8} \sigma_T \left( \frac{v}{v_g} \right)^2 \cos^2 \theta' d \cos \theta', \quad (4)$$

$$d\sigma_{21}(\theta, \theta') = \frac{3}{8} \sigma_T \left( \frac{v}{v_g} \right)^2 \cos^2 \theta d \cos \theta', \quad (5)$$

$$d\sigma_{22}(\theta, \theta') = \frac{3}{4} \sigma_T \left\{ \sin^2 \theta \sin^2 \theta' + \frac{1}{2} \left( \frac{v}{v_g} \right)^2 \cos^2 \theta \cos^2 \theta' \right\} d \cos \theta'. \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_T$  — томсоновское сечение,  $\theta$  и  $\theta'$  — углы между направлением распространения фотона и магнитным полем соответственно до и после рассеяния. Пусть среда непрозрачна для фотонов моды 1,

$$(v/v_g)^2 \tau \gg 1. \quad (7)$$

Здесь  $\tau = \int \sigma_T N_e dr$  — характерный размер среды в единицах длины пробега фотона по томсоновскому рассеянию.

Как видно из формул (4), (5), условие (7) означает, что фотон, прежде чем выйти из среды, многократно переходит из одной моды в другую. При этом в состоянии поляризации 2 он совершает в  $(v_g/v)^2 \gg 1$  больше рассеяний, чем в состоянии 1. В то же время среднее изменение частоты фотона при одном рассеянии и для моды 1, и для моды 2 имеет один и тот же порядок величины,  $\Delta v/v \sim kT/m_e c^2$ . Отсюда следует, что комптонизация происходит в основном в состоянии 2, а спектр излучения моды 1.

устанавливается за счет процессов трансформации  $2 \rightleftharpoons 1$ . Это позволяет в уравнении переноса фотонов моды 1 пренебречь изменением частоты фотона при рассеянии. Тогда оно записывается в виде

$$(\vec{l}\nabla) n_1 = \left\{ -\sigma_1 n_1 + \int \frac{d\sigma_{11}(\vec{l}, \vec{l}')}{d\vec{l}} n_1(\vec{l}') d\vec{l}' + \right. \\ \left. + \int \frac{d\sigma_{21}(\vec{l}', \vec{l})}{d\vec{l}} n_2(\vec{l}') d\vec{l}' \right\} N_e + Q_1. \quad (8)$$

Здесь  $\vec{l}$  — единичный вектор, показывающий направление движения фотона,  $\sigma_1 = \sigma_{11} + \sigma_{12}$ . Величина  $Q_1$  описывает источники фотонов моды 1.

Условие  $kT/m_e c^2 \ll 1$  позволяет учитывать изменение частоты фотонов моды 2 при рассеянии в приближении Фоккера—Планка. Соответствующее уравнение переноса имеет вид [3]

$$(\vec{l}\nabla) n_2 = \left\{ -\sigma_2 n_2 + \int \frac{d\sigma_{22}(\vec{l}', \vec{l})}{d\vec{l}} n_2(\vec{l}') d\vec{l}' + \widehat{K}n_2 + \right. \\ \left. + \int \frac{d\sigma_{12}(\vec{l}', \vec{l})}{d\vec{l}} n_1(\vec{l}') d\vec{l}' \right\} N_e + Q_2, \quad (9)$$

$$\widehat{K}n = \int \frac{d\sigma_{22}(\vec{l}', \vec{l})}{d\vec{l}} d\vec{l}' \left\{ \langle (\Delta v)^2 \rangle \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n}{\partial v^2} + \frac{h}{kT} \frac{\partial n}{\partial v} + \frac{1}{2} \left( \frac{h}{kT} \right)^2 n \right] + \right. \\ \left. + \langle \Delta v \rangle \left[ \frac{\partial n}{\partial v} + \frac{hn}{kT} \right] \right\}. \quad (10)$$

В силу условия (7) среда является оптически толстой для фотонов обеих мод. Это позволяет записать уравнения (8), (9) в диффузионном приближении [12, 13]. Выделяя из функции распределения фотонов анизотропную часть

$$n_i(\vec{l}, v, \vec{r}) = n_i^0(v, \vec{r}) + \delta n_i(\vec{l}, v, \vec{r}) \quad (11)$$

и учитывая, что в силу условия (7)  $\delta n_i \ll n_i^0$ , получаем систему уравнений для  $n_i^0$  в случае плоскопараллельной среды

$$\begin{aligned}
 -D_1 \frac{\partial^2 n_1^0}{\partial z^2} &= \bar{\sigma}_{12} (n_2^0 - n_1^0) N_* + \bar{Q}_1, \\
 -D_2 \frac{\partial^2 n_2^0}{\partial z^2} &= [\bar{\sigma}_{21} (n_1^0 - n_2^0) + \hat{K} n_2^0] N_* + \bar{Q}_2.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Здесь черта означает усреднение по углам. Коэффициенты диффузии определяются обычным образом,

$$D_i = \frac{\overline{\cos^2 \psi}}{\sigma_i N_*}. \tag{13}$$

Здесь  $\psi$  — угол между нормалью к слою и направлением движения фотона. Пользуясь формулами (3)—(6), получаем

$$D_1 = \left( \frac{v_g}{v} \right)^2 \frac{1}{3\sigma_T N_*}, \tag{14}$$

$$D_2 = \frac{1}{\sigma_T N_*} \left[ \left( \ln \frac{2v_g}{v} - 1 \right) \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right]. \tag{15}$$

Здесь  $\theta$  — угол между нормалью к слою и магнитным полем. В силу условия (1)  $D_1 \gg D_2$ , т. е. диффузия фотонов моды 1 происходит значительно быстрее. В то же время из неравенства (7) следует, что процесс взаимной трансформации мод происходит быстрее, чем диффузия фотонов моды 2, т. к. для трансформации в моду 1 фотону моды 2 требуется  $\sim (v_g/v)^2$  рассеяний, а для ухода из системы —  $\sim \tau^2$  рассеяний. Это значит, что пространственное распределение фотонов моды 2 определяется диффузией фотонов моды 1 и процессами трансформации  $2 \rightleftharpoons 1$ , тогда как диффузия фотонов моды 2 роли не играет и ею можно пренебречь. Кроме того, учтем, что все сечения поглощения и излучения для моды 1 малы, как  $(v/v_g)^2$ , поэтому в системе (12) можно пренебречь величиной  $Q_1$ , поскольку основным источником фотонов служат процессы излучения фотонов моды 2. Тогда система (12) сводится к виду

$$-\frac{1}{3} \left( \frac{v_g}{v} \right)^2 \frac{\partial^2 n_1^0}{\partial z^2} = \frac{1}{4} \left( \frac{v}{v_g} \right)^2 (n_2^0 - n_1^0), \tag{16}$$

$$\begin{aligned}
 0 = \frac{2}{15} \frac{kT}{m_* c^2} \frac{1}{v^3} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left[ \frac{\partial n_2^0}{\partial v} + (n_2^0 + n_2^{02}) \frac{h}{kT} \right] + \\
 + \frac{1}{4} \left( \frac{v}{v_g} \right)^2 (n_1^0 - n_2^0) + q.
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

Здесь  $q = \bar{Q}_2 / \sigma_T N_*$ ,  $\tau = \int \sigma_T N_* dz$ . Мы использовали выражение для

усредненного по углам оператора комптонизации, полученное в [3]. В работе [3] оператор комптонизации выписан без члена с  $n_2^{02}$ , поскольку там не учитывались индуцированные процессы, но восстановить его не представляет труда, если, например, учесть, что оператор комптонизации должен тождественно обращаться в нуль при подстановке в него бозе-эйнштейновского распределения.

В глубине излучающего слоя, где выполняется условие (7), левая часть уравнения (16) мала, откуда следует, что  $n_2^0 \approx n_1^0$ . Это позволяет находить только одну функцию, например,  $n_1^0$ . Складывая уравнения (16) и (17), получим

$$-\frac{1}{3} \left( \frac{v_g}{v} \right)^2 \frac{\partial^2 n^0}{\partial \tau^2} = \frac{2}{15} \frac{kT}{m_e c^2} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left[ \frac{\partial n^0}{\partial v} + (n^0 + n^{02}) \frac{h}{kT} \right] + q. \quad (18)$$

Это уравнение выполняется и для  $n_1^0$  и для  $n_2^0$ , поэтому здесь опущен индекс при  $n^0$ .

Подчеркнем, что уравнение (18) полностью эквивалентно системе (16), (17), поскольку при его выводе используется только условие (7), которое является условием применимости диффузионного приближения вообще. Вблизи границ излучающей области, где условие (7) не выполняется, необходимо решать точные уравнения (8), (9).

3. *Условие насыщенности комптонизации.* Степень влияния комптонизации на спектр излучения определяется параметром комптонизации  $y$ , который представляет собой отношение характерного времени изменения частоты фотона за счет комптоновского рассеяния к времени выхода фотона из среды. Относительное изменение частоты фотона при одном рассеянии примерно равно  $kT/m_e c^2$ . Для того, чтобы выйти из среды, фотон в состоянии поляризации 1 должен в среднем испытать  $\sim (v/v_g)^4 \tau^2$  рассеяний. На каждое рассеяние в состоянии 1 приходится  $\sim (v_2/v)^2$  рассеяний в состоянии 2, поэтому полное число рассеяний, которое испытывает фотон, прежде чем выйти из среды, равно  $\sim (v/v_g)^2 \tau^2$ . Таким образом, параметр комптонизации в рассматриваемом случае имеет вид

$$y = \frac{kT}{m_e c^2} \left( \frac{v}{v_g} \right)^2. \quad (19)$$

Отметим, что формально параметр  $y$  представляет собой оценку отношения первого члена в правой части уравнения (18) к левой части этого уравнения. При  $y \ll 1$  комптонизация не существенна, и можно решать задачу переноса в приближении когерентного рассеяния. При  $y \gg 1$ , наоборот,

диффузия фотонов по оси частот происходит быстрее, чем в координатном пространстве, поэтому в каждой точке пространства успевает установиться равновесный бозе-эйнштейновский спектр.

$$n = \left[ \exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (20)$$

Формально это связано с тем, что при  $y \gg 1$  в уравнении (18) доминирующим становится член с  $kT/m_e c^2$ , описывающий комптонизацию. Поэтому спектр должен быть близок к бозе-эйнштейновскому, при котором этот член обращается в нуль.

В ситуации, далекой от локального термодинамического равновесия (ЛТР),  $\exp(\zeta/kT) \gg 1$ , бозе-эйнштейновский спектр сводится к виновскому:

$$n = \exp\left(-\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right). \quad (21)$$

Химпотенциал  $\zeta$  определяется полным числом фотонов в данной точке пространства. Поскольку большая часть фотонов излучается в глубине слоя, вблизи поверхности поток фотонов можно считать постоянным, тогда  $\exp(-\zeta/kT)$  будет расти с глубиной по линейному закону. Спектр выходящего излучения (напомним, что выходят в основном фотоны моды 1) определяется спектром излучения на глубине, соответствующей длине пробега фотонов моды 1,  $(\nu/\nu_g)^2 \tau \approx 1$ . Поскольку сечение (3) квадратично растет с частотой, получим, принимая  $\exp(-\zeta/kT) \propto \tau$ :

$$I \propto \nu^3 n(\nu) \propto \nu^3 \exp\left\{-\frac{\zeta(\tau = \nu^2/\nu_g^2) + h\nu}{kT}\right\} \propto \nu \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (22)$$

Таким образом, хотя в каждой точке слоя формируется виновский спектр, спектр выходящего излучения благодаря сильной зависимости сечения  $\sigma_1$  от частоты оказывается другим, более пологим. Более подробно формирование спектра выходящего излучения будет рассмотрено в разделе 5.

4. *Насыщенная комптонизация тормозного излучения.* Основным источником фотонов в рассматриваемой ситуации служат тормозные процессы. С учетом самопоглощения запишем

$$Q_2 = \sigma_2^{\frac{1}{2}}(\nu) (B - n_2), \quad (23)$$

где  $B = [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$ . Сечение тормозного поглощения при условиях (1), (2) имеет вид [1]

$$\sigma_2^b(\nu) = \frac{8e^8}{3m_e c \sqrt{2\pi m_e kT}} N_e \frac{1 - \exp(-h\nu/kT)}{h\nu^3} \Delta(\nu) \sin^2 \theta, \quad (24)$$

где  $\Delta(\nu) = \frac{3}{2} \ln(4\gamma kT/h\nu)$  (при  $h\nu \ll kT$ );  $\gamma = 0.577$ .

Сечение растет с уменьшением частоты, поэтому на достаточно малых частотах тормозные процессы всегда доминируют. Важную роль играет частота  $\nu_0$ , на которой сравниваются скорости комптонизации и тормозного поглощения, т. е. на которой первый и второй члены в правой части уравнения (18) становятся одного порядка. Эта частота определяется из уравнения

$$\frac{kT}{m_e c^2} \sigma_T = \sigma_2^b(\nu_0). \quad (25)$$

Нас интересует случай, когда при  $h\nu \sim kT$  основным процессом является комптонизация, поэтому должно выполняться условие  $h\nu_0 \ll kT$ . В случае комптонизации в магнитном поле, когда коэффициент диффузии становится зависящим от частоты, необходимо ввести еще одну характеристическую частоту  $\nu_1$ , на которой скорость комптонизации сравнивается со скоростью выхода фотонов из среды, то есть на которой становятся одного порядка соответствующие члены в уравнении (18). При этом значении частоты параметр комптонизации (19) обращается в единицу:

$$\nu_1 = \frac{\nu_g}{\tau} \sqrt{\frac{m_e c^2}{kT}}. \quad (26)$$

Поскольку мы уже предположили, что в области  $h\nu \sim kT$  выполняется условие  $y \gg 1$ , то условие  $h\nu_1 \ll kT$  должно выполняться автоматически.

Таким образом, бозе-эйнштейновский спектр устанавливается в области частот

$$\nu > \nu^* = \max(\nu_0, \nu_1). \quad (27)$$

При  $\nu < \nu^*$  фотоны либо выходят из области раньше, чем успевают набрать энергию, либо раньше поглощаются.

