ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

ИНТЕРЕСНАЯ ПАРА ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ: HD 168607 И HD 168625 . . . . . *Е. Л. Ченцов, Л. Лууд* 5
КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ II ТИПА 1980D И 1985L *Г. Н. Кимеридзе, Д. Ю. Цветков* 17
ПУЛЬСАЦИИ ЗВЕЗД ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ . . *Р. И. Гончарова* 25
КОМПОНЕНТНЫЙ АНАЛИЗ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ *А. М. Эйгенсон, О. С. Яцык* 37
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРК 176 . . . . . *В. П. Решетников* 49
КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ НИЗКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В СКОПЛЕНИИ ПЕЧЬ . . . . . *М. Е. Шарина* 63
МОДЕЛЬ ФЛИККЕР-ШУМА ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ БЛЕСКА NGC 4151 . . . . *В. Ю. Теребиж, А. В. Теребиж, В. В. Бирюков* 75
ПЕРИОДИЧНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ln (1+z) КВАЗАРОВ, КВАЗАГОВ И ВСЕХ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ . . . *М. Ф. Ходячих* 87
СОСТАВНАЯ МОДЕЛЬ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ . . . . . *Л. А. Урасин* 96
НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ. II *Д. М. Седракян* 101
НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ . . . . . *Ю. Л. Вартанян, Г. Б. Алавердян* 111

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

Թեժագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրինին, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուուդ, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասևիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Ծո. Տերեբիժ, Ա. Տ. Քալլօղլյան (պատ. քարտուղար).

Թեժագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սոբոլև (նախագահ).

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбацкий (зам. главного редактора), В. П. Гринин, В. В. Иванов, А. Т. Каллоглян (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Теребиж.

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирзоян, В. В. Соболев (председатель), 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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-Ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է բնճճաթիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղաֆիզիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սայուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

© Издательство АН Арм.ССР, Астрофизика, 1989.

Л. С. ЛУУД

Советская астрофизика понесла тяжелую утрату, а редколлегия журнала «Астрофизика» потеряла одного из своих наиболее активных членов. 12 мая 1989 г. ушел из жизни известный астрофизик, директор по науке Тартуской обсерватории АН Эстонской ССР, председатель секции «Физика и эволюция звезд и межзвездной среды» Астрономического совета АН СССР Лаури Сандерович Лууд.

Лаури Сандерович Лууд родился 25 августа 1933 г. Его детские годы были трудными: он вырос без отца. Его отец, армейский офицер, в 1941 г., в период беззакония, был арестован и скончался в лагере. Среднее образование Лууд получил в Тартуском институте учителей, а затем три года преподавал в сельской школе.

В 1957 г. Л. С. Лууд поступил на физико-математический факультет Тартуского университета, после окончания которого в 1962 г. был назначен научным сотрудником Тартуской обсерватории, а с 1971 г.— директором по науке этой обсерватории.

Л. С. Лууд являлся пионером спектроскопических исследований в Эстонии, инициатором исследований нестационарных звезд. Его работы были посвящены изучению физической нестационарности звезд (типа P Лебедя, с эмиссионными линиями и инфракрасными избытками, симбиотические) и являются ценным вкладом в физику и эволюцию звезд.

Л. С. Лууд принимал активное участие в многостороннем сотрудничестве АН социалистических стран по проблеме «Физика и эволюция звезд». Он оказал большую помощь в организации Национальной астрономической обсерватории Болгарии в Рожене. Для этой цели он был на год командирован в Болгарию, где работал директором-консультантом этой обсерватории.

Память о Л. С. Лууде будет долго жить в сердцах его коллег и учеников.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Статьи, поступающие в редакцию для напечатания в журнале, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа. Автор должен указать в конце статьи название учреждения.

Рукопись статьи должна быть подписана всеми авторами.

2. Рукописи статей (и рисунки) присылаются в двух экземплярах. Они должны быть напечатаны на одной стороне стандартного листа через 2 интервала. Первая страница должна содержать название статьи, инициалы и фамилию автора и аннотацию на русском языке. На второй странице — название статьи, инициалы, фамилия автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы, без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации — 5% основного текста. Таблицы, список литературы и подписи к рисункам печатаются на отдельных листах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы, таблицы и подписи к рисункам должны иметь одну общую нумерацию страниц. Их суммарный объем не должен превышать 16 машинописных страниц. Объем краткого сообщения — не более 4 стр.

3. Число иллюстраций статьи не должно превышать 6, а кратких сообщений — 2. Рисунки должны быть выполнены предельно ясно, не допускается загромождение их надписями. Необходимые объяснения могут быть даны в подписях. Все рисунки представляются отдельно от рукописи и не должны приклеиваться к оригиналу.

4. Таблицы должны иметь номера и название и быть понятны без привлечения текста статьи.

5. Рукописные вставки в тексте не допускаются. Формулы должны быть вписаны четко. Необходимо разграничивать индексы и показатели степени. Надстрочные знаки нужно отчеркивать дугой $\smile$, подстрочные — дугой $\frown$. Греческие буквы должны подчеркиваться красным карандашом, готические — синим.

6. Следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами в формулах. В тех случаях, когда прописные и строчные буквы одинаковы по начертанию и отличаются только своим размером (V и v,

U и u, W и w, O и o, K и k, S и s, C и c, P и p), необходимо прописные подчеркивать двумя черточками снизу, а строчные помечать двумя черточками сверху ($\underline{\underline{S}}$ и $\overline{\overline{s}}$). Необходимо делать различие между буквами *O*, *o* и 0 (нулем), для чего буквы подчеркивать двумя черточками $\underline{\underline{O}}$ и $\overline{\overline{o}}$, а 0 (нуль) оставлять без подчеркивания. Необходимо также делать различие между буквами I и J, для чего в рукописи I следует писать как римскую единицу, а букву «джей» писать J. Особенно аккуратно следует вписывать схожие по написанию *l и e, h и n, q и g*.

7. Цитируемая литература дается порядковым номером в строчку, в прямых скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении, номер тома (подчеркнуть снизу), страница, год издания;

б) для книг надо указывать инициалы и фамилию автора, место и год издания (для книг иностранных авторов указывать данные русского перевода, если таковой имеется);

в) при этом следует руководствоваться списком сокращенных названий журналов ВИНИТИ «Астрономия» (в № 1 каждого тома).

8. В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их помещения.

9. Редакция посылает автору одну корректуру. Авторская правка в корректурах журнала категорически запрещается. Корректура должна быть выслана обратно в редакцию в течение суток с момента ее получения.

10. К рукописи должны быть приложены адрес, фамилия, имя и отчество автора.

Статьи, оформленные с нарушением вышеперечисленных правил, возвращаются авторам без рассмотрения.

Настоящие правила печатаются в 1 выпуске каждого тома.

Авторам предоставляются 30 оттисков их статей бесплатно.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.312.7.01:520.2

ИНТЕРЕСНАЯ ПАРА ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ: HD 168607 И HD 168625

Е. Л. ЧЕНЦОВ, Л. ЛУУД

Поступила 29 марта 1989

На основе спектрограмм, полученных на 6-метровом телескопе с дисперсиями 9, 14 и 28 А/мм, дано описание спектра обеих звезд. Показано, что HD 168607 является звездой типа P Лебедя, которая имеет в спектре линии H I, He I и Fe II с контурами типа P Лебедя. Методом Блэквелла-Шаллиса определены фундаментальные параметры исследуемых звезд. Обсуждение данных инфракрасной фотометрии этих звезд ведет к заключению, что HD 168625 отождествляется с точечным источником IRAS 18184—1623.

1. *Введение.* Настоящее исследование посвящается двум B-гипергигантам, отстоящим друг от друга на 62″, что в предположении их одинаковой удаленности на 2 кпк означает пространственное расстояние около 0.6 пк. Эти звезды: HD 168607 (BD—16°4829, MWC 291) и HD 168625 (BD—16°4830). Они представляют интерес по нескольким причинам. Во первых, они имеют признаки звезд типа P Лебедя, причем HD 168607 может быть отнесена к этому типу по самым строгим критериям. Во-вторых, по данным IRAS по крайней мере у одной из них наблюдается инфракрасный эксцесс, вызванный, скорее всего, околозвездной пылью. Важно также, что обе звезды находятся вблизи туманности M17 на северо-восточном краю гигантского молекулярного облака — это делает их интересными для проверки наших представлений об образовании массивных звезд.

Описывая и анализируя имеющиеся данные об этих звездах, мы надеемся обратить на них внимание наблюдателей южного полушария: низкое положение на северном небе и большое межзвездное поглощение сильно замедляют пополнение наших наблюдательных данных.

В данной статье мы анализируем звезды на основе спектрограмм, полученных на 6-метровом телескопе, и данных фотометрических наблюдений, заимствованных из литературных источников.

2. *Спектральный материал и его обработка.* Спектрограммы HD 168607 и HD 168625 получены с помощью основного звездного спектрографа

6-метрового телескопа на фотопластинках Kodak 103a-F и IIa-O с дисперсиями 9, 14 и 28 А/мм, спектры уширены до 0.5—0.6 мм. Из-за отмеченного выше межзвездного и атмосферного покраснения синюю границу удовлетворительной плотности удалось довести лишь до H_ζ.

Даты наблюдений HD 168607 и соответствующие им дисперсии приведены во 2-й и 3-й строках табл. 1. Для HD 168625 в последнем столбце таблицы приводятся усредненные результаты наблюдений, проводившихся 2.09.1980, 8.06.1981 и 26.04.1986.

Позиционная обработка пластинок выполнена с помощью осциллоскопического компаратора САО. При отборе для измерения слабых линий и деталей асимметричных профилей и поиске их на экране осциллоскопа использовались графики $r(\lambda)$ — остаточная интенсивность как функция длины волны. Они получались как результат фотометрической обработки спектрограмм с помощью автоматического микроденситометра. Рис. 1 представляет собой фрагменты таких графиков. Применение их необходимо также для получения лучевых скоростей широких эмиссионных крыльев водородных линий, превосходящих по ширине интервал сканирования компаратора. Шкала лучевых скоростей V_r воспроизводилась в этих случаях на графике по резким, легко измеримым деталям, теллурическим линиям, иногда даже шумовым особенностям.

3. *Описание спектров и количественная спектральная классификация.* Атлас спектров HD 168607, HD 168625 и звезд сравнения с подробными списками линий публикуется отдельно.

При отождествлении линий мы опирались на методически идентичные (те же спектрограф, дисперсии, обработка, масштаб итоговых графиков) зависимости $r(\lambda)$ для сверхгигантов CMa B 3.8, HD 183143 B 7.7, β Ori B 8.1, HD 199478 B 8.3 и σ Cyg B 9.8. Несбычность спектра HD 168607 заставила также привлечь литературные данные о спектрах XX Oph [1], η Car [2], ряда гипергигантов Магеллановых Облаков [3]. Опишем его подробнее.

В спектре HD 168607 выделяются сильные эмиссионно-абсорбционные линии водорода, кроме них имеется несколько умеренных абсорбций He I, Si II, Mg II и слабых, но также эмиссионно-абсорбционных и даже чисто эмиссионных линий Fe II. В [4] уже отмечалось сходство со спектром S Dor в максимуме блеска. Еще более близкие аналоги можно найти в упомянутом атласе [3]. Это, как правило, родственные S Dor переменные, близкие к прототипу по светимости, но обладающие несколько более горячими фотосферами или псевдофотосферами (поздние подклассы B) и более бедными спектрами,— такие, как R 55, R 60, R 71, R 74, R 85.

Бальмеровские линии до H_ζ включительно устойчиво демонстрируют P Cyg-профили. Их глубокие и резкие синесмещенные абсорбции на спек-

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ, КМ/С

	HD 168 607								HD 168625
Дата	19.06.78	30.8–2.9.80	10.6.81	10.8.81	31.5.83	21.3.87	28.7.88	21.8.88	
D, А/мм	28, 14	28	28	28	9, 14	9	28	9, 14	28, 9
Абсорбции:									
HeI, CII	−3+3	11+3	13+6	30+5	16+3	18	−9+2	+10+1	11.5+2
SiII	−8+3	6+4	−2+2	11:	8	—	−14	−8+2	10:
FeII	−90+10	−46:	−50:	−60:	−20+5	—	−67+5	−42+5	—
MgII	—	10+4	−2	20	9	−2	−19	+1	4+4
H_δ	—	−20	—	−13	−22	—	—	−46	
H_γ	—	−66	−49	−32	−36, 70:	−35	−57	−48	
H_β	—	−92	−77	−52	−40, −78	−54	−89	−49, −77	−29
H_α	−109	−93	−72	−66	−92	—	−84	−90	−100:
Эмиссии:									
FeIIp	42+5	—	—	—	—	—	+55	+32	—
H_ρ	44	50+5	55+6	70:	38+3	40+5	+55	+32	65
FeIIst	10	—	17	—	10	—	+1:	+2	—
Hw	3:	10:	0:	—	13	—	—	—	—
Межзвездные:									
NaI	−9+2	−4+4	−9+2	−3+3	−4+2	—	−6+3	−5+2	−3+4
Полосы	10+2	10+3	6+4	5+4	6+3	—	+9+2	+6+2	10+5

трограммах 1978, 1983, 1988 гг., полученных с более высокой дисперсией, отчетливо раздвоены. Широкие эмиссионные крылья, простирающиеся до

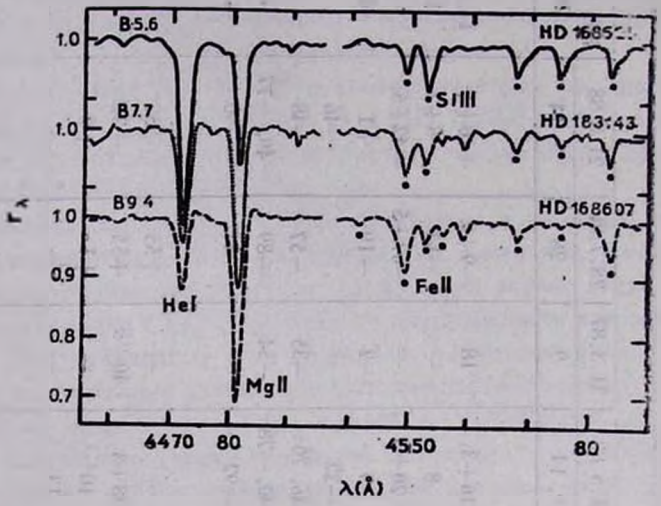

Рис. 1. Участки спектров исследуемых объектов и нормального сверхгиганта HD 183143, содержащие линии, использованные для спектральной классификации.

2000 км/с (т. н. «подложки» профилей), переменны по интенсивности, например, в 1978 г. усилившееся красное крыло H_α почти «заливает» дублет C II (рис. 2).

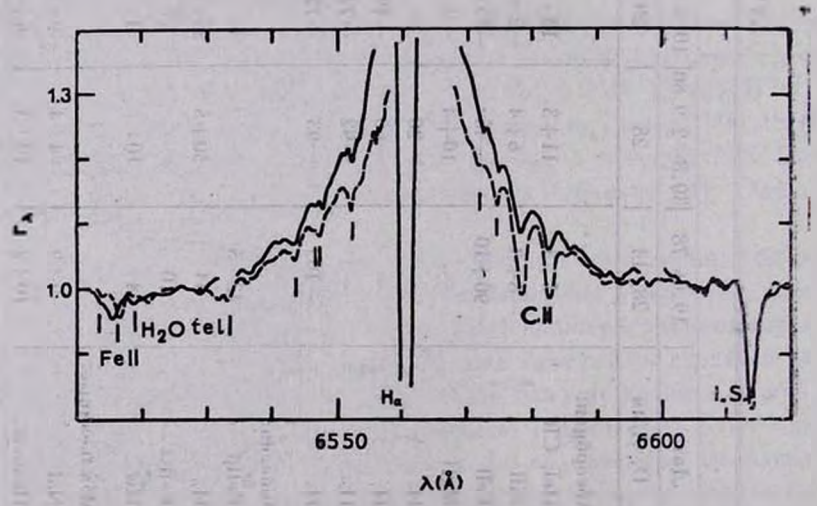

Рис. 2. Переменность интенсивности эмиссионных крыльев H_α в спектре HD 168607. Непрерывная линия (профиль) в 1978 г. и пунктир в 1980 г.

Слабые признаки P Cyg-профилей появляются иногда у линии Mg II 4481 А, у сильнейших линий He I. Необычен спектр Fe II. Его абсорбции неглубоки, иногда даже теряются в шумах фотоэмульсии, но тем не менее (как и у H I при достаточном спектральном разрешении) показывают сложную, минимум двухкомпонентную структуру. В связи с этим мы прибегли к усреднению профилей в пределах мультиплетов 37, 38 и 74. Результаты, дополненные одиночными профилями членов 42-го мультиплета (сильнейших в видимом спектре Fe II, но либо блендированных, либо труднодоступных), представлены на рис. 3. Абсорбционных компонентов нет у линий λ 6318 и 6384 А. В их отождествлении до сих пор сохраняются разночтения. Так, в [5] первую эмиссию приписывают Mg I (23), а вторую Fe II. Мы, следуя [2, 6, 7], относили обе линии к Fe II.

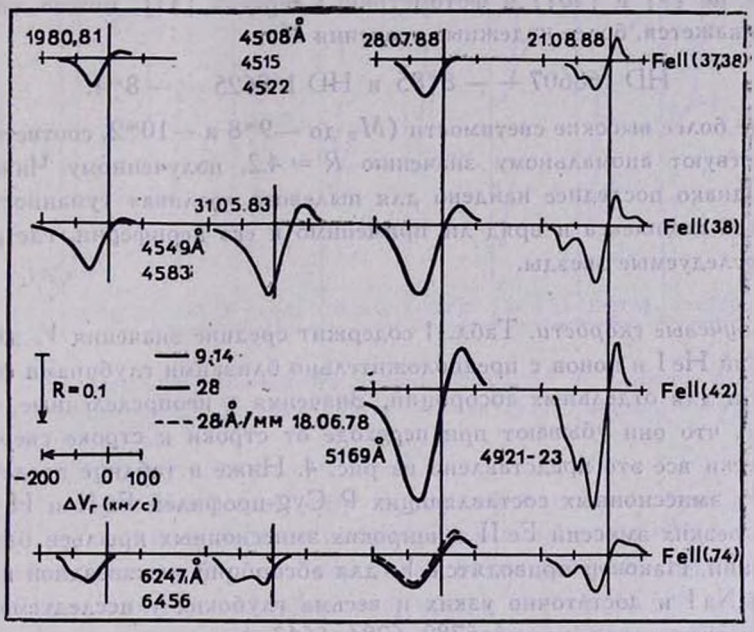

Рис. 3. Вариации профилей линии Fe II в спектре HD 168607.

Учитывая различия в спектральном разрешении для отдельных спектрограмм, мы можем зафиксировать переменность профилей и интенсивностей по крайней мере у линий H I и Fe II.

Дальнейшие спектроскопические исследования HD 168607 целесообразно вести при постоянной дисперсии (10—15 А/мм) и достаточно высоком отношении сигнал-шум (50—100).

Количественная классификация выполнена по эквивалентным ширинам, усредненным по всему наблюдательному материалу, на основе крите-

риев Копылова [8]. К традиционным линиям синей области спектра (обычно недодержанной) пришлось добавить желто-красные абсорбции He I λ 5876, 6678 А, C II λ 6578, 6583 А, Si II λ 6347, 6371 А. Приведенные выше значения спектральных классов вспомогательных звезд, отклассифицированных заново совместно с исследуемыми, отличаются от данных Копылова в пределах 0.4 спектрального подкласса. Для исследуемых звезд получено: HD 168607 — B 9.4 ± 0.6 и HD 168625 — B 5.6 + 0.3.

Определение светимости по водородным линиям HD 168607 очевидно невозможно. Для HD 168625 с чисто абсорбционными H_γ и H_δ оно дает M_v — 7^{m}4, что приводит для равноудаленной от нас HD 168607 к M_v — —7^{m}8. Однако используя принадлежность обеих звезд к ассоциации Ser OBI и, конкретно, к комплексу M 17, данные о расстоянии до него (2.2 кпк по [9] и [10]) и фотометрию Стеркена [11], можно получить, как нам кажется, более надежные значения M_v:

HD 168607 — — 8^{m}85 и HD 168625 — — 8^{m}4.

Еще более высокие светимости (M_v до —9^{m}8 и —10^{m}2, соответственно) соответствуют аномальному значению $R = 4.2$, полученному Чини и др. [10]. Однако последнее найдено для пылевого «залива» туманности Омега, центра комплекса и вряд ли применимо к его периферии, где расположены исследуемые звезды.

4. Лучевые скорости. Табл. 1 содержит средние значения V_r для групп абсорбций He I и ионов с предположительно близкими глубинами формирования τ и для отдельных абсорбций. Значения τ неопределенные, считается лишь, что они убывают при переходе от строки к строке сверху-вниз. Графически все это представлено на рис. 4. Ниже в таблице представлены также V_r эмиссионных составляющих P Cyg-профилей Fe II и H, стационарных резких эмиссий Fe II и широких эмиссионных крыльев бальмеровских линий. Наконец приводятся V_r для абсорбций межзвездной природы: дублета Na I и достаточно узких и весьма глубоких у исследуемых звезд пылевых полос, таких, как λ 5780, 6284, 6613 А и др.

Лабораторные длины волн большинства линий апробированы ранее при исследовании дифференциальных сдвигов линий у сверхгигантов близких спектральных классов (см., например, [12]), для межзвездных полос использованы значения, предложенные Хербигом [13].

Судя по колебаниям скоростей межзвездных линий и полос, систематические ошибки, вносимые нестабильностью спектрографа, вряд ли превышают ± 3 км/с. Полосы, формирующиеся в отличие от линий Na I в основном вблизи богатого пылевого комплекса M 17 и простирающегося к юго-западу от него гигантского молекулярного облака, могут, кроме того,

указать — в первом приближении — значение лучевой скорости, которое можно приписать центрам масс исследуемых звезд. Действительно, в пределах ошибок оно совпадает со средней лучевой скоростью для M 17 [14] и близко к скоростям, получаемым как по стационарным эмиссиям Fe II и «подложкам» H-линий HD 168607, так и по фотосферным линиям HD 168625, более стационарного из двух объектов. На рис. 4 этому значению соответствует горизонтальная прямая $V_r = 9$ км/с, служащая нулевым уровнем системы дифференциальных сдвигов линий.