Рассмотрим полубесконечную изотермическую среду. На достаточно большой глубине в ней установится планковский спектр во всем диапазоне частот. Ближе к границе спектр в области  $\nu > \nu_0$  будет бозе-эйнштейновским (20) с химпотенциалом, зависящим от глубины. Таким образом, в случае насыщенной комптонизации задача переноса сводится к нахождению функции  $\zeta(\tau)$ , которая определяется балансом полного числа фотонов [9, 10].

Уравнение баланса получается умножением уравнения (18) на  $v^2$  и интегрированием его по всем частотам. При этом первый член в правой части обращается в нуль, поскольку рассеяние не меняет полного числа фотонов. Выражая сечение (24) через величину  $v_0$ , определяемую уравнением (25), получаем

$$-\frac{1}{3} v_g^2 \frac{d^2}{d\tau^2} \int_0^\infty n^0 dv = \frac{v_0^2}{\Lambda(v_0)} \frac{kT}{m_e c^2} \int_0^\infty \frac{kT}{h\nu} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \Lambda(v) (B - n^0) dv. \quad (28)$$

Если в это уравнение непосредственно подставить вместо  $n^0$  бозе-эйнштейновскую функцию, то интеграл в правой части логарифмически разойдется на нижнем пределе. Поэтому следует учесть, что при  $\nu \ll \nu_0$  спектр стремится к планковскому и подынтегральная функция обращается в нуль. Бозе-эйнштейновский спектр формируют только фотоны, испущенные на частотах  $\nu > \nu^*$ , остальные либо поглощаются, либо выходят из среды раньше, чем успевают попасть в область  $h\nu \sim kT$ . Поэтому в интегралах нижний предел интегрирования следует положить равным  $\nu^*$ . Окончательно получаем замкнутое уравнение относительно  $\zeta(\tau)$ :

$$-\frac{d^2}{d\tau^2} \int_{\nu^*}^\infty \frac{dv}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} = \frac{3v_0^2}{\Lambda(v_0) v_g^2} \frac{kT}{m_e c^2} \int_{\nu^*}^\infty \frac{kT}{m_e c^2} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \Lambda(v) \times \\ \times \left[ \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \right] dv. \quad (29)$$

Поскольку уравнение автономное, можно в общем виде выписать его первый интеграл. Умножая его на

$$\frac{d}{d\tau} \int_{\nu^*}^\infty \frac{dv}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} = -\frac{1}{h} \frac{1}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \frac{d\zeta}{d\tau} \quad (30)$$

и интегрируя по  $\tau$  с учетом того, что при  $\tau \rightarrow \infty$   $\zeta \rightarrow 0$ , получим

$$\left\{ \frac{d}{d\tau} \int_{\nu^*}^\infty \frac{dv}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \right\}^2 = \frac{6}{\Lambda(v_0)} \left(\frac{v_0}{v_g}\right)^2 \frac{kT}{m_e c^2} \int_{\nu^*}^\infty dv \frac{kT}{h\nu} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \Lambda(v) \times \\ \times \int_0^\zeta \left[ \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \right] \frac{1}{h} \frac{d\zeta}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (31)$$

Чтобы найти зависимость  $\zeta(\tau)$ , нужно численно проинтегрировать это уравнение. Однако поток выходящего излучения можно найти аналитически, пользуясь тем, что вблизи границы спектр становится виновским, поскольку  $\exp(\zeta/kT) \gg 1$ . Это позволяет представить поток излучения в виде

$$\Phi = 4\pi \int D_1 c \frac{dn^0}{d\tau} h\nu \frac{v^2 dv}{c^3} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{kT}{hc}\right)^2 h\nu_g^2 \frac{d}{d\tau} e^{-\frac{\zeta}{kT}}. \quad (32)$$

Слева в уравнении (31) фактически стоит выражение  $\left(\frac{kT}{h}\right) \frac{d}{d\tau} \times \exp(-\zeta/kT)$ , справа можно заменить в интеграле по  $\zeta$  верхний предел на  $\infty$ , поскольку подынтегральная функция при  $\exp(\zeta/kT) \gg 1$  мала. Тогда получаем

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{4\pi}{3} kT \left(\frac{v_g}{c}\right)^2 \left\{ \frac{6}{\Delta(v_0)} \left(\frac{v_0}{v_g}\right)^2 \frac{kT}{m_e c^2} \int_0^\infty dv \frac{kT}{h\nu} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \Delta(v) \times \right. \\ & \left. \times \int_0^\infty \left[ \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \right] \frac{1}{h} \frac{d\zeta}{\exp\left(\frac{\zeta + h\nu}{kT}\right) - 1} \right\}^{1/2}. \quad (33) \end{aligned}$$

В этом выражении интеграл по  $\zeta$  вычисляется элементарно, оставшийся интеграл по  $\nu$  при  $h\nu^* \ll kT$  можно вычислить асимптотически с логарифмической точностью. Окончательно получаем

$$\Phi = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{kT}{hc}\right)^2 h\nu_0 v_g \ln \frac{4\gamma kT}{h\nu^*} \sqrt{3 \frac{kT}{m_e c^2} \ln \frac{kT}{h\nu^*} / \ln \frac{4\gamma kT}{h\nu_0}}. \quad (34)$$

Возвращаясь к уравнению (31), нетрудно оценить глубину  $\tau_0$ , на которой устанавливается планковский спектр, т. е. на которой достигается  $\zeta = 0$ . Очевидно, левая часть уравнения имеет порядок  $(kT/h\tau_0)^2$ , в правой части можно снова перейти к интегрированию по  $\zeta$  от 0 до  $\infty$ . Воспользовавшись только что вычисленным интегралом, получаем

$$\tau_0 = \frac{v_g}{v_0 \ln(4\gamma kT/h\nu^*)} \left[ \frac{kT}{m_e c^2} \ln \left(\frac{kT}{h\nu^*}\right) / \ln \left(\frac{4\gamma kT}{h\nu_0}\right) \right]^{-1/2}. \quad (35)$$

Величина  $\tau_0$  играет роль характерной глубины задачи, именно она определяет характерную частоту  $\nu_1$ , на которой сравниваются время выхода фотона из среды и время изменения его энергии за счет комптонизации. Подставляя ее в формулу (26), получаем

$$v_1 = v_0 \sqrt{\ln\left(\frac{kT}{hv^*}\right) / \ln\left(\frac{4\gamma kT}{hv_0}\right)} \ln \frac{4\gamma kT}{hv^*}. \quad (36)$$

Отсюда видно, что  $v_1 > v_0$ , поэтому в соответствии с (27) необходимо положить  $v^* = v_1$  и рассматривать (36) как уравнение относительно  $v^*$ . Поскольку в конечные формулы входит только логарифм этой величины, ее можно определить грубо, положив в правой части (36)  $v^* = v_0$ . Тогда получаем

$$v^* = v_0 \sqrt{\ln\left(\frac{kT}{hv_0}\right) \ln\left(\frac{4\gamma kT}{hv_0}\right)}. \quad (37)$$

Формулы (34), (35) и (37) полностью решают задачу.

5. Угловое распределение и спектр выходящего излучения. Если величину энергии, отбираемой излучением, можно получить в диффузионном приближении, то спектр и угловое распределение выходящего излучения определяются процессами на единичной оптической глубине (ей соответствует томсоновская глубина  $\tau \sim (v_g/v)^2$ ), где это приближение неприменимо, и поэтому нужно решать точные уравнения (8), (9).

Когда магнитного поля нет, сечение рассеяния не зависит от частоты, и фотоны разных частот диффундируют с одинаковой скоростью, поэтому установившийся виновский спектр уже не искажается в результате последних рассеяний, хотя формально вблизи поверхности уже не выполняется условие насыщенной комптонизации. В рассматриваемом здесь случае на разных частотах выходят фотоны с разных глубин, поэтому у выходящего спектра хипотенциал должен зависеть от частоты.

Следует также иметь в виду, что каждое рассеяние фотона моды 1 сопровождается в среднем  $\sim (v_g/v)^2$  рассеяниями в состоянии 2, поскольку с вероятностью 1/4 фотон моды 1 после рассеяния оказывается в состоянии 1 или 2, где «застревает», пока после  $\sim (v_g/v)^2$  рассеяний не вернется снова в моду 1. На пространственный перенос это не влияет, поскольку даже за  $(v_g/v)^2$  рассеяний в состоянии 2 фотон проходит меньший путь, чем за один свободный пробег в состоянии 1, но зато фотон может успеть изменить свою частоту. Рассмотрим оба предельных случая: а)  $\frac{kT}{m_e c^2} \left(\frac{v_g}{v}\right)^2 \ll 1$ , когда за последние несколько рассеяний фотон не успевает изменить свою частоту; б)  $\frac{kT}{m_e c^2} \left(\frac{v_g}{v}\right)^2 \gg 1$ , когда фотоны каждый раз, попадая в состояние 2, «забывают» свою частоту и распределяются в соответствии с локальным виновским распределением.

а) Случай  $\frac{kT}{m_e c^2} \left(\frac{\nu_g}{\nu}\right)^2 \ll 1$ . Выписанное условие позволяет пренебречь комптонизацией при рассмотрении выходящих фотонов. На рис. 1

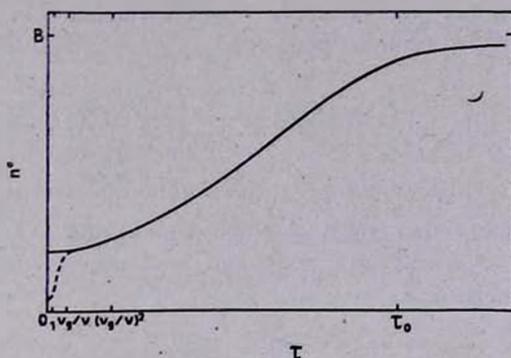


Рис. 1. Зависимости плотностей фотонов моды 1 (сплошная линия) и 2 (штриховая).

схематически показана зависимость плотностей фотонов в обеих модах от глубины. На глубине  $\tau \gg \tau_0$  (см. формулу (35)) спектр планковский, в интервале  $\tau_0 > \tau > (\nu_g/\nu)^2$  происходит диффузия фотонов моды 1, при  $\tau < (\nu_g/\nu)^2$  они свободно выходят. Плотность фотонов моды 2 определяется процессами трансформации  $2 \rightleftharpoons 1$  и собственной диффузией. Чтобы выйти с глубины  $\tau$ , фотону моды 2 требуется  $\sim \tau^2$  рассеяний, а чтобы перейти моду 1 —  $\sim (\nu_g/\nu)^2$  рассеяний, поэтому условие баланса

$$\sigma_{21} n_2 = \int \frac{d\sigma_{21}(\vec{l}', \vec{l})}{d\vec{l}} n_1(\vec{l}') d\vec{l}' \quad (38)$$

выполняется всюду, за исключением приповерхностного слоя глубиной  $\tau \lesssim \nu_g/\nu$ , который прозрачен для фотонов моды 1 и поэтому не вносит вклад в спектр и угловое распределение излучения моды 1. Это условие позволяет привести уравнение (8) к виду

$$(\vec{l} \nabla) n_1 = \sigma_1 \left( -n_1 + \frac{1}{4\pi} \int n_1 d\vec{l}' \right), \quad (39)$$

где  $\sigma_1 = \sigma_{11} + \sigma_{12} = \sigma_T (\nu/\nu_g)^2$ . Здесь отброшен член, описывающий источники фотонов, поскольку основная часть фотонов рождается на большой глубине, и в интересующей нас здесь области  $\tau \sim (\nu_g/\nu)^2$  поток фотонов почти не меняется. Таким образом, мы пришли к задаче о переносе излу-

чения в среде с изотропным рассеянием (зависимость сечения от частоты несущественна, поскольку в уравнении (39) нет перераспределения по частотам) при фиксированном потоке\*. В нашем случае поток задается решением диффузионной задачи, полученным в предыдущем разделе.

Сформулированная задача имеет точное решение [14], которое в глубине переходит в диффузионное решение

$$n_1 = P(\nu) \tau / 4\pi D_1 = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{\nu}{\nu_g} \right)^2 P(\nu) \tau, \quad (40)$$

где величина  $P(\nu)$  (играющая роль постоянной интегрирования) имеет смысл потока фотонов частоты  $\nu$ . Точное выражение для углового распределения выходящего излучения довольно сложно, мы воспользуемся известной аппроксимацией:

$$n_1(\tau = 0) = \frac{3}{10\pi} (1 + 2\mu) P(\nu), \quad (41)$$

где  $\mu$  — проекция единичного вектора нормали к поверхности на направление движения фотона. Величину  $P(\nu)$  можно получить, сшивая асимптотику (40) с диффузионным решением нашей задачи, полученным в предыдущем разделе. Сшивку следует производить на глубине

$$\tau' = \sqrt{\frac{m_e c^2}{kT} \frac{\nu_g}{\nu}}, \quad (42)$$

на которой параметр комптонизации (19) на данной частоте становится равным единице, поскольку при  $\tau > \tau'$  спектр имеет виновский вид. Пользуясь соотношениями (32), (34), (35), получаем для интенсивности выходящего излучения формулу

$$I_1 = \frac{h\nu^3}{c^2} n_1 = \frac{2\sqrt{3}}{5} (1 + 2\mu) \frac{h\nu\nu_g^2}{c^2\tau_0} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (43)$$

Спектр выходящего излучения показан на рис. 2.

б) Случай  $\frac{kT}{m_e c^2} \left( \frac{\nu_g}{\nu} \right)^2 \gg 1$ . Приведенные выше соображения о соотношении между скоростью процесса трансформации мод  $2 \rightleftharpoons 1$  и ско-

\* Строго говоря, это верно только, если магнитное поле перпендикулярно поверхности, тогда задача осесимметрична. Если поле направлено под углом, то, вообще говоря, нужно учитывать зависимость сечения от азимутальных углов  $d\sigma_1 \propto \sin^2(\varphi - \varphi')$ . Однако можно показать, что угловое распределение выходящего излучения при этом изменяется мало.