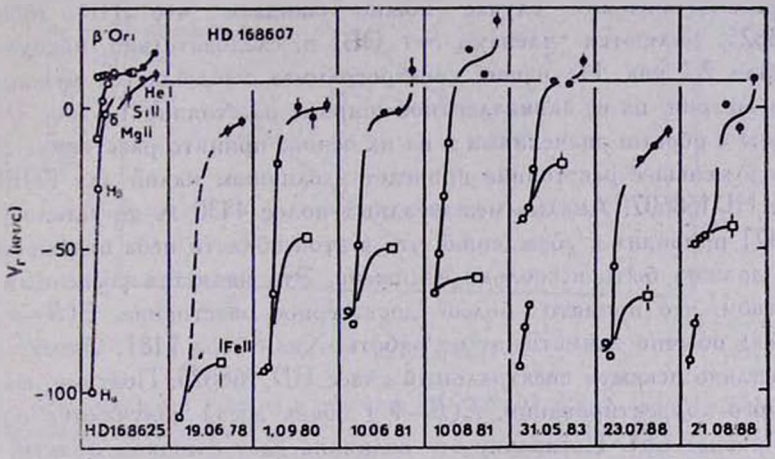

Рис. 4. Схематические зависимости лучевых скоростей от глубины формирования линий, нарастающей слева направо: круги — линии H I, квадраты — Fe II, точки — Mg II, Si II, He I и C II.

За образец размещения точек по горизонтали взята единая плавная кривая $V_r(\lambda)$ для сверхгиганта умеренной светимости β Ori (левый фрагмент рисунка, показаны два варианта бальмеровского хода). Уже у HD 168625 увеличение градиента скорости в атмосфере (по сравнению с β Ori) сопровождается нарушением однозначности связи $\tau - V_r$. Для HD 168607 такая однозначность вовсе пропадает: по-видимому, строение и кинематика атмосферы здесь существенно иные, нежели у обычных белых сверхгигантов. В частности, выпадение линий Fe II из общего ряда фотосферных абсорбций, асимметрия и раздвоение абсорбционных компонентов Fe II и бальмеровских линий (31.5.83, 21.8.88), остановка бальмеровского хода для H_α, H_β (стабилизация их V_r на уровне, близком к —100 км/с в сезоны 1980, 1981 и 1988 гг.) говорят о появлении время от времени одной или даже нескольких обособленных оболочек.

5. Основные физические параметры. Чтобы понять место звезд в звездной эволюции, необходимо знать их физические параметры. Здесь мы сделаем попытку определить их по общеизвестной методике Блэквелла-Шаллиса [15], которая использована, например, в работе Лууда [16] для исследования P Лебедя.

Для проведения таких определений необходимо знать расстояние объектов, межзвездное покраснение и эффективные температуры. К сожалению, для интересных объектов они весьма часто недостаточно хорошо известны и принимаются со значительной неопределенностью.

В рассматриваемом случае можно ожидать, что HD 168607 и HD 168625 являются членами Ser OBI и, следовательно, находятся на расстоянии 2.2 кпк. На наших спектрограммах наблюдается межзвездная D-линия натрия, по ее эквивалентной ширине расстояние 1.8 кпк. Расчеты проведены с обоими значениями и на их основе принято расстояние 2.2 кпк, поскольку меньшее расстояние приведет к слишком малой для ГПВС светимости HD168607. Анализ межзвездных полос 4430 А по каталогу Сноу и др. [17] приводит к убеждению, что в этой области неба отношение газа к пыли должно быть несколько занижено. Это является косвенным доказательством, что принято более достоверное расстояние. $E(B—V)$ для этих звезд обычно заимствуют из работы Хильтнера [18]. Однако в этой работе сильно искажен спектральный класс HD 168625. Поэтому, после необходимого корректирования, $E(B—V)$ обеих звезд получаются одинаковыми и равны 1.61. Поскольку эта величина дает слишком низкую температуру в случае HD 168607, то для этой звезды был рассмотрен и случай с $E(B—V) = 1.80$. В расчетах использовался закон межзвездного поглощения согласно Лууду [19].

Эффективную температуру можно оценить по спектральному классу. По шкалам Андерхилл и др. [20], а также Хамфрейс и Макелроя [21] полученным нами спектральным классам соответствует для HD 168607 температура 10 000 К, для HD168625 — 13 000 К. После сравнения с исправленными за межзвездное покраснение распределениями энергии в спектре при $E(B—V) = 1.61$ оказалось, что для HD 168607 наилучшее согласие получается по модели Куруца [22] при $T_{eff} = 8500$ К и $\lg g = 2.5$, а для HD 168625 при $T_{eff} = 13\,000$ К и $\lg g = 2.5$. В случае HD 168625 обнаруживается заметный инфракрасный избыток, начиная с $\lambda \simeq 5$ мкм. Учитывая большие различия эффективной температуры в зависимости от спектрального класса, для HD 168607 были проведены расчеты с $E(B—V) = 1.80$. В этом случае согласие получается при $T_{eff} = 10\,500$ К, $\lg g = 2.5$, а начиная с $\lambda \simeq 5$ мкм наблюдается слабый инфракрасный избыток. Принятые распределения энергий приведены на рис. 5.

Рассчитанные методом Блэквелла-Шаллиса [15] физические параметры звезд приведены в табл. 2. Отметим, что в данном случае определение

интегрального наблюдаемого потока сильно затруднено отсутствием внеземных ультрафиолетовых наблюдений. Поэтому полный наземный поток от звезды определяется из отношения интегрального модельного потока к модельному потоку на длине волны 5500 А.

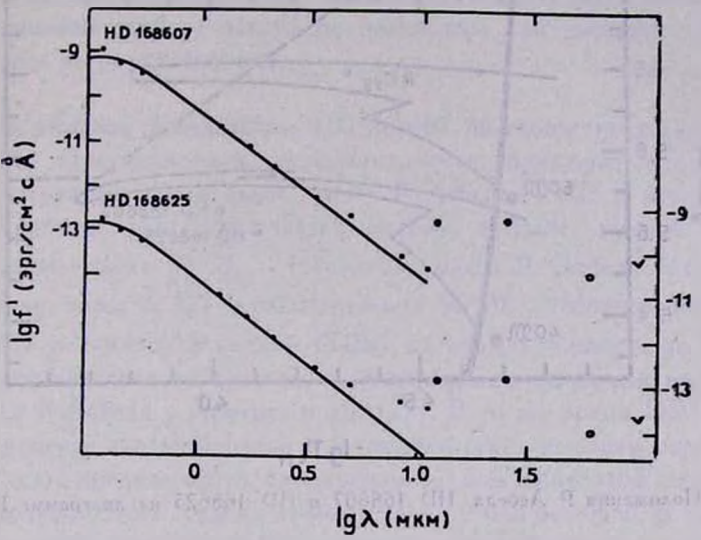

Рис. 5. Распределения энергии в спектрах HD 168607 и HD 168625 по сравнению с распределениями по моделям Куруца.

Таблица 2

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ HD 168607 И HD 168625 (ПРИ $d = 2.2$ КПК)

Параметры	HD 168607		HD 168625
$E(B-V)$	1.61	1.80	1.61
T_{eff} (согласно моделям)	8500	10000	13000
T_{eff} (Блэквелл-Шаллис)	8400+600	10500+350	13000+700
T_{eff} (Sp)	10000		13000
θ marcsec	0.91+0.161	0.87+0.06	0.53+0.03
$R/R_\odot$	215+30	200+15	125+5
L (эрг)	$7.87\ 10^{39}$	$1.78\ 10^{39}$	$1.57\ 10^{39}$
$\lg L/L_\odot$	5.31	5.67	5.61
M_B	−8.6	−9.4	−9.3
M_V	−8.25	−9.05	−8.53
B. C. [21]	−0.35	−0.35	−0.77

На рис. 6 представлены HD 168607 и HD 168625, а для сравнения также P Лебедя по данным [16] на диаграмме Герцшпрунга и Рессела. Эволюционные треки нанесены по работе Мэдера [23].

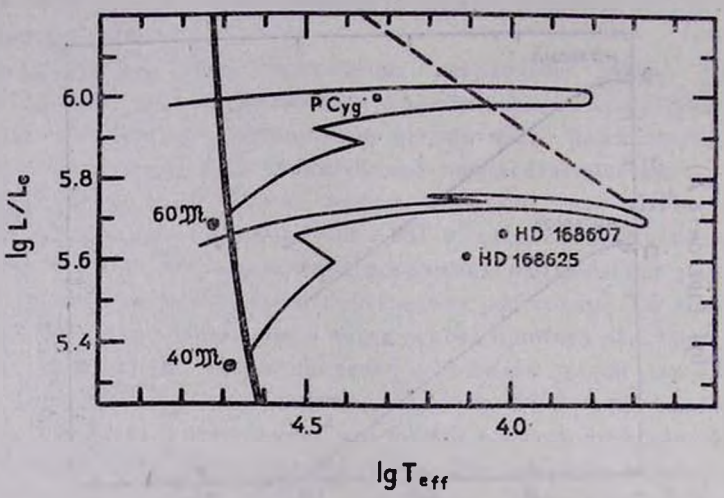

Рис. 6. Положения P Лебедя, HD 168607 и HD 168625 на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

Представляет интерес перейти по найденным M_B к M_v с использованием болометрических поправок согласно работе Хамфрейс и Макелроя [20]. Полученные значения $M_v = -9^m.05$ и $-8^m.53$ несколько больше оценок, получаемых по спектральным критериям, но вполне входят в пределы точности определения. Следовательно, наши определения в первом приближении правильны.

6. *Возможность наличия околозвездной пыли.* Наблюдения на ИСЗ IRAS позволяют заключить, что в окрестностях многих ГПВС имеется околозвездная пыль [24]. Однако в случае HD 168607 и HD 168625 отождествление источника инфракрасного излучения неоднозначно. Лууд и др. [24] предполагали, что поскольку HD 168607 имеет признаки ГПВС, а HD 168625 не имеет их, первая звезда является IRAS-источником 18184—1623. В каталоге Гезари и др. [25] с этим источником отождествляется HD 168625, по всей вероятности на основании большей близости. Обе звезды находятся в области с многими инфракрасными источниками, поэтому мы провели тщательное исследование правильности вышеприведенных отождествлений. Для этого использовался каталог точечных источников на магнитной ленте, описанный в [26], а также каталог [25].

В обоих случаях не наблюдается плавный переход наземных инфракрасных наблюдений к наблюдениям IRAS (рис. 5). Несколько лучше это в случае HD 168625. Наши поиски не выявили конкурирующих инфракрасных источников в этой области и поэтому наше заключение является предварительным: IRAS 18184—1623 отождествляется с HD 168625. Окончательное решение требует поиска по отдельным наблюдениям IRAS, которых в нашем распоряжении нет.

7. *Обсуждение результатов.* HD 168607 по своим признакам является ГПВС. Все характеристики нестационарности, присущие объектам этого класса, выражены более слабо, чем у P Лебедя, R 127 и многих других ГПВС. Причина этого заключается, видимо, в более низкой начальной массе звезды—около 35 $M_{\odot}$. Начальная масса P Лебедя около 60 $M_{\odot}$, а начальная масса R 127 приблизительно 90 $M_{\odot}$. Можно полагать, что HD 168607 находится в стадии ГПВС во время движения на диаграмме Герцшпрунга-Рессела от красных сверхгигантов налево, как это предполагалось для P Лебедя у Ламерса и др. [27]. В то же время HD 168625, видимо, еще менее эволюцировала и не успела стать красным сверхгигантом. Однако, если предположить одновременное рождение этой пары, то разница в эволюционных стадиях не может быть столь большой. В таком случае можно полагать, что HD 168607 находится в активном состоянии, а HD 168625 в нормальном, в котором звезды такой низкой массы, видимо, не отличаются от нормальных голубых сверхгигантов.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Институт астрофизики и физики
атмосферы АН Эст.ССР

AN INTERESTING PAIR OF HOT HIGH LUMINOSITY STARS: HD 168607 AND HD 168625

E. L. CHENTSOV, [L. LUUD]

Using the 9, 14 and 28 A/mm spectograms obtained with 6-meter telescope, it is shown that HD 168607 is a P Cygni type star having HI, HeI and FeII lines with P Cygni type profiles. The description of the spectra of both stars is given. The fundamental parameters of the stars under investigation are determined by using the well known Blackwell-Shallis procedure. The discussion of the infrared photometric properties of the stars leads to the conclusion that HD 168625 is identical to the IRAS point source 18184 — 1623.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. W. Merrill*, Astrophys. J., 114, 376, 1951.
2. *A. D. Thackeray*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.113, № 2, 211, 1953.
3. *D. Stahl, B. Wolf, M. de Groot, C. Leitherer*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 61, № 2, 237, 1985.
4. *Е. Л. Ченцов*, Письма в Астрон. ж., 6, № 6, 360, 1980.
5. *F. Y. Zickgraf, B. Wolf, O. Stahl, C. Leitherer, I. Appenzeller*, Astron. and Astrophys., 163, 119, 1986.
6. *П. Меррилл*, Линии химических элементов в астрономических спектрах, Физматгиз, М., 1959.
7. *S. Johansson*, Phys. Scripta, 18, 217, 1978.
8. *И. М. Копылов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 20, 156, 1958.
9. *R. Humphreys*, Astrophys J. Suppl. Ser., 38, 309, 1978.
10. *R. Chini, H. Elsasser, Th. Neckel*, Astron. and Astrophys., 91, 186, 1980.
11. *C. Sterken*, Astron. and Astrophys., 57, 361, 1977.
12. *Е. Б. Звереева, С. К. Зейналов, Е. Л. Ченцов*, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 18, 29, 1984.
13. *G. H. Herbig*, Astrophys. J., 196, 129, 1975.
14. *C. A. Clayton, V. N. Ivchenko, J. Meaburn, J. R. Walsh*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 216, 761, 1985.
15. *M. D. Blackwell, M. J. Shallis*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 177, 1977.
16. *Л. С. Луудя*, Изв. АН Эст.ССР, сер. физ.-мат. н.,34, 198, 1985.
17. *T. P. Snow, D. G. York, D. E. Welty*, Astron. J., 82, 113, 1977.
18. *W. A. Hiltner*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.
19. *Л. Луудя*, Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв., 46, 45, 1978.
20. *A. B. Underhill, L. Divan, M. —L. Prevot-Burnichon, V. Doazan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 601, 1979.
21. *R. M. Humphreys, D. B. McElroy*, Astrophys. J., 284, 565, 1984.
22. *R. L. Kurucz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
23. *A. Maeder*, Luminous Stars and Associations in Galaxies IAU Symp. 116, Eds. C. W. H. de Loore, A. J. Willis, P. Laskarides, D. Reidel Publ. Comp., 1986. p. 287.
24. *Л. Луудя, Т. Тувикене, М. Руувалепп*, Астрофизика, 29, 94, 1988.
25. *D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead*, Catalog of Infrared Observations, Part I-Data, Second Edition, NASA Preference Publ., No 1196, 1987.
26. *C. A. Beichman, G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg, T. J. Chester (eds)*. Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases Explanatory Suppl. Jet Propulsion, Laboratory Publication D—1855, Pasadena, 1984.
27. *H. J. G. L. M. Lamers, M. de Groot, A. Cassatella*, Astron. and Astrophys., 123, L8, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.35:520.33

КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ II ТИПА 1980 D И 1985 L

Г. Н. КИМЕРИДЗЕ, Д. Ю. ЦВЕТКОВ

Поступила 9 февраля 1989
Принята к печати 10 апреля 1989

Приведены результаты фотографических U, B, V-наблюдений сверхновых 1980 D и 1985 L. Определены положения точек максимума блеска, скорости падения блеска после максимума, абсолютные величины сверхновых. Показано, что SN 1985 L является типичной сверхновой типа II L, а SN 1980 D можно отнести к промежуточным между подклассами II L и II P.

1. *Сверхновая SN 1980 D* в NGC 3733 была открыта Г. Н. Кимеридзе на снимке, полученном 7 марта 1980 г. на 36/44-см камере Шмидта Абастуманской обсерватории; 17 марта сверхновая была независимо открыта Вилдом [1]. Точные координаты сверхновой были измерены на пластинке, полученной на 70/90-см менисковом телескопе Абастуманской обсерватории: $\alpha = 11^h 32^m 13^s.43$; $\delta = -55°09'30''.7$ (1950), расстояние от центра галактики: 113″ к северу, 32″ к западу.

NGC 3733 — галактика типа Sc, ее лучевая скорость $v_0 = 1278$ км/с и положение на небе указывают на принадлежность скоплению галактик в Большой Медведице, для которого в работе [2] принят модуль расстояния 31.0.

Фотографические наблюдения SN 1980 D проводились в Абастуманской обсерватории на упомянутых выше 36- и 70-см телескопах (в дальнейшем будем обозначать их A36 и A70); в ГАИШ — на 40-см астрографе и 50/70-см менисковом телескопе Крымской станции (K40, K50) и 70-см рефлекторе в Москве (M70). Для реализации систем, близких к U, B и V использовались те же эмульсии и фильтры, что и в работе [3].

Результаты наблюдений SN 1980 D в ГАИШ и величины B и V звезд сравнения были опубликованы в [4]. Для обработки материала, полученного в Абастуманской обсерватории, необходимо было определить величины U звезд сравнения и более надежно измерить величины B и V слабых звезд. Для этого 5 звезд были повторно измерены фотоэлектрически на 60-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ; были также получены фотографии области NGC 3733 на K50 с призмой Расина, давшие возможность уточнить величины слабых звезд. Фотография SN 1980 D и по-

следовательности звезд сравнения показана на рис. 1, величины звезд сравнения приведены в табл. 1. Наблюдения сверхновой представлены в табл. 2. В столбце m_{pv} приведены оценки блеска на снимках А36, полученных на пленке А600РП без фильтра.

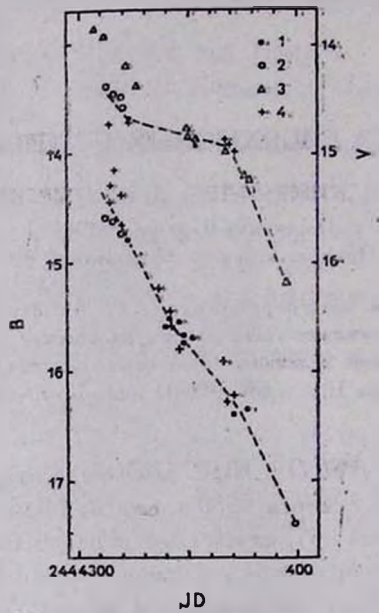

Рис. 2. Кривые блеска SN 1980 D в B и V. 1 — наблюдения ГАИШ; 2 — B и V наблюдения Абастумани; 3 — m_{pv} наблюдения Абастумани; 4 — результаты из [5].

Кривые блеска SN 1980 D в B и V показаны на рис. 2. Вместе с нашими данными показаны фотографические наблюдения Зача [5]; для оценок блеска сверхновой он использовал величины звезд сравнения из [4]. Около максимума блеска данные из [5] показывают большой разброс и некоторое систематическое отличие от наших результатов. Величины m_{pv} в первые 20 суток наблюдений примерно на $0^m.4$ ярче V, однако начиная с фазы $\sim 40^d$ различие практически исчезает. Очевидно, это связано с тем, что около максимума блеска сверхновая значительно «голубее» звезд сравнения, и различия цветовых систем приводят к систематическим расхождениям в оценках блеска.

Кривая блеска SN 1980 D в B показывает ослабление блеска с почти постоянной скоростью; сразу после максимума блеска эта скорость равна $0^m.036 \pm 0^m.004$ в сутки. По форме кривой блеска SN 1980 D можно отнести к сверхновым II типа с линейным падением блеска (SN II L), однако скорость уменьшения блеска для нее значительно меньше, чем для ти-

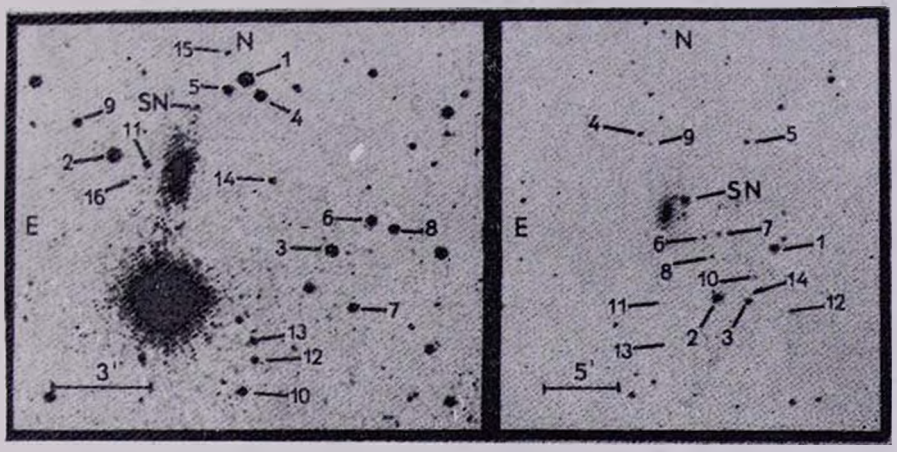

Рис. 1. Фотографии сверхновых 1980 D (слева) и 1985 L (справа) со звездами сравнения.

К ст. Г. Н. Кимеридзе, Д. Ю. Цветкова

Таблица 1

ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ

Звезда	*U*	*B*	*V*
	NGC 3733		
1	11.27	11.35	10.90
2	12.08	11.90	11.21
3	13.12	13.21	12.74
4	12.83	13.16	12.81
5	14.20	14.40	14.03
6	14.11	14.43	14.01
7		14.80	13.82
8	15.0	15.19	14.84
9		15.46	14.69
10		15.75	14.94
11		16.67	16.27
12		16.91	16.39
13		17.0	16.48
14		17.2	16.7
15		17.8	17.2
16		18.2	17.6
	NGC 5033		
1	12.88	11.97	10.99
2	12.05	11.90	11.30
3	13.30	13.15	12.64
4	14.41	14.22	13.61
5	14.48	14.23	13.53
6	14.85	14.83	14.04
7	15.57	15.23	14.39
8	15.42	15.41	14.74
9	15.96	16.09	15.20
10	16.2	16.40	15.39
11	15.96	16.06	15.15
12		17.04	
13		17.2	
14		17.8	

Академия наук Армянской ССР

пичных SN II L 1970 G, 1979 C и 1980 K. На кривой блеска в V наблюдается «плато» продолжительностью ~ 30—40 суток, поэтому SN 1980 D следует отнести к сверхновым II типа, промежуточным между подтипами II L и II P.