ростью пространственной диффузии фотонов моды 2 применимы и в ситуации, когда нельзя пренебречь перераспределением фотонов по частоте при комптоновском рассеянии, только относительно они будут не к плотности фотонов на заданной частоте  $n_i(\nu)$ , а к полному числу фотонов  $\int \nu^2 n_i(\nu) d\nu$ . Тогда вместо условия баланса (38) следует записать

$$\int_0^\infty \nu^2 \sigma_{21} n_2 d\nu = \int_0^\infty d\nu \int \frac{d^2 n_1(\vec{l}', \vec{l})}{d\vec{l}} \nu^2 n_1(\vec{l}') d\vec{l}'. \quad (44)$$

Это условие выполняется всюду за исключением приповерхностного слоя толщиной  $\tau \sim h\nu_g/kT$ , который не вносит вклад в излучение моды 1.

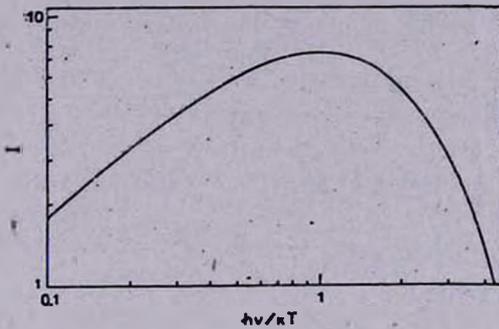


Рис. 2. Спектр выходящего излучения.

Вынесенное в заголовок условие означает, что спектр фотонов моды 2 виновский. Химпотенциал определяется равенством (44):

$$\exp\left(-\frac{\zeta}{kT}\right) = \frac{1}{48} \left(\frac{h}{kT}\right)^5 \int_0^\infty d\nu \int_{-1}^1 d\mu \nu^4 n_1. \quad (45)$$

Это позволяет исключить из уравнения (8) функцию  $n_2$ :

$$\left(\frac{\nu_2}{\nu}\right)^\mu \frac{\partial n_1}{\partial \tau} = n_1 - \frac{3}{8} \int n_1 d\mu - \frac{1}{192} \left(\frac{h}{kT}\right)^5 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \int d\nu \int d\mu \nu^4 n_1. \quad (46)$$

Заменяем интегралы по углам в уравнении (46) квадратурными суммами с помощью двухточечной формулы Гаусса [15]:

$$S = \int n_1 d\mu = n_1(\mu_1) + n_1(-\mu_1), \quad (47)$$

где  $\mu_1 = 1/\sqrt{3}$  — корень полинома Лежандра второго порядка. Тогда уравнение (46) сводится к уравнению для функции  $S$ :

$$\left(\frac{\mu_1 v_g^2}{v^2}\right)^2 \frac{\partial^2 S}{\partial \tau^2} - \frac{1}{4} S = -\frac{1}{96} \left(\frac{h}{kT}\right)^5 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \int_0^\infty \nu^4 S d\nu. \quad (48)$$

Условие отсутствия падающего извне излучения  $n_1(\tau = 0, -\mu_1) = 0$  дает граничное условие

$$\left(\frac{\mu_1 v_g^2}{v^2} \frac{\partial S}{\partial \tau} - S\right) \Big|_{\tau=0} = 0. \quad (49)$$

Уравнение (48) удобно решать итерациями, подставляя в правую часть начальную функцию  $S$ , решая полученное неоднородное уравнение с граничным условием (49), подставляя решение в правую часть (48) и т. д. Если в качестве нулевого приближения взять решение диффузионной задачи.

$$S = \frac{2\sqrt{3}}{\tau_0} \tau \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right), \quad (50)$$

которое совпадает с точным решением в глубине слоя, то можно ограничиться одной итерацией:

$$S = \frac{\sqrt{3}}{\tau_0} \left\{ \tau + \mu_1 \left(\frac{kT}{h\nu}\right)^2 \exp\left[-\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \frac{\tau}{2\mu_1}\right] \right\} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (51)$$

О точности формулы (51) свидетельствует то, что вторая итерация даст поправку, не превышающую нескольких процентов. Поскольку функция  $S$  играет роль функции источников, угловое распределение выходящего излучения можно получить, выразив из уравнения (46)  $n_1$  через  $S$ :

$$n_1(\tau = 0) = \left(\frac{\nu}{\nu_g}\right)^2 \int_0^\infty e^{(\nu/\nu_g)^2 \frac{\tau - \tau'}{\mu}} \left\{ \frac{3}{8} S + \frac{1}{192} \left(\frac{h}{kT}\right)^5 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \int_0^\infty \nu^4 S d\nu \right\} \frac{d\tau'}{\mu}. \quad (52)$$

Подставляя формулу (51), получим, переходя к интенсивности,

$$I = \frac{\sqrt{3}}{\tau_0} \frac{h\nu_g^2}{c^2} \left\{ \mu + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{2 + \sqrt{3}\mu} + \frac{\sqrt{3}}{96} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \int_0^\infty \frac{x^2 e^{-x} dx}{1 + \frac{\sqrt{3}\mu}{2} x^2 \left(\frac{kT}{h\nu}\right)^2} \right\} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (53)$$

Нетрудно видеть, что выражения (43) и (53) описывают практически одинаковые зависимости интенсивности выходящего излучения от частоты и углов, поэтому при любых значениях параметра  $kT/m_e c^2 (\nu_g/\nu)^2$  можно пользоваться более простым соотношением (43).

в) *Излучение моды 2.* Вследствие того, что сечение рассеяния фотонов моды 2 велико, они вносят малый вклад в поток выходящего излучения. Однако сильная анизотропия сечения  $\sigma_2$  приводит к тому, что в направлениях, близких к направлению магнитного поля, интенсивности излучения обеих мод становятся сравнимы.

Выше было показано, что плотности фотонов обеих мод равны на глубинах  $\tau > \nu_g/\nu$  (рис. 1). Фотоны моды 1 непосредственно выходят с глубины  $\tau \lesssim (\nu_g/\nu)^2$ . Фотоны моды 2, находящиеся в области  $\nu_g/\nu \lesssim \tau \lesssim (\nu_g/\nu)^2$ , могут выходить свободно, если движутся в интервале углов  $\theta \lesssim \sqrt{\nu/\nu_g}$ . Поэтому интенсивность моды 2 в этом интервале углов сравнима с интенсивностью моды 1. Фотоны, движущиеся под большими углами к полю, выходят с меньших глубин, где их плотность мала, поэтому вне указанного интервала углов вклад излучения моды 2 мал. Отметим, что угловое распределение излучения моды 1 практически не зависит от направления магнитного поля.

В условиях рентгеновских пульсаров рассматриваемая здесь ситуация, когда оптическая глубина излучающей области очень велика, реализуется при больших темпах аккреции, когда возникает поддерживаемая давлением излучения аккреционная колонка. Излучение из нее выходит в стороны, то есть поперек магнитного поля [7]. В этом случае интенсивность моды 2 становится сравнимой с интенсивностью моды 1 в направлениях, почти касательных к поверхности колонки, где полный поток излучения  $F(\mu) = \mu I(\mu)$  мал в силу геометрического фактора. Поэтому мы не будем заниматься подробным вычислением характеристик излучения моды 2, а ограничимся приведенными оценками.

6. *Заключение.* В горячей разреженной плазме большой оптической глубины комптоновское рассеяние устанавливает виновский (в общем случае бозе-эйнштейновский) спектр, химпотенциал которого меняется от точки к точке и определяется балансом полного числа фотонов. В случае очень сильного магнитного поля,  $h\nu_g \gg kT$ , отвод энергии излучением облегчается в силу того, что сечение рассеяния фотонов моды 1 мало, как  $(\nu/\nu_g)^2$ . Зависимость сечения от энергии фотона приводит к тому, что спектр выходящего излучения имеет не виновский вид и оказывается значительно более пологим. Излучение моды 2 существенно только в направлениях, близких к направлению магнитного поля. В остальных направле-

ниях доминирует излучение моды 1. Сравнение с результатами расчетов, проведенных без учета комптонизации [16], показывает, что комптонизация увеличивает энергоотвод в  $\sim \ln kT/h\nu_0$  раз и приводит к появлению пологого максимума в спектре в области  $h\nu \sim kT$ .

Институт космических исследований  
АН СССР

## SATURATED COMPTONIZATION IN THE SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD

YU. E. LYUBARSKY

The radiation transfer in the hot optically thick plasma with a strong magnetic field ( $h\nu_g/kT \gg 1$ ) is considered, assuming the scattering to dominate the absorption. The condition of saturated comptonization imply the characteristic time for energy gain by photon due to multiple Compton scatterings to be much less than the escape time. Then the Wien spectrum forms with chemical potential depending on the depth according to the rates of production and escape of photons. The analytical expressions for the radiation flux emitted by semiinfinite isothermal medium, both the spectrum and angular distribution of outgoing radiation are obtained.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Павлов, Ю. Н. Гнедин, Итоги науки и техники, ВИНТИ, Астрон., 22, 172, 1983.
2. P. Meszaros, Space Sci. Rev., 38, 325, 1984.
3. Ю. Э. Любарский, Астрофизика (в печати).
4. Ю. Э. Любарский, Астрофизика (в печати).
5. M. M. Vasiko, R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys., 27, 311, 1975.
6. N. E. White, J. H. Swank, S. S. Holt, Astrophys. J., 270, 711, 1983.
7. M. M. Vasiko, R. A. Sunyaev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 395, 1976.
8. А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 51, 698, 1974.
9. T. A. Weaver, G. F. Chapline, Astrophys. J., 192, 57, 1974.
10. В. С. Ишенин, Ю. И. Морозов, Радиационная релятивистская газодинамика, Атомиздат, М., 1981.
11. Yu. N. Gnedin, R. A. Sunyaev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 53, 1973.
12. W. Nagel, Astrophys. J., 236, 904, 1980.
13. А. Д. Каминкер, Г. Г. Павлов, Н. А. Силантьев, Ю. А. Шибанов, Астрофизика, 18, 283, 1982.
14. В. В. Ивачов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
15. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.
16. A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, Yu. A. Shibanov, Astrophys. and Space Sci., 91, 167, 1983.

УДК: 52—337

## АВТОВОЛНОВОЙ ХАРАКТЕР ДИССИПАЦИИ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А. А. СОЛОВЬЕВ

Поступила 21 января 1985

Принята к печати 15 мая 1986

Показано, что в бессиловом магнитном поле области с резко повышенной плотностью тока могут необратимо сжиматься в процессе омической диссипации (резистивный коллапс). Пример такой структуры — плоский токовый слой в однородном магнитном поле. При наличии источников, восстанавливающих в слое шир магнитных силовых линий (и, соответственно, ток), процесс диссипации может носить автоколебательный характер. Магнитное поле активной области, содержащее бессиловые токовые слои, является возбудимой нелинейной средой, в которой возможно распространение автоволн. Энергетические и временные характеристики коллапсирующих токовых слоев близки к вспышечным.

1. *Введение.* Поведение бессиловых магнитных полей в резистивных средах имеет ряд замечательных особенностей [1—4], которые делают изучение этих полей особенно интересным для решения проблем, связанных с нагревом солнечной короны и вспышечной активностью Солнца (хотя область приложений получаемых при этом результатов не ограничивается, конечно, солнечной физикой).

В данной работе мы хотим показать, что бессиловые магнитные поля на Солнце могут образовать диссипативные структуры в синергетическом понимании этого термина [5—7], т. е. такие подсистемы в термодинамически неравновесной открытой системе, которые могут существовать и развиваться за счет потоков внешней энергии (негэнтропии). Как известно [5—7], диссипативные структуры максимально быстро продвигают питающую их большую систему по пути к равновесному состоянию, приводя к наиболее быстрому и глубокому истощению источника своего существования.

В нашем случае речь идет о бессиловых токовых слоях (БТС) [1—4]. Шир магнитных силовых линий в этих слоях может периодически создаваться упорядоченными движениями плазмы (внешний источник) и «выгорать» при «резистивном коллапсе» слоя. Этот процесс может носить авто-

колебательный характер. В среде, насыщенной БТС, могут распространяться автоволны.

2. *Резистивный коллапс БТС.* Рассмотрим простую модельную задачу, иллюстрирующую важное свойство бессильных магнитных полей — образовывать в процессе омической диссипации локальные области с нарастающей во времени плотностью тока, т. е. коллапсирующие токовые слои [1, 4].

Выберем декартову систему координат  $x, y, z$ . Рассмотрим плоский вертикальный слой, толщиной  $x_0$ , ориентированный в плоскости  $y, z$  и расположенный симметрично относительно начала координат. Пусть этот слой заполнен бессильным магнитным полем, имеющим плоские интегральные поверхности ( $x = \text{const}$ ), т. е. два отличных от нуля компонента:

$$\left. \begin{aligned} H_x(x, t) &= H(0, t) \cos(k(t)x), \\ H_z(x, t) &= H(0, t) \sin(k(t)x), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $H(0, t)$  и  $k(t)$  — некоторые функции времени. Пусть на границах слоя ( $x = \pm x_0$ ) выполняются следующие условия:

$$k(t)x_0(t) = \pm m\pi/2, \quad (2)$$

где  $m = 1, 2, 3, \dots$ . Знак «плюс» относится к правой, «минус» к левой границе слоя. Магнитное поле вне слоя будем считать однородным и имеющим только один компонент (вертикальный или горизонтальный в зависимости от величины  $m$ ), так что на границах слоя поле непрерывно. Если  $m$  — четное, внешнее поле имеет одинаковое направление по обе стороны от слоя, если  $m$  — нечетно, то внешнее поле на границах слоя ориентировано в противоположных направлениях. Последний случай особо интересен, так как при сжатии такого слоя мы получаем в пределе обычный нейтральный токовый слой, в центральной плоскости которого магнитное поле меняет знак. (Число  $m$  выбрано здесь целым лишь из соображений простоты. В общем случае оно может быть и дробным. Так, если  $m = 1/2$ , то вектор магнитного поля в слое поворачивается на угол  $\pi/2$ ).

Зависимость внешнего поля от времени, т. е., по существу, функцию  $H(0, t)$  будем считать заданной. Положим

$$H_{ex}(t) = H_0 \exp(\gamma t), \quad (3)$$

где  $\gamma$  — произвольная вещественная константа, определяющая скорость изменения внешнего магнитного поля. Выбирая различные значения  $\gamma$ , можно имитировать те или иные наблюдаемые на Солнце ситуации.