Таблица 2

НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ 1980 D

JD 2444300+	Телескоп	U	B	V	m_{pg}
6.3	A36	—	—	—	13.88
10.5	"	—	—	—	13.95
12.2	"	—	14.60	14.42	—
15.4	"	13.78	14.62	14.48	—
18.4	"	13.92	—	14.51	—
19.4	"	14.00	14.75	14.60	—
20.6	"	—	—	—	14.22
22.5	M70	—	14.80	14.72	—
25.6	A36	—	—	—	14.40
39.3	K40	—	15.60	—	—
41.3	"	—	15.52	—	—
45.3	"	—	15.55	—	—
47.3	"	—	15.75	—	—
.4	"	—	15.67	—	—
48.4	A36	—	—	—	14.79
49.4	"	—	—	—	14.85
51.3	K40	—	15.70	—	—
52.5	A36	—	—	—	14.90
53.4	M70	—	—	14.94	—
66.3	A36	—	—	—	15.00
70.3	K50	—	16.40	—	—
75.4	A36	—	—	—	15.21
76.4	"	—	—	—	15.24
.4	K40	—	16.36	—	—
94.4	A36	—	—	—	16.2
98.4	A70	—	17.4	--	—

Изменение показателя цвета B—V со временем для SN 1980 D хорошо согласуется со средней кривой $(B—V)_0$ для SN II [2]; избыток цвета сверхновой равен нулю. Три оценки величины U позволяют сделать вывод, что показатель цвета U—B был равен примерно $-0^m.8$, такое значение характерно для SN II около максимума блеска. Сравнение кривых

блеска и цвета SN 1980 D со средними кривыми для SN II [2] позволяет определить наиболее вероятное положение точки максимума блеска: $B_{max} = 14^m.4 \pm 0^m.2$ в JD 2444311 ± 4 (12 марта). Абсолютная величина сверхновой в максимуме $M_B^0 = -16^m.6$, что несколько слабее средней для SN II величины $M_B^0 = -17^m.5$ [2].

Таким образом, кривые блеска, цвета и абсолютная величина в максимуме убедительно показывают, что SN 1980 D принадлежит к типу II, хотя Киршнер [6] сообщил, что 22 марта 1980 г. им был получен спектр сверхновой, показавший, что она принадлежит к I типу. К сожалению, больше никаких данных о спектре SN 1980 D опубликовано не было.

2. *Сверхновая SN 1985 L* в NGC 5033 была открыта Н. В. Метловой на пластинке, полученной на К40 13 июня 1985 г. [7]. Координаты сверхновой $\alpha = 13^h11^m03^s.48$; $\delta = +36°52'25''.6$ (1950); расстояние от ядра галактики: 70″ к западу, 55″ к северу [8].

NGC 5033 — галактика типа Sc, ее лучевая скорость $v_0 = 970$ км/с; в [9] для нее приводятся следующие оценки модуля расстояния: $\mu_B(V_M) = 30.39$; $\mu_B(W) = 30.92$. Так как поглощение света в направлении NGC 5033 $A_B = 0$ [10], то $\mu_B = \mu_0$. По лучевой скорости при $H = 75$ км/с Мпк находим $\mu_H = 30.56$. Примем в качестве наиболее вероятного значения среднее из этих трех величин: $\mu = 30.6$.

Непосредственно после открытия сверхновой были проведены спектроскопические наблюдения [11], которые показали, что она принадлежит ко II типу. Спектр SN 1985 L, полученный 26 июня, показан в [12]. Видны эмиссионные линии водорода и несколько линий поглощения, среди которых авторы [12] отмечают линию Si II λ 6355 А.

Наблюдения SN 1985 L в Абастуманской обсерватории и ГАИШ проводились на перечисленных выше телескопах, кроме того, один снимок был получен на 40-см двойном астрографе в Абастумани (А40). Использовались в основном те же эмульсии и фильтры, только для получения системы V на А70 применялась эмульсия WO-1.

Фотография SN 1985 L и звезд сравнения показана на рис. 1. Величины звезд сравнения приведены в табл. 1. Звезды 1—3 и 6 были измерены фотоэлектрически на 60-см рефлекторе в Крыму, величины остальных звезд определены привязкой к фотоэлектрическому стандарту около галактики IC 4182 [13]. Наблюдения сверхновой приведены в табл. 3, кривые блеска в U, B и V показаны на рис. 3. Вместе с этими данными показаны: оценки B и V, полученные нами на основании данных спектрофотометрии из [12]; визуальные оценки блеска из [14, 15]; результаты ПЗС-фотометрии Бернса [16]. Бернс отмечает, что его величины не соответ-

Таблица 3

НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ 1985L

JD 2446000+	Телескоп	*U*	*B*	*V*
230.4	K40	—	13.00	—
.4	"	—	12.95	—
240.4	"	—	13.20	—
253.3	A70	—	13.52	—
254.3	"	13.50	13.57	13.24
255.3	"	13.85	13.60	13.27
256.3	K40	—	13.95	—
258.3	A70	13.82	13.73	13.40
263.3	"	—	14.25	—
.4	K40	—	14.28	—
264.3	A70	14.18	14.20	—
265.3	K40	—	14.49	—
272.3	A70	14.63	14.48	13.85
276.3	"	15.00	—	—
277.3	"	—	—	13.93
.4	M70	—	—	13.92
283.3	A70	—	15.06	—
284.3	M70	—	—	14.18
285.3	A70	15.32	15.20	14.08
286.3	"	—	—	14.10
290.3	M70	—	15.42	14.32
292.3	K40	—	15.48	—
296.3	"	—	15.51	—
303.3	M70	—	15.60	14.42
304.3	"	—	—	14.45
311.3	"	—	16.00	14.60
319.2	A40	—	16.10	—
384.6	A70	—	17.60	—

ствуют какой-либо стандартной фотометрической системе, однако могут быть достаточно близки к визуальным величинам. На рис. 3 видно, что его оценки примерно на $0.^m3$ ярче наших величин V и показывают примерно такую же скорость падения блеска.

Кривые блеска SN 1985 L типичны для SN IIL. Максимум блеска в B, по-видимому, наступил в JD 2446233 ± 3 (16 июня), $B_{max} =$

$= 12^m.9 \pm 0^m.1$; скорость падения блеска после максимума (в единицах Δm/сутки): в U $0^m.06 \pm 0^m.01$; в B $0^m.050 \pm 0^m.005$; в V $0^m.028 \pm 0^m.003$.

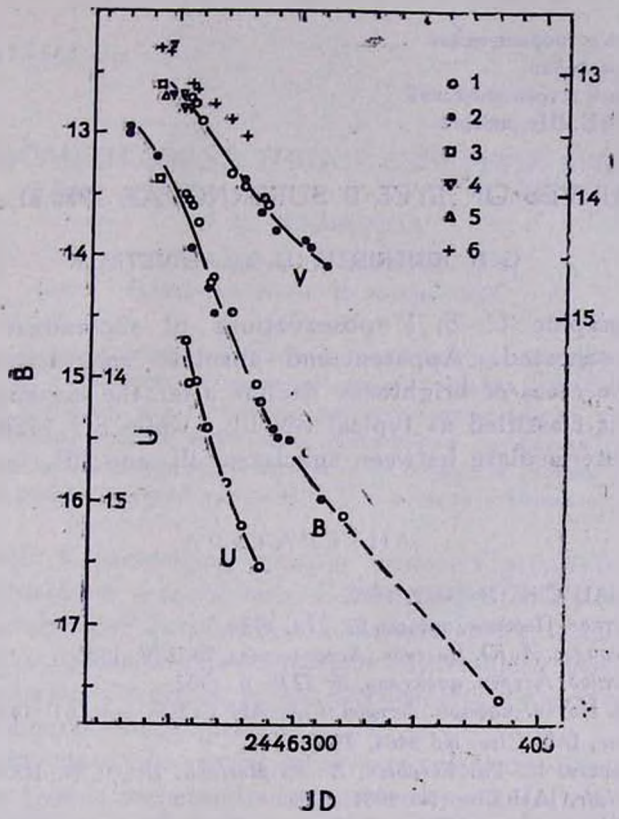

Рис. 3. Кривые блеска SN 1985 L в U, B и V. 1 — наблюдения Абастумани; 2 — наблюдения ГАИШ; 3 — оценки B и V на основании спектрофотометрических данных из [12]; 4, 5 — визуальные оценки блеска из [14, 15]; 6 — ПЗС-фотометрия Берча [16].

Кривые показателей цвета $B—V$ и $U—B$ также характерны для SN II. Сравнение со средними кривыми показывает, что поглощение света сверхновой практически отсутствует. По кривой цвета $U—B$ SN 1985 L сходна с SN II L 1979 C и отличается от SN II L 1959 D и 1980 K.

Около JD 2446290 произошло уменьшение скорости падения блеска в B до $\sim 0^m.026$ в сутки.

Абсолютная величина SN 1985 L в максимуме $M_B^0 = -17^m.7$, что почти равно среднему значению для SN II.

Таким образом, по спектральным и фотометрическим характеристикам SN 1985 L оказалась характерной сверхновой типа II L.

Авторы выражают благодарность Н. В. Метловой, принявшей участие в наблюдениях, и М. С. Бернсу, любезно приславшему нам результаты своих наблюдений.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория
Государственный астрономический
ин-т им. П. К. Штернберга

LIGHT CURVES OF TYPE II SUPERNOVAE 1980 D AND 1985 L

G. N. KIMERIDZE, D. YU. TSVETKOV

Photographic *U*, *B*, *V* observations of supernovae 1980 D and 1985 L are reported. Apparent and absolute magnitudes at maximum light and the rates of brightness decline after the maximum is derived. SN 1985 L is classified as typical SN IIL, while SN 1980 D can be regarded as intermediate between subclasses IIL and IIP.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Wild*, IAU Circ. No 3462, 1980.
2. *Д. Ю. Цветков*, Перемен. звезды, 22, 279, 1986.
3. *Г. Н. Кимеридзе, Д. Ю. Цветков*, Астрофизика, 25, 279, 1986.
4. *Д. Ю. Цветков*, Астрон. циркуляр, № 1236, 6, 1982.
5. *Л. А. Зач*, Научн. информ. Астрон. Сов. АН СССР, вып. 61, 148, 1986.
6. *R. Kirshner*, IAU Circ. No 3464, 1980.
7. *E. P. Aksenov, V. Yu. Terebizh, N. V. Metlova*, IAU Circ. No 4077, 1985.
8. *J. E. Sinclair*, IAU Circ. No 4084, 1985.
9. *L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 56, 381, 1984.
10. *D. Burstein, C. Heiles*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 54, 33, 1984.
11. *A. V. Filippenko, W. L. W. Sargent, G. Kriss, C. Cry, W. Wamsteker, N. Panagia, D. Macchetto*, IAU Circ. No 4080, 1985.
12. *A. V. Filippenko, W. L. W. Sargent*, Astron. J., 91, 691, 1986.
13. *D. Mihalas*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 75, 256, 1963.
14. *M. Verdenet*, IAU Circ. No 4084, 1985.
15. *G. Kriss*, IAU Circ. No 4080, 1985.
16. *M. S. Burns, Ph. D. Thesis*, Univ. California, Berkeley, 1985.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.338.7—563

ПУЛЬСАЦИИ ЗВЕЗД ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ

Р. И. ГОНЧАРОВА

Поступила 18 мая 1988
Принята к печати 10 ноября 1988

Приводится краткий обзор наблюдательных данных по пульсациям блеска звезд R CrB и RY Sgr в максимуме и минимуме яркости. Анализ *UBVR*-наблюдений этих звезд приводит к выводу, что увеличение амплитуды пульсаций на восходящей ветви кривой блеска сопровождается аномальным уменьшением показателя цвета *U—B*. Показано, что неоднородность исходного материала не позволила авторам работы [1] найти связь между фазой пульсаций звезды R CrB и началом глубоких ослаблений блеска.

1. *Введение.* К настоящему времени достигнут значительный прогресс в изучении пульсаций яркости звезд RY Sgr и R CrB. Благодаря опубликованным в ряде работ наблюдениям и исследованиям, появилась возможность выделить основные характеристики пульсаций переменных типа R CrB в максимуме блеска, а также рассмотреть особенности пульсаций этих звезд при ослабленной яркости.

И еще одну цель преследует автор — подтвердить правильность сделанного ранее вывода о сфазированности моментов начала ослаблений блеска звезды R CrB присущими ей пульсациями [2] на основании новых наблюдательных данных, а также показать причину того, что проверка достоверности этого вывода в работе [1] привела к отрицательному результату.

2. *Пульсации яркости в максимуме блеска.* Из наблюдений известно, что, фактически, все хорошо изученные звезды типа R CrB в максимуме яркости являются пульсирующими переменными с периодами порядка нескольких десятков дней. Этот вид переменности лучше всего изучен для звезды RY Sgr, пульсации которой характеризуются большой амплитудой ($\Delta m_v \approx 0^m.5$). Обширный наблюдательный материал получен также для звезды R CrB. Но анализ ее пульсаций затруднен фотометрическими особенностями самой переменной—хорошо видимые на кривой блеска пульсации сменяются флуктуациями блеска гораздо меньшей амплитуды. В ра-

боте [3] показано, что форма кривой блеска может быть результатом действия трех присущих звезде колебаний яркости с сопоставимыми по величине периодами: $P_1 = 27^d.36$, $P_2 = 39^d.96$, $P_3 = 53^d.64$.

а) На основании изучения наблюдений звезд типа R CrB было установлено, что колебания их блеска являются полуправильными, так как промежуток времени между двумя последовательными максимумами блеска хотя и меняется сильно от цикла к циклу, но в среднем остается постоянным, колеблясь около некоторого среднего значения. Это хорошо видно на примере звезды RY Sgr, для которой промежуток времени между соседними максимумами блеска в отдельных случаях меняется от 29 до 43 дней, в то время как среднее значение периода, согласно кривым блеска и лучевых скоростей, составляет $38.^d6$ [4]. Кроме того, из фотоэлектрических наблюдений следует, что и амплитуда пульсаций не остается постоянной. Известно также, что непериодические ослабления блеска, как правило, не влияют на фазу и период пульсаций — после выхода из очередного минимума пульсации яркости переменных этого типа продолжаются так, как если бы ослабления блеска не происходило [4, 5].

Следует отметить, что у звезды R CrB отмечаются случаи сбоя фазы пульсаций яркости. Так, например, в 1966 г. на восходящей ветви Большого минимума 1962—1970 гг. в период 2439 (170—390), согласно работе [6], наблюдались колебания блеска с периодом, близким к 34 дням (интерпретация Айлса [6]) и амплитудой $\sim 0^m.4$. Кривую блеска в это время, как видно из табл. 1, удается представить наложением пульсаций яркости с тремя периодами, наблюдаемыми в максимуме блеска, если считать, что произошел сдвиг фаз для P_1 и P_2 на (—) 10 дней, а P_3 на $+8^d$. В пользу такой интерпретации свидетельствует форма наблюдаемых колебаний яркости — пульсации резко обрисованы в те моменты, когда максимумы предполагаемых пульсаций очень близки, в противном случае они имеют более широкие и плоские вершины. В этом легко убедиться, воспользовавшись кривыми блеска, приведенными в работе [6]. Точность определения наблюдаемых максимумов пульсаций составляет ± 3 дня, т. к. они были сняты с кривой блеска, построенной Айлсом по визуальным наблюдениям. Сдвиг фаз, по-видимому, может происходить и в максимуме блеска этой звезды, т. к. в отдельные интервалы времени участки кривой блеска отличаются от расчетных, хотя в большинстве случаев расчетная кривая хорошо описывает наблюдаемую яркость переменной.

б) Анализ *UBVR*-наблюдений [7] позволил установить, что по своим цветовым характеристикам пульсации звезд R CrB и RY Sgr отличаются: ряд признаков, основным из которых является синфазность изменения кривых блеска и показателей цвета $U—B$ и $B—V$, наводит на мысль о

сходстве пульсаций звезды R CrB с пульсациями классических цефеид (о тождестве говорить не приходится вследствие полуправильного характера пульсаций переменной R CrB). А пульсации звезды RY Sgr по основным фотометрическим признакам (опережение кривой изменения показателей цвета кривой блеска, спектральный класс переменной) подобны звездам RV Tau. Общим свойством пульсаций звезд R CrB и RY Sgr является только наклон прямой на диаграмме $U—B$, $B—V$.

Детальные спектральные исследования этих двух звезд [8, 9] позволили обнаружить в спектре RY Sgr в максимуме яркости появление слабых эмиссионных линий и вызванный раздвоением спектральных линий разрыв на кривой лучевых скоростей, что свойственно также звездам типа RV Tau. Несмотря на то, что звезда R CrB изучалась более интенсивно, расщепления линий в ее спектре замечено не было.

в) В инфракрасном диапазоне также обнаружены короткопериодические изменения яркости звезд R CrB и RY Sgr. Фист и др. [10] показали, что изменения блеска звезды RY Sgr в ИК-диапазоне тесно связаны с пульсациями яркости в видимой части спектра, что, по их мнению, указывает на прямую связь избытка излучения в ИК-области со звездой.

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ МОМЕНТОВ МАКСИМУМОВ ПУЛЬСАЦИЙ ЗВЕЗДЫ RCrB НА ВОСХОДЯЩЕЙ ВЕТВИ БОЛЬШОГО МИНИМУМА 1962 — 1970 ГГ. С ВЫЧИСЛЕННЫМИ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ СДВИГА ФАЗ ПО ОТНОШЕНИЮ К ПУЛЬСАЦИЯМ В НОРМАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Моменты наблюдаемых максимумов пульсаций (JD)	Моменты максимумов пульсаций, вычисленных в предположении сдвига фаз (JD)		
	$P_1=27^d.36$	$P_2=39^d.96$	$P_3=53^d.64$
2439 368	2439 366	2439 367	2439 372
318	312	327	318
287	284	287	
263	257		264
246		247	
204	203	207	210

3. *Пульсации блеска при пониженной яркости переменных.* Пульсации яркости звезд типа R CrB хорошо прослеживаются и во время некоторых глубоких ослаблений блеска. Более того, ряд наблюдателей [6, 11, 12] отмечает, что амплитуда пульсаций бывает наибольшей на восходящей ветви кривой блеска минимума яркости. Анализируя несколько пульсаций звезды R CrB во время Большого минимума 1962—1970 гг. (мы их рассматривали в разделе 1а) и принимая во внимание амплитуду пульсаций, наблю-

давшихся во время минимума 1909 г., Айлс [6] нашел зависимость между амплитудой и средним блеском звезды:

$$\text{амплитуда (визуального блеска)} = 0^m.14\,(m - 5.0)$$

Подобным же образом, т. е. основываясь на небольшом количестве материала, и другие наблюдатели пришли к выводу, что в случае пульсаций переменных типа R CrB существует сильная связь между амплитудой и звездной величиной: амплитуда пульсаций уменьшается по мере увеличения блеска (см., например, [13]).

а) Основываясь на анализе большого количества опубликованных кривых блеска звезд типа R CrB в моменты выхода из минимумов яркости, мы пришли к заключению, что далеко не всегда пульсации на восходящей ветви имеют амплитуды больше, чем в максимуме блеска. Оказывается, что увеличение амплитуды происходит только во время некоторых, как правило, отдельных пульсаций. Наглядный пример тому — поведение звезды RY Sgr на восходящей ветви глубокого минимума 1967—1969 гг. Александер и др. [4] детально исследовали хорошо видимые пульсации яркости на подъеме блеска звезды от $13^m.5$ до $6^m.5$. Отмечается, что только отдельные пульсации имеют увеличенную амплитуду, причем они сопровождаются уменьшением показателей цвета $U—B$ и $B—V$, а также спектральными аномалиями (наблюдалось заполнение абсорбционных линий эмиссиями). Причем после таких аномальных пульсаций замедлился общий подъем блеска звезды.

В случае звезды R CrB пульсации яркости на восходящей ветви удается фиксировать визуально, как правило, только в те моменты, когда переменная замедляет подъем блеска перед уходом во вторичный минимум (т. е. ослабляет свой блеск, не успев достигнуть нормального значения яркости после предыдущего минимума) [6, 14, 15]. Иллюстрацией к сказанному могут быть упоминавшиеся ранее пульсации блеска с амплитудой $0.^m4$, наблюдавшиеся в 1966 г. Как и в случае звезды RY Sgr, вслед за этими пульсациями с амплитудой большей, чем в максимуме яркости (напомним, что в нормальном состоянии колебания блеска этой звезды обычно составляет $0^m.2$), вначале произошло замедление скорости подъема блеска, которое затем сменилось началом вторичного минимума. Проводившиеся в это время немногочисленные фотоэлектрические наблюдения не позволяют делать выводы о поведении показателей цвета переменной.

Наблюдения звезды R CrB во время глубокого минимума 1983—1985 гг. показали, что на разных участках восходящей ветви кривой блеска переменная испытывала единичные колебания яркости с большими амплитудами [5]. На рис. 1 представлены пульсации блеска переменной в нормальном состоянии, а также в начале и конце восходящей ветви минимума в 1984 г. Наблюдения были выполнены автором на Высокогорной наблю-

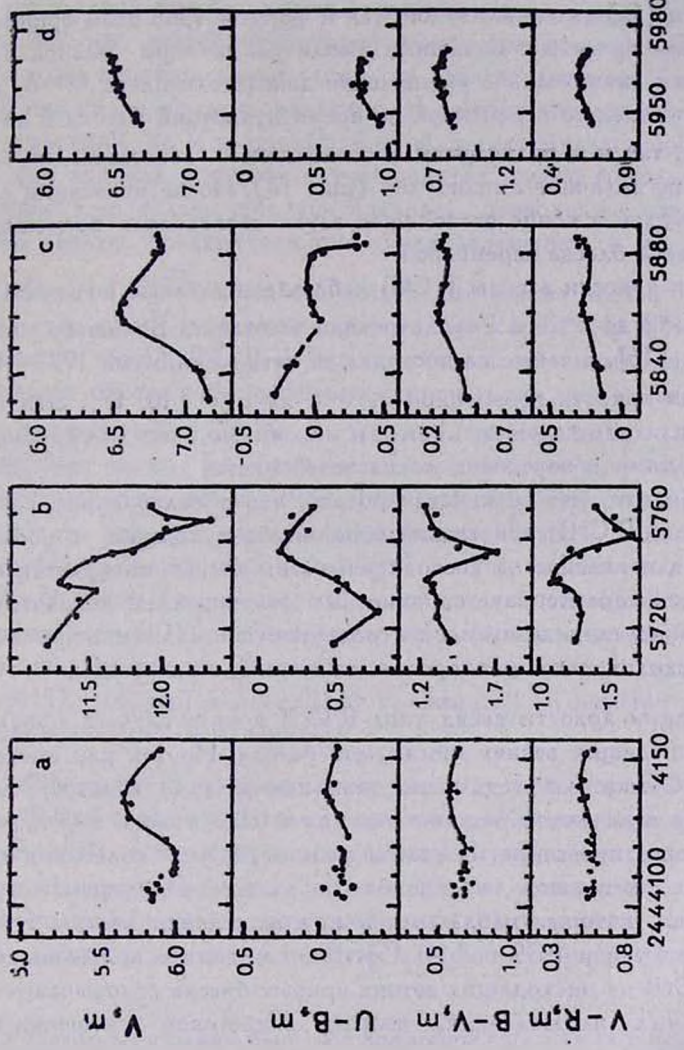

Рис. 1. Пульсации звезды R CrB при разной яркости переменной

дательной базе «Терскол» с электрофотометром, установленным на 50-см рефлекторе. Ошибки наблюдений не превышают $0^m.02$. Из рис. 1 видно, что изменения показателей цвета звезды R CrB во время пульсаций яркости с большими амплитудами в ослабленном состоянии (1b, c) значительно отличаются от своих одноименных величин при пульсациях блеска в максимуме яркости (1a) как амплитудой, так и формой. При этом общим свойством колебаний яркости с большими амплитудами при разной яркости звезды является значительное уменьшение показателя цвета $U—B$ как по отношению к поведению переменной во время пульсаций блеска в нормальном состоянии, так и к пульсациям в ослабленном состоянии ($m_v \approx 6^m.5$), но с обычной по величине амплитудой (рис. 1d). После пульсации с повышенной амплитудой в конце восходящей ветви последовало временное прекращение подъема блеска переменной.