Итак, в описываемой модели переменное во времени внешнее магнитное поле однородно и потенциально, омическая диссипация отсутствует, поскольку плотность электрических токов равна нулю. Внутри слоя, напротив, плотность токов отлична от нуля, имеет место шир магнитных силовых линий, которые, согласно (1), поворачиваются с ростом  $x$ , оставаясь в плоскости слоя. Диссипация электрических токов в слое, вызванная конечной проводимостью плазмы, приводит к уменьшению напряженности магнитного поля в слое и, как следствие этого, к боковому поджатию БТС давлением внешнего магнитного поля, которое — в силу своей потенциальности — не подвержено омической диссипации. В этом физическая сущность описываемого ниже эффекта.

Если градиент газового давления и силы тяжести достаточно малы, система уравнений МГД сводится к следующему:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{4\pi} [\text{rot}\vec{H} \times \vec{H}], \quad (4)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = D\Delta\vec{H} + \text{rot}[\vec{v} \times \vec{H}], \quad (5)$$

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0, \quad (6)$$

где  $D = c^2/4\pi\sigma$ ,  $\sigma$  — электропроводность среды.

Нас будет интересовать относительно медленная эволюция БТС, обусловленная магнитной вязкостью  $D$ , поэтому инерционным членом в уравнении (4) можно пренебречь («диффузионное» приближение [1, 2, 4]).

Получившееся уравнение  $[\text{rot}\vec{H} \times \vec{H}] = 0$  автоматически удовлетворяется как внутри слоя, где поле бессиповое (распределение (1)), так и вне его, где  $\text{rot}\vec{H} = 0$ .

Неизвестные функции  $k(t)$ ,  $\rho(x, t)$ ,  $v_x(x, t) \equiv v(x, t)$  определяются из уравнений (5) и (6). Запишем (5) в виде:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (v H_x), \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (v H_y). \quad (8)$$

Умножим (7) и (8) на  $H_x$  и  $H_y$  соответственно и сложим их почленно, учитывая, что:  $H_x^2 + H_y^2 = H^2(0, t) \sim \exp(2\gamma t)$ .

Тогда

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -Dk^2(t) - \gamma. \quad (9)$$

Из симметрии задачи следует  $v(0, t) = 0$ , поэтому

$$v(x, t) = -(Dk^2(t) + \gamma)x, \quad (10\text{б})$$

что описывает боковое сжатие БТС вследствие омической диссипации (слагаемое  $-Dk^2(t)$ ) и/или вследствие роста внешнего поля (слагаемое  $-\gamma x$ ).

Уравнение непрерывности (6) при подстановке в него решения (10) дает следующий закон изменения плотности газа в слое:

$$\rho(t) = \rho(0) \exp(Dk^2(t) + \gamma). \quad (11)$$

Решение для функции  $k(t)$ , определяющей обратный масштаб изменения поля в слое, при известной  $v(x, t)$  нетрудно получить из (7) или (8). Оно имеет вид:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = k(Dk^2 + \gamma). \quad (12)$$

Это уравнение элементарно интегрируется:

$$k(t) = k(0) \sqrt{\gamma \exp(2\gamma t)/\gamma + Dk^2(0)(1 - \exp(2\gamma t))}. \quad (13)$$

Для малых  $\gamma$  разложение в ряд Тейлора дает

$$k(t) = k(0) \sqrt{(1 + 2\gamma t)/(1 - 2Dk^2(0) \cdot t)}. \quad (14)$$

Из (13), (14) следует, что за время

$$t^* = (2Dk^2(0))^{-1} = \frac{4\sigma x_0^2(0)}{c^2 \pi m^2}, \quad (15)$$

имеющее порядок обычного скин-слоевого времени, слой коллапсирует до бесконечно малой толщины ( $k \rightarrow \infty$ ,  $x_0 \rightarrow 0$ ), если  $\gamma > -(2t^*)^{-1} = -Dk^2(0)$  (см. (12)), т. е. если внешнее поле нарастает ( $\gamma > 0$ ), остается постоянным ( $\gamma = 0$ ) или уменьшается, но достаточно медленно ( $0 > \gamma > -1/2t^*$ ). Если  $\gamma < -Dk^2(0)$ , то, согласно (12), толщина слоя растет со временем за счет того, что внешнее давление падает быстрее, чем давление поля в области диссипации.

Нас будут интересовать только коллапсирующие решения.

Для плотности электрического тока в слое имеем:

$$j \sim |\text{rot} \vec{H}| \sim H_0 k(t) \exp(\gamma t). \quad (16)$$

Плотность газа в слое  $\rho$ , согласно (11) и (12), изменяется пропорционально  $k(t)$ . Следовательно, токовая скорость электронов в слое меняется по закону:

$$u = j/ne \sim \exp(\gamma t). \quad (17)$$

Как видим, если  $\gamma \geq 0$ , то  $u$  в сжимающемся слое или поддерживается постоянной ( $\gamma = 0$ ) или растет ( $\gamma > 0$ ). Это обстоятельство чрезвычайно важно для динамики БТС. Оно означает, что если в некоторый момент времени в слое возникает плазменная турбулентность за счет того, что  $u$  превысит тепловую скорость ионов, то это условие будет поддерживаться и в дальнейшем, в процессе сжатия слоя (или даже усиливаться, если  $\gamma > 0$ ). Таким образом, задача о сжатии БТС с аномальным сопротивлением оказывается самосогласованной: плазменная турбулентность не «выключает саму себя», не вызывает расширения слоя, а, напротив, резко ускоряет процесс его сжатия.

Будем различать два характерных времени коллапса БТС:  $t^*$  (кул), когда  $\sigma$  определяется обычным кулоновским взаимодействием частиц, и  $t^*$  (ан), при котором  $\sigma$  аномально низка вследствие возбуждения в слое микротурбулентности. В солнечной короне эти два времени для слоев примерно одинаковой толщины различаются на несколько порядков:  $t^*$  (кул)  $\gg \gg t^*$  (ан), что играет важную роль в дальнейшем изложении.

В заключение данного раздела отметим, что описанная здесь задача может быть обобщена на случай, когда учитывается давление газа в слое. Сжатие такого слоя будет остановлено, когда  $8\pi P = H_{xx}^2$  (см. [4]). Однако здесь мы на этом задерживаться не будем, поскольку если в первоначальном состоянии  $8\pi P \ll H_{xx}^2$ , то влияние газового давления скажется лишь на последней стадии сжатия, когда толщина слоя уменьшится на несколько порядков, что с точки зрения обсуждаемых здесь проблем практически равносильно тому, что слой коллапсирует вплоть до непосредственного контакта сжимающих его «магнитных стенок».

3. Дифференциальное вращение в слое как источник шири магнитных силовых линий. Рассмотрим еще одну простую модельную задачу, которая описывает другую фазу интересующего нас автоволнового процесса. Пусть в идеально проводящей среде задано однородное вертикальное поле  $H_z = H_0 = \text{const}$ . Пусть далее при  $t \geq 0$  в плоском слое толщины  $x_0$  возникает вращение плазмы относительно оси  $x$  с угловой скоростью

$$\vec{\omega} = \omega(x, t) \vec{e}_x = \varphi_0 \left(1 - \frac{|x|}{x_0}\right) \cdot \vec{e}_x, \quad (18)$$

где  $\varphi_0$  — угол поворота в центральной плоскости слоя (рис. 1). В силу того, что вектор угловой скорости направлен по оси  $x$  и зависит только от  $x$ , магнитные силовые линии, будучи замороженными в плазму, остаются пря-



в слое с вращающимися (за счет внешнего источника) магнитными силовыми линиями. Благодаря диссипации, толщина слоя будет меняться со временем, поэтому примем

$$\omega(x, t) = \varphi_0(t)(1 - x/x_0(t)), \quad (23)$$

а решение для поля и скорости будем искать в виде

$$\begin{aligned} H_x(x, t) &= H_0 \exp(\gamma t) \cos[\varphi_0(t)(1 - x/x_0(t))], \\ H_y(x, t) &= H_0 \exp(\gamma t) \sin[\varphi_0(t)(1 - x/x_0(t))], \end{aligned} \quad (24)$$

$$\vec{v} = v(x, t)\vec{e}_x + \omega(x, t) \cdot z \cdot \vec{e}_y - \omega(x, t) \cdot y \cdot \vec{e}_x. \quad (25)$$

Уравнение индукции (5) переписывается следующим образом:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x}(vH_x) - \omega(x, t)H_y, \quad (26)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x}(vH_y) + \omega(x, t)H_x. \quad (27)$$

Производя с этими уравнениями те же операции, что и в первой задаче, получим для скорости сжатия слоя решение, аналогичное (10):

$$v(x, t) = - \left[ D \left( \frac{\varphi_0(t)}{x_0(t)} \right)^2 + \gamma \right] \cdot x. \quad (28)$$

Подставляя (28) в (26) или (27) и учитывая (23)—(25), получим:

$$\frac{dx_0(t)}{dt} = - \left[ D \left( \frac{\varphi_0(t)}{x_0(t)} \right)^2 + \gamma \right] x_0(t). \quad (29)$$

Это уравнение совпадает с уравнением (12) для  $k(t)$  из первой задачи, если  $\varphi_0 \cong \text{const}$ , и так же, как и (12), описывает коллапс, в результате которого БТС, слошываясь, исчезает; поле вновь становится однородным во всем пространстве (если пренебречь тем, что на месте «сгоревшего» слоя останется очень тонкий и плотный слой плазмы, сгребенной к центру слоя в процессе его сжатия (см. примечание в конце раздела 2). Это обстоятельство вносит определенный элемент необратимости в автоколебательный процесс, рассматриваемый ниже).

5. Автоколебательный процесс в БТС с восстановлением. Для автоколебательных систем характерно наличие нескольких (по крайней мере, двух) временных масштабов: одни параметры системы меняются быстро, другие — управляющие — заметно медленнее [6, 7]. В нашей задаче есть 3 характерных масштаба времени:  $t^*$  (кул),  $t^*$  (ан) и время  $\tau$ , которое определим уравнением

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} (\varphi_0 - \varphi_0(\text{кр})), \quad (30)$$

где  $\varphi_0(\text{кр})$  — то значение угла поворота вектора поля в центральной плоскости слоя, при котором плотность электрического тока достигает критической величины, приводящей к возбуждению в слое плазменной турбулентности. (Согласно (22),  $|j| \sim \varphi_0(t) H(0, t)/x_0(t)$ , а дрейфовая скорость  $u = j/ne \sim \varphi_0(t) \cdot H(0, t)$ , так как  $n(t) \cdot x_0(t) = \text{const}$  вследствие сохранения массы газа в слое). Назовем время  $\tau$  временем восстановления электрического тока в слое. Оно определяется действием внешних по отношению к слою источников, вызывающих „закручивание“ магнитных силовых линий в БТС. Благодаря тому, что  $t^*(\text{кул}) \gg \tau \gg t^*(\text{ан})$ , существует достаточно широкий интервал значений  $\tau$ , при которых выполняется следующая цепочка неравенств:  $t^*(\text{ан}) \ll \tau \ll t^*(\text{кул})$  (численные оценки см. ниже).

Важнейшее свойство всякой автоколебательной системы состоит в том, что она может находиться в 3-х качественно различных состояниях: покоя, возбуждения и рефрактерности. Состояние покоя сохраняется в системе в отсутствие внешних воздействий, но при наличии таковых может смениться состоянием возбуждения. Пробыв какое-то время в возбужденном состоянии, система переходит в состояние рефрактерности, в котором она является невозбудимой. Простейший пример автоколебательного процесса — выгорание травы в степи. Здесь состояние покоя — степь с сухой травой, состояние возбуждения — горение травы, рефрактерности — выгоревшая, голая степь. Восстановление первоначального состояния, т. е. рост травы, требует значительно большего времени, чем фаза горения.

Определим 3 указанных состояния для нашей системы — БТС с дифференциальным вращением плазмы.

Первоначальное состояние однородного магнитного поля, когда всюду  $\varphi \simeq 0$ , а шир поля и ток в слое практически отсутствуют, определим как состояние рефрактерности БТС.

Докритические (но близкие к критическому) состояния с  $\varphi_0 \lesssim \varphi_0(\text{кр})$  назовем состояниями покоя. Состояния с  $\varphi_0 \gtrsim \varphi_0(\text{кр})$ , когда в БТС возникает плазменная турбулентность, определим как состояния возбуждения системы. Опираясь на все вышеизложенное, мы теперь можем достаточно ясно представить себе развитие автоколебаний в БТС.

I фаза («рост травы») — это фаза длительностью  $\tau$  характеризуется увеличением угла  $\varphi$  (и, соответственно, плотности тока и токовой скорости) от 0 до околочитических значений. Благодаря тому, что в корональной плазме кулоновская проводимость очень велика ( $\simeq 10^{16} \text{ с}^{-1}$ ) и  $t^*(\text{кул}) \gg \tau$ , можно считать, что на этом этапе  $D = 0$ , и магнитное поле встроено в плазму, в соответствии с условиями задачи раздела 3.

II фаза («сухая трава»). Плотность тока достигает величин, близких к критической, но плазменная турбулентность еще не возбуждается. Если в этом состоянии действие внешних источников, обеспечивающих «закрутку» поля, замедлится или вообще прекратится, система сможет пребывать в таком состоянии покоя достаточно долго ( $\simeq t^*$  (кул)).

III фаза («горение травы»). Если  $\varphi_0(t)$  продолжает расти, токовая скорость электронов в БТС может превысить тепловую скорость ионов. Этого уже достаточно, чтобы в слое возникла модифицированная неустойчивость Бунемана, имеющая самый низкий среди всех плазменных неустойчивостей порог возбуждения [8]. Плазменная микротурбулентность практически мгновенно понижает проводимость плазмы в слое на несколько порядков, и слой начинает сжиматься с характерным временем  $t^*$  (ан).

Если  $\tau \gg t^*$  (ан), то можно считать, что в процессе сжатия слоя  $\varphi_0(t) \simeq \text{const}$ , и мы приходим к задаче, описанной в разделе 2 — коллапс БТС без вращения плазмы. Строго говоря, неравенство  $\tau \gg t^*$  (ан) не является необходимым. Если  $\tau \lesssim t^*$  (ан), это не изменит существа дела, так как уравнения обобщенной задачи (раздел 4) также дают коллапсирующие решения. Неравенство  $\tau \gg t^*$  (ан) лишь обеспечивает разделение эффектов: вращение поля в плоскости слоя и поперечное сжатие БТС.

Таким образом, третья фаза процесса состоит в том, что токовый слой, «схлопываясь», исчезает; во всем пространстве вновь  $\varphi \simeq 0$ , система возвращается в состояние рефрактерности.

Качественно изменение со временем основных параметров слоя  $\varphi_0(t)$  и  $x_0(t)$  показано на рис. 2.

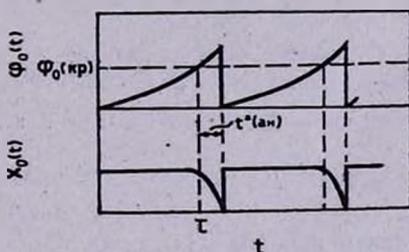


Рис. 2. Качественный ход зависимостей  $\varphi_0(t)$  и  $x_0(t)$  в автоколебательном процессе.

6. Автоволны в бессиловом магнитном поле с широм. БТС с восстанавливающимся широм магнитных силовых линий можно рассматривать как отдельный элемент активной, возбудимой среды. Если магнитное поле активной области насыщено БТС, находящимися в состоянии покоя ( $\varphi_0 \lesssim \varphi_0(\text{кр})$ ), то в такой среде могут распространяться волны возбужде-

ния — автоволны (подобно тому, как движется по степи фронт пламени). Когда автоволна проходит по такой активной среде, ее возбудимые элементы — БТС — «выгорая», переходят в состояние рефрактерности, а затем медленно восстанавливаются за счет внешних источников до состояния покоя. Для наглядности изменение во времени угла поворота  $\varphi(x, t)$  в трех последовательно возбуждаемых БТС показано на рис. 3.

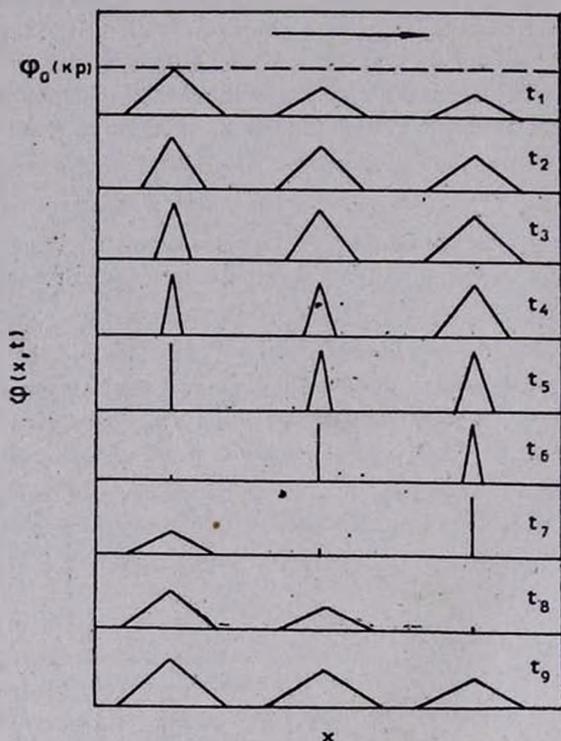


Рис. 3. Распространение автоволны в распределенной системе из 3-х БТС.

Если отвлечься от конкретных особенностей описанных выше моделей, и учесть, что практически всякое магнитное поле в достаточно малой окрестности можно представить как поле, имеющее плоские интегральные поверхности, то можно заключить, что, по существу, любая бессиловая конфигурация на Солнце, обладающая определенным запасом свободной магнитной энергии, представляет собою возбудимую, активную среду. В тех областях, где шир поля и связанная с ним плотность тока близки к критическим, внешние возмущения (вихревые или сдвиговые движения на фотосфере или простое поджатие поля) способны привести эти локальные области в состояние возбуждения с последующим выгоранием и восстановлением. Упругие возмущения (альвеновские волны), распространяющиеся от

одной коллапсирующей области, могут возбудить соседние участки, т. е. проявить себя как автономные источники возмущения.

В сильнонеоднородной (в смысле распределения токов) среде возможен процесс быстрого размножения источников, что приведет к хаотизации автоволнового режима, т. е. установлению турбулентного состояния в большом объеме возбудимой среды (возможно, во всей активной области). Описанные выше автоколебательные и автоволновые процессы имеют, на наш взгляд, непосредственное отношение к теории солнечных вспышек. Они естественным образом объясняют гомологические вспышки (как автоколебания одного или нескольких БТС), а также такой часто отмечаемый наблюдателями факт, что солнечные вспышки могут возникать в разных местах, но последовательно во времени, явно иницилируя одна другую (автоволна возбуждения).

*7. Магнитные конфигурации с БТС. Численные оценки.* Для того, чтобы получить точные решения нелинейных МГД-уравнений, мы выбирали достаточно простые, идеализированные модели магнитного поля и поля скоростей. Поэтому возникает необходимость указать, в каких реально наблюдаемых ситуациях на Солнце возможно формирование магнитных структур, близких по своим физическим свойствам к описанным выше. Мы отметим два типа магнитных конфигураций, в которых могут образовываться тонкие коллапсирующие БТС. Первый тип — это «магнитные холмы», образующиеся при последовательном всплытии 2-х магнитных потоков, ориентированных под некоторым углом друг к другу (рис. 4). «Концы» этих потоков могут быть связаны с солнечными пятнами или факельными полями, но это в данном случае принципиальной роли не играет. Если на фотосфере существуют течения, вращающие эти два магнитных потока относительно один другого вокруг вертикальной оси (рис. 4), то между ними образуется типичный БТС с вращением. Толщина этого слоя заведомо меньше характерных размеров области, поэтому описанная нами плоская модель здесь вполне применима.

Второй тип — это скрученные магнитные силовые трубки (магнитные жгуты) во внешнем поле (рис. 5). На границе жгута и нескручиваемого внешнего поля формируется тонкий граничный слой, плотность тока в котором пропорциональна углу закрутки, как и в нашей модели. Граница жгута — это область максимального шири магнитных силовых линий. Если толщина граничного слоя много меньше радиуса поперечного сечения скручиваемой трубки поля, для его описания можно применять плоскую модель БТС с вращением.

Две указанных конфигурации, конечно, не исчерпывают всего многообразия бессиловых структур, в которых возможен резистивный коллапс локальных областей с соответствующим энерговыделением, но они хорошо

представляют два основных класса солнечных вспышек: большие двухленточные вспышки и несколько менее мощные — петельные вспышки. Приведем несколько численных оценок. Оценим прежде всего характерные времена процессов. Примем, что первоначальная толщина БТС, т. е.  $2x_0(0)$ ,

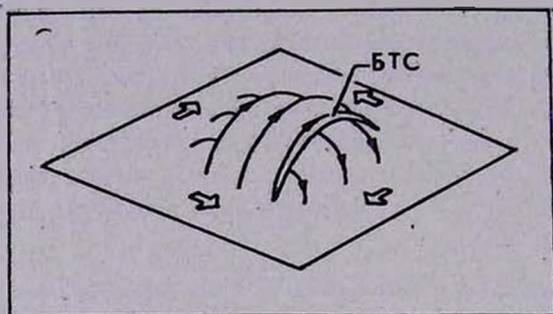


Рис. 4. Образование БТС при вспышке двух магнитных потоков, ориентированных под прямым углом друг к другу. Стрелками на плоскости показаны движения вещества на фотосфере, приводящие к увеличению тока в БТС.

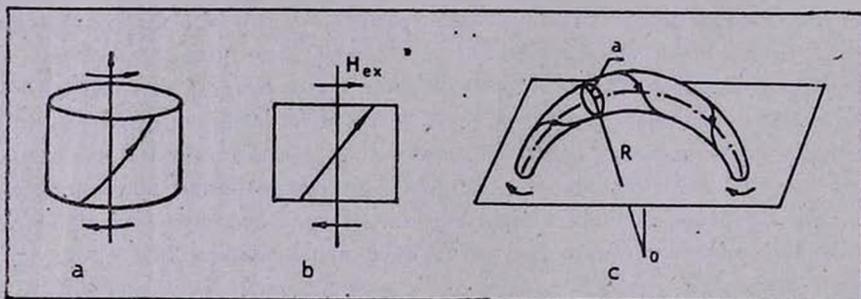


Рис. 5. Образование БТС на границе между суживаемой магнитной трубкой и внешним полем: а) цилиндрическая модель, б) развертка цилиндра, в) петельная конфигурация, которую при условии  $R \gg a$  можно описывать в цилиндрическом приближении.

составляет около  $10^7$  см — таков наименьший пространственный масштаб фотосферных движений, которые и ответственны, в конечном счете, за образование БТС в короне. Из формулы (33) при  $\varphi_0(t) \simeq \text{const}$  и  $\gamma = 0$  получаем для времени коллапса:

$$t^* = 1/2 D \varphi_0^2 = 2\pi \sigma x_0^2 / \varphi_0^2. \quad (31)$$

Для угла закрутки поля к моменту начала сжатия примем  $\varphi_0 \simeq \pi/2$  — весьма умеренное значение. Тогда, учитывая, что  $\sigma$  (кул) в короне:

$\simeq 10^{16} \text{ с}^{-1}$ , находим:  $t^*$  (кул)  $\simeq 10^9 \text{ с}$ . Для  $\sigma$  (ан) в предположении, что она определяется модифицированной неустойчивостью Бунемана [8], получим, что в корональной плазме ( $n \simeq 10^8 + 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $H = 100 - 1000 \text{ Э}$ ) она на 6—8 порядков ниже кулоновской. Близкие оценки получаются и в случае ионно-звуковой турбулентности [4]. Соответственно этому  $t^*$  (ан)  $\simeq (10 + 100) \text{ с}$ ; что касается времени восстановления шира в слое, то оно, очевидно, порядка отношения длины (или ширины) БТС ( $l_1 \simeq l_2 \simeq 10^9 + 10^{10} \text{ см}$ ) к характерной скорости фотосферных движений ( $\simeq 10^5 \text{ см/с}$ ), т. е.  $\tau = 10^4 - 10^5 \text{ с}$ . Как видим, цепочка неравенств  $t^*$  (кул)  $\gg \tau \gg t^*$  (ан), о которой выше шла речь, имеет место. Оценим энергетические характеристики процесса. При резистивном коллапсе в слое „выгорает“ целиком магнитная энергия, заключенная в первоначальном объеме, т. е.

$$E = \frac{H_0^2}{8\pi} \cdot 2x_0 \cdot l_1 l_2. \quad (32)$$

Подставляя сюда указанные выше численные значения, мы получаем типичные «вспышечные» энергии:  $E \simeq (10^{28} \div 10^{32}) \text{ эрг}$  ( $E$  от угла «закрутки» поля в слое не зависит — при закрутке изменяется лишь ориентация вектора магнитного поля, а модуль его сохраняется. Однако, величиной  $\varphi_0$  определяется время энергосвыделения (см. (31)), так что мощность энергосвыделения  $\sim \varphi^2$ ). Отметим, что количество энергии, выделяемой во всей области коллапсирующего БТС, может быть и заметно больше, чем (33), если внешнее по отношению к слою магнитное поле на границах слоя имеет различную или даже противоположную ориентацию. В этом случае, как уже отмечалось выше, на месте сколлапсировавшего БТС образуется обычный нейтральный токовый слой с последующим перезамыканием в нем магнитных силовых линий и соответствующим энергосвыделением.

8. *Заключение.* Резюмируем вышесказанное:

1. Резистивный коллапс — одно из важнейших свойств бессиловых магнитных конфигураций с резко неоднородным распределением тока. Простейший пример такой структуры — БТС.

2. При наличии источников, восстанавливающих в слое плотность тока (и шир магнитных силовых линий), процесс диссипации в БТС может носить автоколебательный характер.

3. Магнитное поле активной области, содержащее БТС, представляет собою возбудимую сильно нелинейную среду, в которой могут распространяться автоволны.

4. Две основных магнитных конфигурации с БТС (перекрывающиеся магнитные потоки и магнитные жгуты) соответствуют двум основным типам солнечных вспышек (двухленточные и петельные).

5. Энергетические и временные характеристики БТС близки к вспыхивающим.

6. Автоколебательные и автоволновые процессы в активных областях Солнца естественным образом объясняют гомологические и индуцированные вспышки.

Калмыцкий государственный  
университет

## THE AUTOWAVE DISSIPATION OF THE FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS

A. A. SOLOV'EV

It has been shown that ohmic dissipation of force-free magnetic field could be followed by resistive collapse of the region where current density appears to be great enough. The example of that structure is a force-free current sheet immersed into a homogenous magnetic field. The autooscillations are possible if the dissipation of the shear of magnetic field lines (and currents) into the sheet is compensated by the action of external sources. Magnetic field of the active region structured by the force-free current sheets can be regarded as on exitable medium, in which the excitation and propagation of autowaves can be observed. The time-parameters and energy release of the collapsing current sheets are close to the flares ones.

### ЛИТЕРАТУРА

1. B. C. Low, *Astrophys. J.*, 189, 353, 1974.
2. Е. Н. Паркер, *Космические магнитные поля*, ч. 1, Мир, М., 1982.
3. А. А. Соловьев, *Астрофизика*, 21, 609, 1984.
4. А. А. Соловьев, *Солнеч. данные*, № 7, 62, 1984.
5. Г. Хакен, *Энергетика*, Мир, М., 1980.
6. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах*, Мир, М., 1979.
7. В. И. Кринский, А. С. Михайлов, *Автоволны*, Знание, М., 1984.
8. А. А. Галеев, Р. Э. Сагдеев, в кн.: «Вопросы теории плазмы», Атомиздат, М., вып. 7, 1973, стр. 3.