Пульсации яркости звезды R CrB наблюдались также во время подъема блеска от $7^m.2$ до $6^m.3$ в V-фильтре при выходе из Большого минимума 1962—1970 гг. [16], а также на восходящей ветви минимума 1977—1978 гг. при увеличении яркости переменной от $6^m.6$ до $6^m.0$ [16, 17]. Эти пульсации имеют амплитуду такую же, как и в максимуме блеска и не сопровождаются аномалиями в поведении показателей цвета.

Таким образом, можно констатировать, что в ослабленном состоянии переменным типа R CrB свойственно испытывать пульсации с обычными амплитудами, а появление на восходящей ветви колебаний яркости с большой амплитудой характеризуется заметным уменьшением показателя цвета $U—B$, а также, по-видимому, спектральными аномалиями, причем вслед за ними происходит падение скорости подъема блеска звезды.

б) Пульсации яркости звезд типа R CrB в ряде случаев прослеживаются и на нисходящих ветвях минимумов блеска. Но так как нисходящие ветви кривых блеска для звезд этого типа, как правило, более крутые, чем восходящие, то в начальной стадии падения блеска только изредка можно видеть одиночные пульсации. В крайне редких случаях колебания яркости накладываются на плавное падение блеска звезды. Примером могут служить пульсации, которые наблюдались при вхождении звезды R CrB во вторичный минимум в 1939 г. [14, 15]. Все сведения о колебаниях блеска звезд типа R CrB на нисходящих ветвях кривых блеска основываются только на визуальных наблюдениях, поэтому в цветовом отношении они не изучены.

4. *Связь пульсаций блеска с ослаблениями яркости.* Многочисленные исследования кривых блеска звезд типа R CrB не позволили найти закономерность в наступлении ослаблений блеска. Однако удалось выяснить, что интервалы времени между последовательными ослаблениями яркости явля-

ются случайными величинами, так как их распределение близко к пуассоновскому.

В этой связи привлекает к себе внимание тот факт, что пульсации блеска звезды RY Sgr и R CrB [18, 2] синхронизуют моменты начала непериодических ослаблений яркости, т. е. интервалы времени между началами ослаблений блеска кратны периоду пульсаций. Но если в случае звезды RY Sgr, пульсации которой имеют сравнительно большую амплитуду и один период, такая связь не вызывает сомнений, то для звезды R CrB она видна не столь наглядно. И дело тут не только в малой амплитуде пульсаций, но и в присущей этой звезде мультипериодичности. Поэтому для анализа в данном случае годятся только фотоэлектрические наблюдения, т. к. только они, как правило, позволяют уловить колебания яркости звезды, предшествующие уходу переменной в минимум.

а) Пугач [18] показал, что ослабления блеска звезды RY Sgr начинаются всегда после максимума яркости пульсаций. Из фотоэлектрических наблюдений звезды R CrB во время ее ухода в минимум яркости следует, что падение блеска этой переменной происходит после максимума пульсаций с периодом $P_1 = 27^d.36$. В работе [2] этот вывод иллюстрируется вхождениями звезды из нормального состояния в три разных по величине минимумы яркости (1980, 1982, 1983), которые к тому времени удалось отнаблюдать при помощи электрофотометра. Теперь, глядя на рис. 2, мы можем убедиться, что и минумум 1985 г. начался после максимума пульсации P_1. На этом рисунке вертикальной линией обозначены моменты максимума пульсаций P_1, а стрелками и волнистыми линиями — P_2 и P_3, соответственно. Вычисление нулевых фаз пульсаций проводилось от момента JD^{24} 44137, который в работе [3] принимался за момент совпадения максимумов пульсаций всех периодов.

б) Обращает на себя внимание тот факт, что скорость падения блеска звезды R CrB в начальной части нисходящей ветви зависит от фаз пульсаций P_2 и P_3: в тех случаях, когда максимумы этих пульсаций непосредственно предшествуют уходу переменной в минимумы, падение блеска звезды происходит в два раза медленнее. К сожалению, этот вывод сделан на основании малого количества материала и нуждается в подтверждении.

в) Автор вынужден был так подробно еще раз остановиться на доказательстве синхронизации моментов вхождения звезды R CrB в минимум блеска фазой присущих ей пульсаций, изложенном ранее [5, 2], по следующей причине: первоначальная попытка, предпринятая нами для нахождения связи между пульсациями и падением блеска этой звезды по визуальным наблюдениям, привела к выводу, что моменты начала ослабления бле-

ска синхронизируются только пульсациями с периодом $P_2 = 39^d.96$ [3]. Позднее анализ полученных фотоэлектрических наблюдений звезды R CrB в моменты ее ухода в минимум из основного состояния показал, что ослаб-

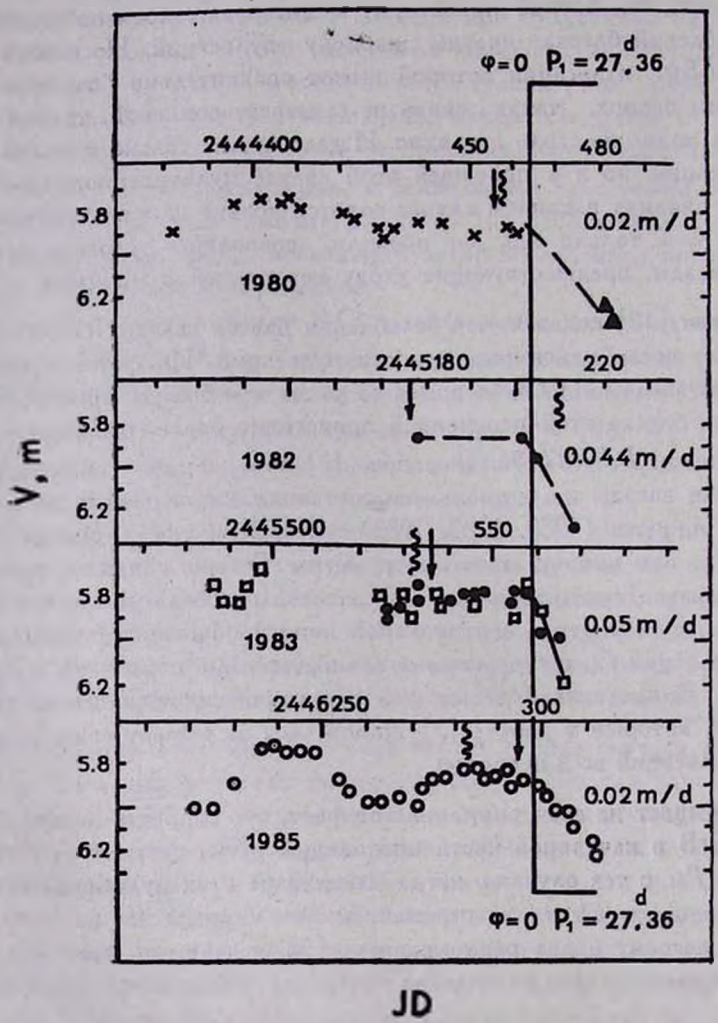

Рис. 2. Связь моментов начала падения блеска звезды R CrB с фазой пульсации $P_1 = 27^d.36$. Крестиками × обозначены наблюдения Ферни [16]; □ — наблюдения Бёме [21]; ▲ — наблюдения Кристинаса [20]; ● — наблюдения Гончаровой [5]; ○ — наблюдения Ферни и др. [19].

ление блеска переменной во время трех последовательных минимумов 1980, 1982 и 1983 гг. началось после максимума пульсаций с периодом $P_1 = 27^d.36$. Это обстоятельство заставило нас подвергнуть более тщательному анализу использованный первоначально материал. При этом вторичные миниму-

мы, которые происходят на восходящей ветви предыдущего минимума, не рассматривались из-за возможного сдвига фаз наблюдаемых пульсаций. Оказалось, что в пределах точности имеющихся визуальных наблюдений ослабления блеска звезды из основного состояния начинались как после максимума пульсаций с P_2, так и с P_1, хотя во многих случаях моменты максимумов пульсаций P_1 и P_2 (а в одном случае из девяти и P_3 тоже) перед уходом в минимум практически совпадают. Поэтому и был сделан вывод, что начала ослабления блеска звезды R CrB синхронизированы фазой пульсации, любого из трех присущих звезде периодов пульсаций, но ослабление ее блеска после максимума пульсации с $P_3 = 53^d.64$, по-видимому, маловероятно. Теперь известно, что и минимум 1985 г. начался после максимума пульсации с P_1. Видно также, что, по крайней мере, начиная с 1962 г., переменная R CrB чаще всего уходит в минимумы из основного состояния после максимума пульсаций с P_1. Но так как статистическая обеспеченность этого вывода невелика, то его следует рассматривать как предварительный.

В 1987 г. вышла из печати работа Перси и др. [1], в которой было выполнено исследование с целью проверки достоверности вывода о сфазированности моментов начала ослабления блеска звезды R CrB. В результате статистического анализа 65 моментов начала ослабления блеска, установленных по визуальным наблюдениям, они пришли к заключению, что падение яркости звезды R CrB не наступает при определенных фазах пульсационного периода ни в предположении постоянного периода на интервале времени от 40 до 60 дней, ни в предположении медленно меняющегося периода. Связь ослаблений блеска с пульсациями возможна, по мнению авторов работы [1], только в том случае, если пульсации носят неправильный характер. На наш взгляд, причиной расхождения выводов автора [5, 2], с одной стороны, и Перси и др. [1], с другой стороны, служит критерий, согласно которому выбирались моменты начала падения блеска в работе [1], т. к. он приводит к большой неоднородности исходного материала, что делает его непригодным для анализа. Из рис. 2 видно, что даже по фотоэлектрическим наблюдениям для минимумов, скорость падения блеска которых в начале нисходящей ветви небольшая (1980, 1985 гг.), момент ухода звезды в минимум определить тяжело. А точность визуальных наблюдений гораздо ниже, к тому же именно в начальные моменты падения блеска они могут быть отягощены ошибкой ведения. Но даже без учета низкой точности визуальных наблюдений сам критерий, которым пользовались авторы работы [1], ведет к большому разбросу данных, т. к. из-за плохой погоды или по другим причинам в период от нормального значения переменной до первых ее наблюдений в ослабленном состоянии (а именно такой момент в [1] считался началом падения блеска) проходит разное количество времени. Это видно из табл. 2, где приводится ряд

моментов начала падения блеска звезды из нормального состояния, взятых из работы [1], величина переменной в указанный момент и источник, согласно которому мы определяли эту величину. Оказывается, что моментам, которые анализировались в работе [1], отвечает разброс блеска звезды почти на целую звездную величину, что, в свою очередь, даже в случае самой большой скорости падения яркости приводит к значительной ошибке в определении этих моментов. По нашим оценкам, эта ошибка не меньше $\pm 10^d$, что сравнимо по величине с периодом пульсаций $P_1 = 27^d 36$, и, следовательно, приведенный в работе [1] материал не пригоден для поиска связи между фазой пульсации звезды R CrB и началом непериодических ослаблений блеска.