УДК: 52—64

## «ФУНКЦИЯ ОТРАЖЕНИЯ» ДЛЯ БЕСКОНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ

А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 22 января 1986

Принята к печати 25 мая 1986

Исследуется вопрос об определении «функции отражения» для бесконечной однородной атмосферы при общих законах некогерентного рассеяния. Указанная величина характеризует угловую и частотную зависимость интенсивности диффузного излучения в плоскости источника. Для ее нахождения используется принцип инвариантности. В общем случае задача сводится к определению вспомогательных функций  $\varphi_{nk}^m(x, \eta)$ , каждая из которых удовлетворяет отдельному интегральному уравнению. При полном перераспределении по частотам и когерентном рассеянии функция отражения находится в явном виде и выражается через хорошо известную в теории переноса функцию  $f(x, \eta) = \lambda \partial \ln \varphi(x, \eta) / \partial \lambda$ . Приводятся результаты численных расчетов.

Бесконечная среда является наипростейшей геометрией, встречающейся в теории переноса излучения. Несмотря на это, задачи многократного рассеяния в бесконечной среде, в особенности если рассеяние предполагается некогерентным, изучены недостаточно полно. Между тем, эти задачи важны, поскольку их решения позволяют судить о световом режиме в глубоких слоях полубесконечной атмосферы и о влиянии тех или иных исходных предположений относительно элементарного акта рассеяния на конечный результат.

Настоящая работа посвящена определению одной из наиболее важных характеристик поля излучения в бесконечной среде — так называемой «функции отражения». Указанная величина допускает вероятностное истолкование в полной аналогии с функцией отражения от полубесконечной атмосферы (для последней мы сохраним общепринятое обозначение  $\rho$ , вместе с тем одноименная величина для бесконечной среды будет обозначаться через  $\rho_\infty$ ). Чтобы разъяснить смысл величины  $\rho_\infty$ , мысленно выберем в среде некоторую плоскость и допустим, что под углом  $\arcs \cos \eta$  к ее нормали падает квант с безразмерной частотой  $x$ . Указанный квант в результате диффузии в бесконечной среде может, вообще говоря, неоднократно

пересекать эту плоскость. Под  $\eta' \rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) d\eta' dx'$  будем понимать вероятность того, что при многократных рассеяниях в бесконечной среде квант когда-либо пересечет выбранную плоскость под углом  $\arcs \eta'$  внутри телесного угла  $2\pi d\eta'$ , имея при этом частоту, принадлежащую интервалу  $(x', x' + dx')$ . Так же, как и в случае полубесконечной атмосферы, углы падения и отражения отсчитываются от двух взаимно противоположных нормалей к выбранной плоскости.

Задача о нахождении величины  $\rho_{\infty}$  при монохроматическом рассеянии обсуждалась в работах В. В. Иванова [1, 2]. Здесь ту же задачу мы рассмотрим при общем законе перераспределения по частотам и направлениям, причем по сравнению с упомянутыми работами выберем более простой и короткий путь, основанный на применении принципа инвариантности. С другой стороны, нужные вспомогательные функции мы введем несколько иначе, в результате чего в простейших случаях когерентного рассеяния и рассеяния с полным перераспределением по частотам последние совпадают с хорошо известными и изученными функциями. При указанных двух механизмах рассеяния функция отражения находится в явном виде.

Приступая непосредственно к нашей задаче, напомним сначала очевидные соотношения, связывающие между собой функции отражения для бесконечной и полубесконечной сред (для краткости ограничимся рассмотрением интегрированных по азимуту величин)

$$\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) = \rho(x', \eta'; x, \eta) + \int_0^1 \eta'' d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\infty}(x', -\eta'; x'', \eta'') \rho(x'', \eta''; x, \eta) dx'', \quad (1)$$

$$\rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta) = \int_0^1 \eta'' d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\infty}(x', \eta'; x'', \eta'') \rho(x'', \eta''; x, \eta) dx''. \quad (2)$$

Первое из приведенных соотношений показывает, что событие, характеризующее плотностью вероятности  $\eta' \rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta)$ , может наступить как при первом же пересечении квантом выбранной плоскости, то есть, в результате диффузного отражения от полупространства (внеинтегральный член в правой части (1)), так и при последующих пересечениях (интегральное слагаемое). Аналогичным образом находит объяснение соотношение (2).

Как известно [3, 4], в том случае, когда функция перераспределения по частотам и направлениям  $r$ , описывающая элементарный акт рассеяния,

представляется в виде билинейного разложения, вопрос о нахождении функции отражения от полубесконечной атмосферы сводится к определению некоторых вспомогательных функций  $\varphi$  из системы функциональных уравнений. Так, например, при чисто доплеровском законе перераспределения для функции  $r$  имеем (см. [3])

$$r(x', x, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sin \gamma} \exp \left\{ -\frac{x'^2 + x^2 - 2xx' \cos \gamma}{\sin^2 \gamma} \right\} = \sum_{k=0}^{\infty} \cos^k \gamma a_k(x') a_k(x) \quad (3)$$

и

$$r(x', \eta'; x, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r(x', x, \gamma) d\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\eta') P_n(\eta) \sum_{k=n}^{\infty} c_k^n a_k(x') a_k(x), \quad (4)$$

где  $\gamma$  — угол рассеяния;  $P_n(\eta)$  — полином Лежандра  $n$ -ой степени;  $a_k(x) = (\pi^{1/4} 2^{k/2} \sqrt{k!})^{-1} e^{-x^2} H_k(x)$ ;  $H_k(x)$  — полином Эрмита  $k$ -ой степени;  $c_k^n = [(2n+1)k! / 2(k-n)!!(k+n+1)!!] [1 + (-1)^{k+n}]$ .

Используя формулу (4), можно написать

$$\rho(x', \eta'; x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=i}^{\infty} (-1)^j c_j^i \frac{\varphi_{ij}(x', \eta') \varphi_{ij}(x, \eta)}{\eta' v(x) + \eta v(x')}, \quad (5)$$

где

$$\varphi_{nk}(x, \eta) = P_n(\eta) a_k(x) + (-1)^n \eta \int_0^1 P_n(\eta') d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) a_k(x') dx'. \quad (6)$$

Входящая в (5) величина  $v(x) = \alpha(x) + \beta$ , где  $\alpha(x)$  — профиль коэффициента поглощения;  $\beta$  — отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии;  $\lambda$  — вероятность переизлучения кванта при элементарном акте взаимодействия его с атомами среды. Как будет показано далее, использование билинейного разложения (4) является важным и при определении функции отражения для бесконечной атмосферы.

Если умножить соотношение (1) на  $\eta P_n(-\eta') a_k(x')$ , а (2) — на  $\eta P_n(\eta') a_k(x')$ , и затем проинтегрировать по всем частотам, а по  $\eta$  — в пределах от 0 до 1, то после сложения полученных результатов в силу (6) придем к следующему уравнению (функции  $\varphi_{nk}(x, \eta)$  и  $\rho(x', \eta'; x, \eta)$ , относящиеся к полубесконечной среде, считаются известными):

$$\begin{aligned} \varphi_{nk}^-(x, \eta) = & \varphi_{nk}(x, \eta) - P_n(\eta) a_k(x) + \\ & + (-1)^n \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x'', \eta''; x, \eta) \varphi_{nk}^-(x'', \eta'') dx'' \end{aligned} \quad (7)$$

относительно функций

$$\varphi_{nk}^-(x, \eta) = (-1)^n \eta \int_{-1}^1 P_n(\eta') d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\infty}(x, \eta; x', \eta') a_k(x') dx'. \quad (8)$$

Важно подчеркнуть, что функции  $\varphi_{nk}^-(x, \eta)$ , в отличие от  $\varphi_{nk}(x, \eta)$ , определяются не из системы интегральных уравнений, а решением отдельного уравнения. В частности, при полном перераспределении по частотам уравнение (7) принимает вид

$$\varphi^-(x, \eta) = \varphi(x, \eta) - a_0(x) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) \varphi^-(x', \eta') dx', \quad (9)$$

где для краткости записи нулевые индексы у функций  $\varphi_{00}^-$  и  $\varphi_{00}$  опущены.

Из соотношений (5) и (6) нетрудно убедиться (см. также [5]), что уравнению (9) удовлетворяет функция  $a_0(x)f(x, \eta)$ , где  $f(x, \eta) = \lambda \partial \ln \varphi(x, \eta) / \partial \lambda$ . Последняя, как и функция  $\varphi(x, \eta) / a_0(x)$ , зависит, по сути дела, лишь от комбинации  $z = \eta / v(x)$ , так что можно написать

$$\varphi^-(x, \eta) = a_0(x) f(z). \quad (10)$$

При когерентном рассеянии  $\varphi^-(\eta) = f(\eta) = \lambda \partial \ln \varphi(\eta) / \partial \lambda$ .

Функция  $f(z)$ , как было показано в работах [5, 6], играет фундаментальную роль при определении средних чисел рассеяний фотонов в полубесконечной атмосфере. Существуют явное выражение этой функции [7], а также таблицы ее значений [8], которые, однако, мы здесь не приводим.

Знание функций  $\varphi_{nk}^-(x, \eta)$  является достаточным для определения функции отражения для бесконечной среды. Чтобы показать это, необходимо установить связь функции  $\rho_{\infty}$  с величинами, характеризующими элементарный акт рассеяния. Соотношения, которые будут получены, можно

вывести аналитически с использованием понятия функции Грина, как это делается в работе [1]. Однако здесь мы воспользуемся принципом инвариантности, который, как оказывается, можно применить и при определении функции отражения для бесконечной среды, что позволяет написать нужные соотношения сразу.

Рассмотрим сначала функцию  $\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta)$  ( $\eta' > 0$ ), то есть случай, когда направления падения и отражения кванта лежат в разных полусферах. Впереди исходного кванта частоты  $x$  мысленно выделим слой бесконечно малой оптической толщины, рассчитанной, например, для центральной частоты линии. Учитывая процессы, происходящие в слое (с точностью до членов порядка  $\Delta\tau^2$ , и устремляя  $\Delta\tau$  к нулю, получаем

$$\begin{aligned} \frac{2}{\lambda} [v(x) \eta' + v(x') \eta] \rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) = & r(x', -\eta'; x, \eta) + \\ & + \eta' \int_{-1}^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\infty}(x', \eta'; x'', \eta'') r(x'', \eta''; x, \eta) dx'' + \\ & + \eta \int_{-1}^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') \rho_{\infty}(x'', \eta''; x, \eta) dx''. \end{aligned} \quad (11)$$

Члены, стоящие в правой части уравнений (11), а также появление множителя  $v(x) \eta' + v(x') \eta$  перед  $\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta)$  можно интерпретировать подобно тому, как это делается в соответствующем уравнении для функции отражения от полубесконечной атмосферы. Поэтому, здесь остановимся лишь на различиях между указанными случаями. Первое различие заключается в том, что в выбранном слое следует принимать в расчет любое рассеяние независимо от направления переизлученного кванта, поскольку каждый такой процесс вносит свой вклад при определении величины  $\rho_{\infty}$ . По этой причине интегрирование по направлениям в интегральных слагаемых, входящих в правую часть (11), в отличие от случая полубесконечной атмосферы охватывает всю сферу. Второе различие заключается в отсутствии в (11) характерного для случая полубесконечной атмосферы нелинейного члена, учитывающего двойное отражение от среды. Дело в том, что процессы такого типа автоматически учитываются в члене

$$[1 - v(x) \Delta\tau/\eta] \rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) [1 - v(x') \Delta\tau/\eta'],$$

который, в конечном счете, и приводит к появлению множителя  $v(x) \eta' + v(x') \eta$  при  $\rho_{\infty}$  в левой части (11).

Перейдем теперь к выводу соответствующего уравнения для величины  $\rho_{-}(x', -\eta'; x, \eta)$ . Этот случай, при котором направления падения и отражения кванта лежат в одной полусфере, не имеет своего аналога при рассмотрении полубесконечной атмосферы, поэтому остановимся на нем более подробно. Вновь впереди летящего кванта выделим слой бесконечно малой оптической толщины  $\Delta\tau$ . Одну из границ указанного слоя, на которую под углом  $\arcs \cos \eta$  падает исходный квант, обладающий частотой  $x$ , обозначим через  $A$ . Соответственно, другая граница будет обозначаться через  $A'$ . Чтобы вывести уравнение для функции  $\rho_{-}(x', -\eta'; x, \eta)$ , необходимо учесть следующие процессы, происходящие в выбранном слое.

1) Квант после многократного рассеяния в бесконечной среде пересекает плоскость  $A$  в заданных интервалах частот и направлений и погибает в выделенном слое. Плотность вероятности такого процесса будет равна

$$v(x') \rho_{-}(x', -\eta'; x, \eta) \Delta\tau. \quad (12)$$

2) В начале своего полета квант рассеивается слоем назад в сторону границы  $A$  и после многократного рассеяния в бесконечной среде пересекает плоскость  $A$  в заданных интервалах частот и направлений. Выражение для плотности вероятности этого процесса имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\tau}{\eta} \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{-}(x', -\eta'; x'', -\eta'') r(x'', -\eta''; x, \eta) dx'' = \\ & = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\tau}{\eta} \eta' \int_1^0 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{-}(x', -\eta'; x'', \eta'') r(x'', \eta''; x, \eta) dx''. \quad (13) \end{aligned}$$

3) Падающий квант рассеивается слоем вперед в сторону границы  $A'$  и после диффузии в среде пересекает обе границы слоя  $A$  и  $A'$  в заданных интервалах частот и направлений. Такой процесс описывается членом вида

$$\frac{\lambda}{2} \eta' \frac{\Delta\tau}{\eta} \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{-}(x', -\eta'; x'', \eta'') r(x'', \eta''; x, \eta) dx''. \quad (14)$$

4) Исходный квант частоты  $x$  беспрепятственно проходит слой, пересекая границу  $A'$ , и в результате диффузии в бесконечной среде вновь пересекает плоскость  $A'$  в заданных интервалах частот и направлений. Для плотности вероятности такого процесса имеем

$$[1 - v(x) \Delta\tau/\eta] \eta' \rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta). \quad (15)$$

Однако, как нетрудно понять, далеко не всегда при таком процессе квант, до того, как пересечь границу  $A'$ , пересекает также и границу  $A$ , а если пересекает, то не всегда он будет принадлежать тем же интервалам частот и направлений, в каких он оказывается при падении на границу  $A'$ . Поэтому, очевидно, что из (15) следует вычесть плотности вероятностей тех процессов, которые не сопровождаются пересечением плоскости  $A$  квантом, находящимся в заданных интервалах частот и направлений. Возможны два таких процесса. В первом случае квант пересекает границу  $A'$  в нужных интервалах частот и направлений лишь после того, как в конце своего полета, двигаясь в слое по направлению к границе  $A$ , испытывает рассеяние назад в сторону границы  $A'$ . Такой процесс характеризуется плотностью вероятности

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda}{2} \Delta\tau \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', -\eta'') \rho_{\infty}(x'', \eta''; x, \eta) dx'' = \\ & = \frac{\lambda}{2} \Delta\tau \int_{-1}^0 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') \rho_{\infty}(x'', -\eta''; x, \eta) dx''. \end{aligned} \quad (16)$$

Наконец, во втором случае рассматриваемый квант перед тем, как пересечь границу  $A'$ , пересекает и границу  $A$ , но в других интервалах частот и направлений. Однако двигаясь в слое в сторону границы  $A'$ , указанный квант подвергается рассеянию и переизлучается в сторону границы  $A'$  под углом  $\arcs \cos \eta'$  внутри телесного угла  $2\pi d\eta'$  и в промежутке  $(x', x' + dx')$ . Таким образом, из (15) следует помимо (16) вычесть также следующую величину:

$$\frac{\lambda}{2} \Delta\tau \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') \rho_{\infty}(x'', -\eta''; x, \eta) dx''. \quad (17)$$

Складывая все написанные члены с соответствующими знаками и приравнявая их величине  $\eta' \rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta)$ , находим

$$\begin{aligned} & (2/\lambda) [v(x) \eta' - v(x') \eta] \rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta) = \\ & = \eta' \int_{-1}^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\infty}(x', -\eta'; x'', \eta'') r(x'', \eta''; x, \eta) dx'' - \\ & - \eta \int_{-1}^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') \rho_{\infty}(x'', -\eta''; x, \eta) dx''. \end{aligned} \quad (18)$$

Пользуясь разложением (4), из (11) и (18) будем иметь

$$\begin{aligned} & [v(x)\eta' + v(x')\eta]\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n P_n(\eta) P_n(\eta') \sum_{k=n}^{\infty} c_k^n a_k(x) a_k(x') \times \\ & \times \left[ (-1)^n + \frac{\varphi_{nk}^{\infty}(x, \eta)}{P_n(\eta) a_k(x)} + \frac{\varphi_{nk}^{\infty}(x', \eta')}{P_n(\eta') a_k(x')} \right]; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & [v(x)\eta' - v(x')\eta]\rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\eta) P_n(\eta') \sum_{k=n}^{\infty} c_k^n a_k(x) a_k(x') \times \\ & \times \left[ \frac{\varphi_{nk}^{\infty}(x', \eta')}{P_n(\eta') a_k(x')} - \frac{\varphi_{nk}^{\infty}(x, \eta)}{P_n(\eta) a_k(x)} \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

При выводе последнего уравнения мы воспользовались свойствами симметрии функции отражения

$$\begin{aligned} \rho_{\infty}(x', -\eta'; x, -\eta) &= \rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta); \\ \rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) &= \rho_{\infty}(x, \eta; x', \eta'). \end{aligned} \quad (21)$$

Физический смысл первого соотношения заключается в инвариантности поля излучения в бесконечной среде относительно выбора положительной оси отсчета оптических глубин. Второе соотношение выражает принцип обратимости оптических явлений.

Соотношения (19) и (20) показывают, что так же, как и функция отражения от полубесконечной среды, величина  $\rho_{\infty}$  выражается через функции, зависящие от двух переменных. Комбинируя (19) и (20) с (8), для функций  $\varphi_{nk}^{\infty}(x, \eta)$  нетрудно получить систему сингулярных интегральных уравнений. Однако с точки зрения численных расчетов функции  $\varphi_{nk}^{\infty}(x, \eta)$  удобнее определить из отдельных уравнений, задающихся (7).

При полном перераспределении по частотам соотношения (19) и (20) упрощаются и принимают вид

$$\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \frac{a_0(x) a_0(x')}{v(x)\eta' + v(x')\eta} [1 + f(z) + f(z')], \quad (22)$$

$$\rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \frac{a_0(x) a_0(x')}{v(x)\eta' - v(x')\eta} [f(z') - f(z)]. \quad (23)$$

Мы видим, что функция отражения для бесконечной среды, зависящая от четырех аргументов, в рассматриваемом случае выражается полностью че-

рез функции одной переменной. Интересную интерпретацию допускает формула (22). Выражение перед квадратными скобками представляет собой не что иное, как коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы, если учитывается лишь однократное рассеяние. Записанное в скобках выражение также характеризует процесс переноса излучения в полубесконечной атмосфере. Как показано в [5], оно представляет собой среднее число рассеяний, испытываемых фотоном, падающим на среду под углом  $\arcs \cos \eta$  и с частотой  $x$ , прежде чем он выходит из среды. Однако следует отметить, что таким образом можно истолковать величину  $\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta)$  лишь в случае полного перераспределения по частотам и когерентного рассеяния. Из формул (22) и (23) также следует, что при любых значениях аргументов имеет место

$$\rho_{\infty}(x', \eta'; x, \eta) \geq \rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta). \quad (24)$$

Указанное неравенство нетрудно проверить, если принять во внимание, что в рассматриваемом случае  $f(z)/z$  представляет собой неотрицательную монотонно убывающую функцию.

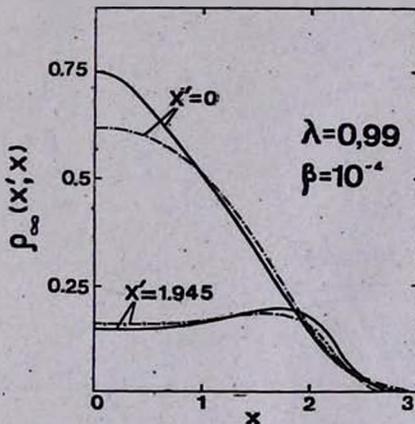


Рис. 1. Зависимость  $\rho_{\infty}$  от  $x$  при фиксированных значениях  $x'$  в одномерном приближении: — — чисто доплеровский закон перераспределения по частотам; - - - - приближение полностью некогерентного рассеяния.

Графики функции отражения для бесконечной среды, рассчитанной для одномерной задачи, изображены на рис. 1 и 2. Величина, обозначаемая через  $\rho_{\infty}(x', x)$ , является аналогом функции  $\rho_{\infty}(x', -\eta'; x, \eta)$  в одномерном приближении. Приводятся результаты вычислений, относящиеся как к чисто доплеровскому закону перераспределения по частотам, так и к приближению полностью некогерентного рассеяния. Из графиков видно, что если исходный фотон принадлежит крыльям линии, то при 13—798

истинном законе величина  $\rho_{\infty}$  принимает свое максимальное значение при  $x' \approx x$ , то есть, также в крыльях линии. Представляет интерес тот факт, что и при полностью некогерентном рассеянии величина  $\rho_{\infty}$  может принимать свое максимальное значение в крыльях линии. Этот эффект, имеющий место и при отражении излучения от полубесконечной атмосферы, объясняется следующим образом. Как было показано в [5], фотоны, отражающиеся в крыльях линии, в среднем претерпевают в среде больше рассеяний, поскольку только в этом случае осуществляется маловероятное событие переизлучения в крыльях. Такие фотоны, очевидно, выходят из среды (или пересекают выбранную плоскость в бесконечной атмосфере) в среднем из более удаленных от границы (плоскости) точек среды. Относительное же количество этих фотонов велико в том случае, когда падающие фотоны принадлежат далеким крыльям линии, а поглощение в непрерывном спектре, характеризуемое величиной  $\beta$ , достаточно мало. При больших значениях  $\beta$  ( $\beta \sim 10^{-1}$ ) описанный эффект ни при каких  $x'$  не наблюдается.

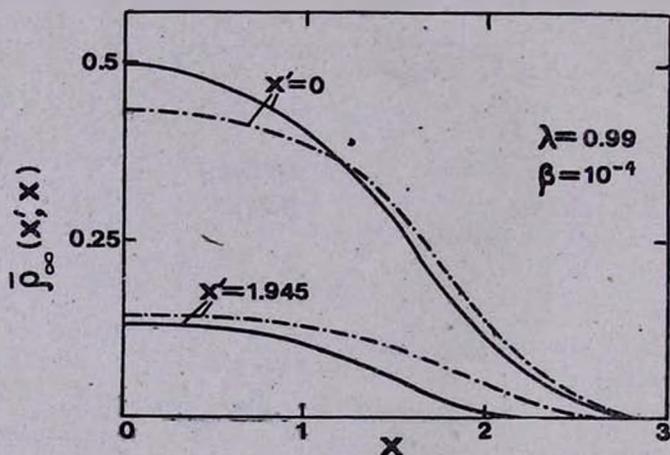


Рис. 2. Зависимость  $\rho_{\infty}$  от  $x$  при отмеченных значениях  $x'$ : — — чисто доплеровский закон перераспределения по частотам; — · — · — приближение полностью некогерентного рассеяния.

В заключение заметим, что, подставляя (22) и (23) в (8) при  $k = n = 0$ , для функции  $\varphi^-(x, \eta)$  (или  $f(z)$ ) получаем сингулярное интегральное уравнение, к которому можно прийти и непосредственно дифференцированием по  $\lambda$  соответствующего уравнения для функции  $(x, \eta)$  (или  $H(z) \equiv \varphi(x, \eta)/\sigma_0(x)$ ).

## THE "REFLECTION FUNCTION" FOR AN INFINITE ATMOSPHERE IN THE CASE OF NON-COHERENT SCATTERING

A. G. NIKOGHOSSIAN

The problem of determination of the "reflection function" for an infinite atmosphere is investigated under general laws of non-coherent scattering. This quantity characterizes the angular and frequent dependence of the intensity of diffuse radiation at the plane of the source. To find the mentioned function the principle of invariance is used. In the general case the problem is reduced to the determination of the auxiliary functions  $\varphi_{nh}^{\pm}(x, \eta)$  by solving the separate integral equations. In the cases of coherent and completely non-coherent scattering the reflection function is found explicitly in terms of the well-known in the radiation transfer theory function  $f(x, \eta) = \lambda \partial \ln \varphi(x, \eta) / \partial \lambda$ . The results of numerical calculations are given.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Иванов, *Астрофизика*, 12, 255, 1976.
2. В. В. Иванов, *Астрофизика*, 12, 565, 1976.
3. А. Г. Никогосян, *Докл. АН СССР*, 235, 786, 1977.
4. А. Г. Никогосян, *Докл. АН Арм.ССР*, 68, 176, 1979.
5. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 323, 1984.
6. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 579, 1984.
7. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
8. Д. И. Нагирнер, *Уч. зап. ЛГУ*, № 381, (Тр. Астрон. обс., 31), 3, 1975.

УДК: 524.7—355:520.843

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### О СПЕКТРАХ ГАЛАКТИК № 198 И 199 ИЗ СПИСКА КАЗАРЯНА

В работе приводятся некоторые новые данные о спектральных особенностях галактик № 198 и № 199 из списка Казаряна [1]. Подробное спектральное и морфологическое исследование этих галактик выполнено Казаряном ранее [2].

В работе [3] галактика № 198 = NGC 6636 отмечается как галактика типа SBc, которая составляет пару с голубой галактикой № 199. В работе [4] NGC 6636 описывается как плоская система, связанная с галактикой типа N (№ 199) областями слабой яркости. В [2] отмечается, что № 198, вероятнее всего, является иррегулярной галактикой.

Прямые фотографии галактик № 198 и 199 получены нами на телескопе 2,6-м Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм. ССР [5] в 1980 г., а спектры их — в 1983 г. на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом СП-160 в сочетании с ЭОП УМК-91В, в трех спектральных диапазонах. Данные наблюдений приведены в табл. 1.

*Таблица 1*

Галактика	Дата наблюдения	Дисперсия (А/мм)	Экспозиция (мин)	Спектральная область (А)	Эмульсия Кодак
Каз 198	5—6.06.83	65	15	3500—5000	103а-О
	—	—	19	4400—5900	—
	—	—	12	5600—7100	—
Каз 199	5—6.06.83	65	5	3500—5000	103а-О
	—	—	4	4400—5900	—
	—	—	8	5600—7100	—

В качестве стандартной звезды наблюдалась BD + 25°3941 с  $m = 10^m 4$ , спектры которой получены с расширением 0,6 мм при ширине щели спектрографа 0,05 мм. Кривая реакции построена по данным электрофотометрических измерений Стоуна [6].

При получении спектров галактик направления щели спектрографа в обоих случаях были параллельны и имели позиционный угол примерно  $20^\circ$ . В случае № 198 щель проходила вдоль всей галактики.

На рис. 1 приведена репродукция прямого снимка галактик № 198 и 199, а на рис. 2 и 3 — их спектры в трех диапазонах.

При получении спектров этих галактик в работе [2] щель спектрографа проходила одновременно через галактику № 199 и яркую центральную часть № 198. В нашем же случае, поскольку спектры галактик получены отдельно, получена информация не только о ярких центральных, но и о периферических областях. Именно то обстоятельство, что щель спектрографа проходила по большой оси галактики № 198, позволило обнаружить у нее вращение (о вращении галактики № 199 было отмечено в [2]).

*Галактика № 198.* Как видно из рис. 1, яркие сгущения, расположенные в центральной части галактики № 198 и ранее отмеченные в [2], имеют S-образную форму. Почти на краю южного рукава галактики на нашем снимке заметны еще 3 сгущения.

Кроме отмеченных в [2] эмиссионных линий [N II]  $\lambda\lambda$  6583, 6548,  $H_\alpha$ , [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959,  $H_\beta$ , на наших спектрах наблюдается и эмиссионная линия [O II]  $\lambda$  3727.

Эмиссия в линиях [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959 и [O II]  $\lambda$  3727 в основном исходит из центральной яркой области галактики № 198. Но эмиссионные линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  излучаются из области, размерами порядка  $40''$ ; здесь явно в эмиссию вкладывается не только излучение из центральной яркой области галактики, где расположены упомянутые в [2] четыре сгущения, но и излучение трех южных сгущений на южной части южного рукава.

Эмиссионные линии в спектрах галактики № 198 (как и в спектрах галактики № 199) заметно наклонены, что, вероятнее всего, является результатом вращения. Если принять за центр вращения отмеченное в [2] сгущение IV, на расстоянии примерно 3 кпк в обе стороны от этого центра линейная скорость вращения порядка 300 км/с.

*Галактика № 199.* На нашем прямом снимке видно, что яркое, компактное, звездообразное ядро галактики № 199, окруженное вытянутым гало, на расстоянии  $15''$  от центра галактики, с северной стороны имеет область слабой яркости, а с юга — такую же слабую область, только ближе и меньше по размерам.

В спектре галактики наблюдаются те же эмиссионные линии, что были отмечены в [2], а именно, [S II]  $\lambda\lambda$  6731, 6717, [N II]  $\lambda\lambda$  6583, 6548, [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959,  $H_\beta$ , [O II]  $\lambda$  3727. Однако эти линии излучаются из области, размеры которой в 3 раза превышают размеры яркой, компактной центральной области галактики. К тому же, на наших спектрах

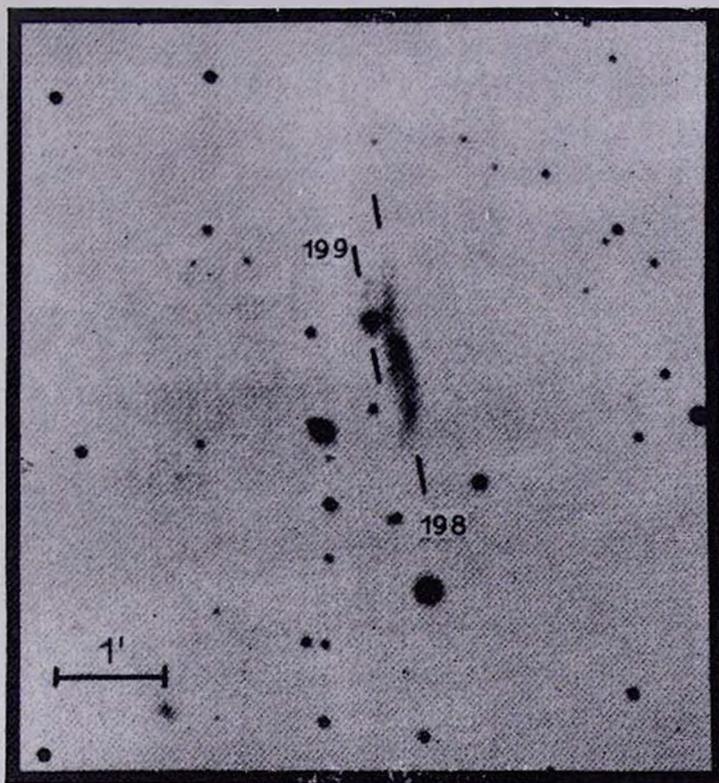


Рис. 1. Репродукция снимка галактик № 198 и 199, полученного на телескопе 2.6-м БАО.

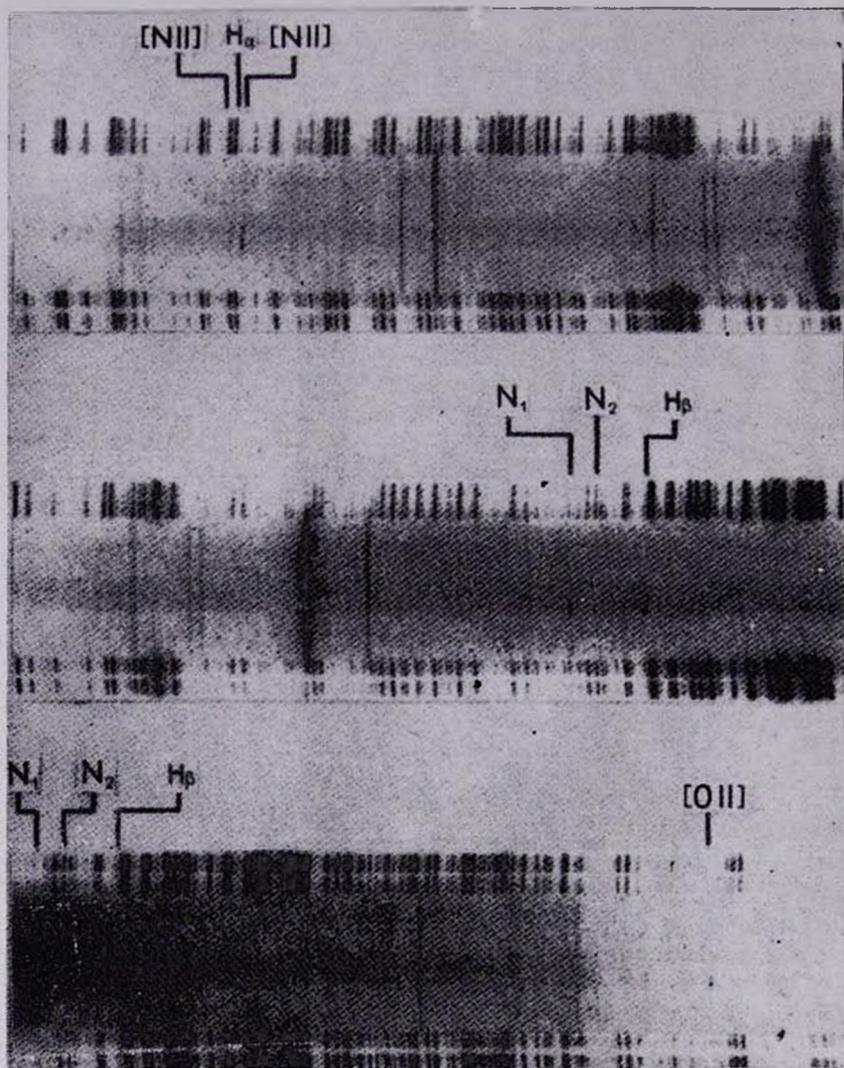


Рис. 2. Спектры галактики Каз 198.

К ст. А. Егизарян

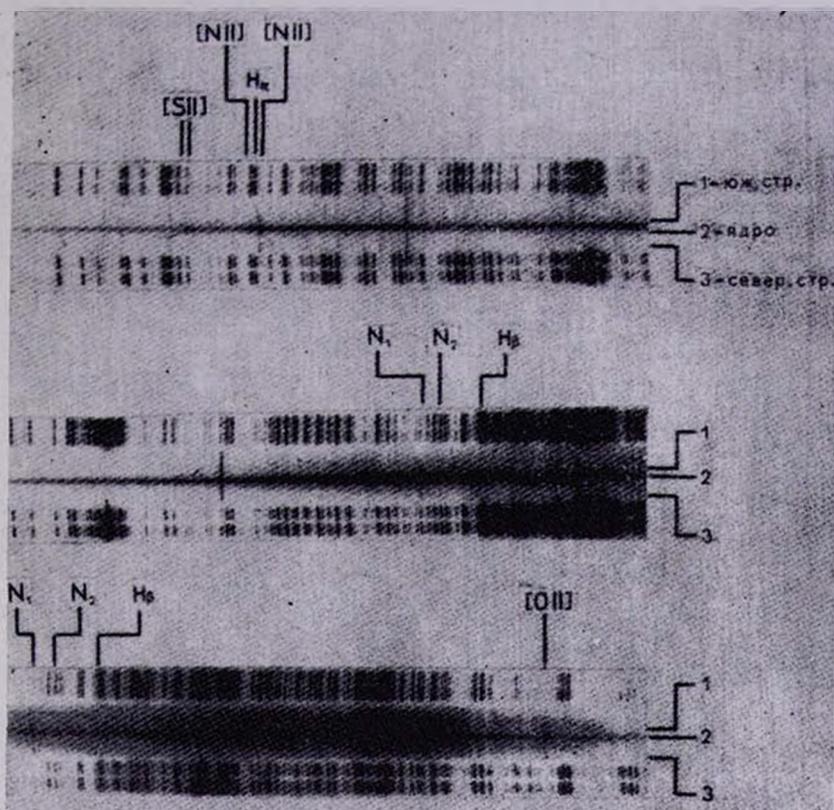


Рис. 3. Спектры галактики Кав 199.

К ст. А. Егназарян

эти эмиссионные линии состоят из трех отдельных компонентов, по размерам и по расстоянию между собой соответствующим центральной яркой области—ядру галактики и ее северной и южной областям.

Компоненты всех эмиссионных линий ядерной области галактики № 199 гораздо шире, чем линии неба. Доплеровская полуширина их порядка 1000 км/с.

Вероятнее всего, галактика не компактная, как отмечалось ранее, а спиральная, с ярким компактным ядром, которое обладает спектральными признаками ядер сейфертовских галактик 2-го типа.

Эмиссионные линии в спектрах галактики № 199 заметно наклонены, вероятнее всего, вследствие вращения, что уже было отмечено в работе [2].

**Заключение.** Галактики № 198 и 199 с ультрафиолетовым избытком скорее всего обе спиральные. Они показывают вращение. Галактики эти имеют близкие значения красного смещения.

Спектр галактики № 199 обладает признаками спектров галактик типа Sy 2.

Таким образом, это еще одна пара физически связанных спиральных галактик с ультрафиолетовым избытком, весьма вероятно, имеющих общее происхождение. Одна из них является активной галактикой сейфертовского типа.

*On the Spectra of Galaxies No. 198 and No. 199 of the Kazarian list.* The new results of the spectrophotometry of the galaxies No. 198 and No. 199 with ultraviolet excess are presented. The spectra were obtained with 6-m SAO telescope. The spectrum of the No. 199 spiral galaxy shows the peculiarity of the Seyfert 2 galaxy. So, this is a physical pair of galaxies with UV excess of the common origin and one of these galaxies is Sy 2 galaxy.

7 января 1986

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

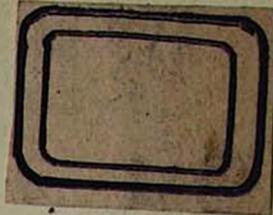
#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 20, 35, 1984.
3. F. Zwicky, A. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-eruptive Galaxies*, Zürich, 1971.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, ч. I, Изд. МГУ, М., 1962.
5. А. А. Егиазарян, *Астрофизика*, 19, 631, 1983.
6. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.

## CONTENTS

OBSERVATIONS OF SYMBIOTIC STARS AS 296, AS 360 AND AS 338 - DURING THEIR OUTBURSTS <i>V. F. Yesipov, A. P. Ipatov, B. F. Yudin</i>	229
URANIUM ABUNDANCE IN Ap-STAR 73 Dra DETERMINED FROM UII λ 3859.58 LINE . . . . . <i>I. C. Iliev, L. S. Lyubimkov, I. S. Savanov</i>	237
THE MECHANISM OF EXCITATION OF CHROMOSPHERIC EMISSION IN PULSATING δ SCUTI STARS . . . <i>G. A. Garbusov, S. M. Andriusky</i>	251
SPECTROPHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE PRIMARY COMPONENT OF V 380 Cyg . . . . . <i>V. V. Leushin, G. P. Topilskaya</i>	261
OBSERVATIONS OF SUPERNOVA 1984a IN NGC 4419 <i>G. N. Kimeridze, D. Yu. Tsvetkov</i>	279
NEUTRAL HYDROGEN IN THE VICINITY OF THE SUPERNOVA REMNANT W 50 . . . . . <i>I. V. Gosachinskij, V. K. Khersonskij</i>	287
DYNAMICAL STATES OF NEARBY TRIPLE STARS . . . . . <i>J. P. Anosova</i>	297
ON THE INTENSIVITIES OF THE RESONANCE LINES OF NEUTRAL AND IONIZED MAGNESIUM IN STELLAR SPECTRA . . . <i>V. G. Cholakyan</i>	309
OUTPUT ENERGY IN PULSARS . . . . . <i>D. M. Sedrakyan</i>	323
THE CHEMICAL COMPOSITION OF CRAB NEBULAE FILAMENTS. II. <i>V. V. Golovaty, V. I. Pronk</i>	329
THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. V. <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;"><i>B. E. Markarian</i></span> , <i>J. A. Stepanian, L. K. Erastova</i>	345
COLLISIONLESS ANALOGS OF RIEMANN'S S-ELLIPSOIDS IN HALO <i>M. G. Abramian</i>	357
THEORETICAL PARAMETERS OF THE POWERFUL RADIOGALAXIES. I. <i>Yu. V. Baryshev, V. N. Morozov</i>	369
SATURATED COMPTONIZATION IN THE SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD . . . . . <i>Yu. E. Lyubarsky</i>	333
THE AUTOWAVE DISSIPATION OF THE FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS <i>A. A. Solov'ev</i>	399
THE "REFLECTION FUNCTION" FOR AN INFINITE ATMOSPHERE IN THE CASE OF NONCOHERENT SCATTERING . . . . <i>A. G. Nikoghossian</i>	413
NOTES	
ON THE SPECTRA OF GALAXIES No. 198 AND No. 199 OF THE KAZARIAN LIST . . . . . <i>A. A. Yegiazarian</i>	425

ЦЕНА 1 Р. 80 К.



СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. V. ПОЛЕ $\alpha = 15^h30^m$ , $\delta = +59^{\circ}00'$ <b>Б. Е. Маркарян</b> , <i>Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова</i>	345
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ АНАЛОГИ S-ЭЛЛИпсоИДОВ РИМАНА С ГАЛО . . . . . <i>М. Г. Абрамян</i>	357
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. ГИДРО- ДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ . <i>Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов</i>	369
НАСЫЩЕННАЯ КОМПТОНИЗАЦИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ . . . . . <i>Ю. Э. Любарский</i>	383
АВТОВОЛНОВОЙ ХАРАКТЕР ДИССИПАЦИИ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТ- НЫХ ПОЛЕЙ . . . . . <i>А. А. Соловьев</i>	399
„ФУНКЦИЯ ОТРАЖЕНИЯ“ ДЛЯ БЕСКОНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ . . . . . <i>Л. Г. Никольян</i>	413
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
О СПЕКТРАХ ГАЛАКТИК № 198 И 199 ИЗ СПИСКА КАЗАРЯНА <i>А. А. Егизарян</i>	425