Таблица 2

БЛЕСК ЗВЕЗДЫ RCrB В МОМЕНТЫ, ПРИВЕДЕННЫЕ В РАБОТЕ [1].

Год	Моменты начала минимума по данным работы [1]	Наблюдаемая величина звезды (m)	Источник, по которому определялась величина R CrB
1983	2445567±3	6.2	IBVS, №2442, 1983;
			Письма в Астрон. ж, 11, 855, 1985.
1977	2443194±5	6.5	Киним. и физ. неб. тел, 2, 29, 1986.
1975	2442697±1	5.9—6.0	J. Brit. Astron. Assoc., 87, 509, 1977.
1974	2442037±9	6.6	IAU Circ. №№ 2613, 2617, 2672.
1972	2441382±3	6.8—6.9	IAU Circ. № 2394 (1972),
			J. Brit. Astron. Assoc., 87, 509. 1977.
1962	2437836±4	6.2	J. Brit. Astron. Assoc., 83, 368, 1973.
1960	2436957±5	6.1	J. Roy. Astron. Soc. Can., 55, 191, 1961.
		6.7	J. Brit. Astron. Assoc., 71, 314, 1961.
1955	2435416±3	6.1—6.2	J. Brit. Astron. Assoc., 72, 345, 1962.
1952	2434295±2	6.1—6.05	J. Brit. Astron. Assoc., 72, 76, 1962.
			J. Roy. Astron. Soc. Can., 47, 117, 1953.
1945	2431738±1	6.0	J. Brit. Astron. Assoc., 72, 76, 1962.
1945	2431478±1	6.3	J. Brit. Astron. Assoc., 72, 76, 1962.
1942	2430635±1	6.0	Harv. Ann., 110, 101, 1942.

г) До недавнего времени моменты начала ослаблений блеска можно было определять только по визуальным наблюдениям. С появлением фотоэлектрических наблюдений во время уходов звезды в минимумы яркости Ферни и др. [19] предприняли попытку привлечь к определению моментов начала падения яркости изменение показателей цвета. Согласно предложенному ими критерию, началом минимума надо считать момент, в который показатели цвета переменной начинают возрастать. На наш взгляд, такой критерий не пригоден для определения моментов начала минимумов вследствие того, что во время разных минимумов показатели цвета пере-

менной ведут себя по разному: так, например, во время минимума 1983 г. звезда R CrB начала краснеть только после того, как ее блеск понизился на 1^m5 [21, 5], в то время, как в минимуме 1985 г. падение блеска звезды с самого начала сопровождалось ее покраснением [19].

В наших работах началом минимума считается момент наибольшей яркости звезды, вслед за которым происходит падение блеска переменной. Ясно, что по визуальным наблюдениям такие моменты точно определить тяжело, поэтому мы старались использовать те минимумы, во время которых падение блеска звезды в начальный момент происходило с большой скоростью. По этой причине из 19 моментов, приведенных в работе [3], 12 принадлежало вторичным минимумам. Напомним, что анализ именно этих данных привел нас к ошибочному выводу о связи моментов начала падения яркости только с пульсациями периода $P_2=39^d.96$. Однако фотоэлектрические наблюдения в моменты ухода звезды в минимумы из нормального состояния позволили установить, что эти моменты сфазированы пульсациями с P_1. Это обстоятельство заставило нас отдельно проанализировать моменты ухода переменной R CrB во вторичные минимумы. Оказалось, что звезда, находясь в активном состоянии, может уйти во вторичный минимум после максимума пульсации любого из трех периодов, но чаще всего это происходит после пульсации с периодом $P_2=39^d.96$.

5. *Выводы.* а) При выходе из минимума звезды типа R CrB испытывают пульсации двух видов: с обычными (т. е. такими же, как и в максимуме яркости) и аномально большими амплитудами. Последние характеризуются заметным уменьшением показателя цвета $U—B$, причем вслед за ними происходит замедление скорости восстановления блеска звезды.

б) Показано, что опубликованные в работе [19] наблюдения звезды R CrB подтверждают сделанный ранее вывод о сфазированности моментов начала ослаблений блеска пульсациями. Причем, согласно фотоэлектрическим наблюдениям, переменная R CrB уходит в минимумы из основного состояния чаще всего после максимума пульсаций с периодом $P_1=27^d.36$. Но так как статистическая обеспеченность этого вывода невелика, то его следует рассматривать как предварительный. Подчеркивается, что вторичные минимумы могут начинаться после пульсаций любого из трех периодов, но чаще всего они наступают после пульсаций с периодом $P_2=39^d.96$.

в) Высказывается предположение о связи скорости падения блеска звезды R CrB в начале нисходящей ветви с фазами пульсаций P_2 и P_3: в тех случаях, когда максимумы этих пульсаций непосредственно предшествуют уходу переменной в минимум, падение ее блеска происходит в 2 раза медленнее.

г) В результате сопоставления моментов начала падения блеска звезды R CrB, взятых из работы [1], с яркостью переменной в эти моменты,

показано, что ошибки определения указанных моментов сравнимы с периодами пульсаций, которые могли бы их сфазировать. Это обстоятельство, на наш взгляд, делает материал работы [1] непригодным для поиска связи между пульсациями и началом непериодических ослаблений блеска.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE PULSATIONS OF R CORONAE BOREALIS TYPE VARIABLES

R. I. GONCHAROVA

The brief survey of the observational data on the light variations of R CrB and RY Sgr stars at maximum and minimum brightness is presented. An analysis of UBVR-observatsions of these stars leads to the conclusion that the increase of the pulsation amplitude on a rise to maximum is accompanied by anomal decrease of U—B color index. It has been shown that the nonhomogeneous initial material does not allow the authors of the work [1] to obtain the connection between the phase of the pulsation and the times of onset of fadings of R CrB.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. R. Percy, L. E. M. Carrire, V. A. Fabro*, Astron. J., 93, 200, 1987.
2. *R. I. Goncharova*, IAU „Eruptive Phenomena in Stars", Budapest, 445, 1986.
3. *Р. И. Гончарова, Г. У. Ковальчук, А. Ф. Пугач*, Астрофизика, 19, 279, 1983.
4. *J. B. Alexander, P. J. Andrews, R. M. Catchpole et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 158, 305, 1972.
5. *Р. И. Гончарова*, Письма в Астрон. ж., 11, 858, 1985.
6. *J. E. Isles, J. Brit.*, Astron. Ass., 83, 368, 1973.
7. *Р. И. Гончарова*, в кн. «Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел», Наукова Думка, Киев, 1985, стр. 102.
8. *W. A. Lawson, P. L. Cottrell*, Observatory, 106, 169, 1986.
9. *P. L. Cottrell, D. L. Lambert*, Astrophys. J., 261, 595, 1982.
10. *M. W. Feast, R. M. Catchpole, T. L. Evans et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 178, 415, 1977.
11. *F. M. Bateson*, IBVS, № 661, 1, 1972.
12. *D. Kilkenny*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 200, 1019, 1982.
13. *Б. Е. Жиляев, М. Я. Орлов, А. Ф. Пугач и др.*, Звезды типа R Северной Короны, Наукова Думка, Киев, 1978, стр. 37.
14. *L. Campbell*, Pop. Astronomy, 48, 268, 1940.
15. *L. Campbell*, Pop. Astronomy, 49, 52, 1941.
16. *J. D. Fernie*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 94, 172, 1982.
17. *А. Ф. Пугач, Р. И. Гончарова, Г. У. Ковальчук*, в кн. «Фотометрические и поляриметрические исслед. неб. тел», Киев, 1985, стр. 96.
18. *A. F. Pugach*, IBVS, № 1277, 1, 1977.
19. *J. D. Fernie, J. R. Percy, M. J. Richer*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 98, 605, 1986.
20. *K. Krisciunas*, J. Amer. Assoc. Var. Stars Observ., 10, 75, 1981.
21. *D. Bohme*, IBVS, № 2442, 1, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.45

КОМПОНЕНТНЫЙ АНАЛИЗ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ

А. М. ЭЙГЕНСОН, О. С. ЯЦЫК

Поступила 30 сентября 1988
Принята к печати 10 ноября 1988

Методом главных компонентов показано, что многообразие свойств рассеянных скоплений определяется в основном двумя факторами. Один связан с возрастом и/или расстоянием от галактической плоскости, другой — с «богатством» скоплений. В случае старых скоплений действует еще один фактор — металличность. Для каждого скопления определены значения новых обобщенных характеристик, соответствующих этим факторам — главных компонентов. Они приведены для 313 скоплений. На плоскости первых главных компонентов скопления образуют сплошное множество, не разделяющееся явно на кластеры.

Как известно, рассеянные скопления отличаются друг от друга светимостью, размерами, цветом и т. п. Для количественного описания этих различий используется ряд параметров, причем некоторые из них коррелируют друг с другом. Это может означать, что действуют какие-то скрытые, не наблюдаемые непосредственно факторы, число которых меньше числа параметров, применяемых для описания. Такие факторы играли бы роль неких «первопричин». Для их выявления применяется факторный анализ. Он призван ответить на вопрос о числе факторов, определяющих наблюдаемое многообразие свойств, а также помочь сформулировать гипотезы о природе этих факторов. Один из вариантов факторного анализа — это компонентный анализ, или метод главных компонентов (ГК). Исследование совокупности рассеянных скоплений Галактики методом ГК и составляет цель этой работы.

Метод ГК изложен в [1—7] (см. также [8]); здесь отметим лишь следующее. В этом методе от исходных параметров переходят к новым обобщенным характеристикам объектов—ГК. Полное число ГК равно числу исходных параметров, однако они имеют ряд особенностей. Именно, первый ГК обладает наибольшей дисперсией; второй ГК некоррелирован с первым и «извлекает» вторую по величине дисперсию, и т. д. Таким образом, здесь происходит перераспределение дисперсий так, чтобы на первые несколько ГК приходилась основная доля всей дисперсии. Данный ГК

считается тем более важным, чем больше его дисперсия. Поэтому, отбрасывая последние ГК с малой дисперсией, можно перейти к меньшему числу переменных. Геометрически это эквивалентно оптимальному, в определенном смысле, проектированию из многомерного пространства исходных признаков в пространство меньшей размерности.

Источником данных был каталог рассеянных скоплений [9]. Рассмотрено несколько вариантов с различным числом скоплений и различными наборами исходных параметров. Дело в том, что чем больше параметров мы хотим учесть, тем меньше оказывается скоплений, для которых их значения одновременно известны. И, наоборот, чем больше рассматривается скоплений, тем меньше у них общих параметров. Наконец, значения некоторых параметров «перекрываются» только для небольшого числа скоплений.

В первом варианте число скоплений равно 313, а число параметров—6. Это абсолютная интегральная величина скопления M_v, диаметр D, интегральный показатель цвета $(B-V)_0$, показатель цвета голубой границы главной последовательности $(B-V)_t$, возраст τ и расстояние от галактической плоскости $|z|$. Корреляционная матрица для этих параметров приведена ниже (хотя матрица симметрична, удобнее рассматривать ее полностью).

	M_v	D	$(B-V)_0$	$(B-V)_t$	τ	$\lvert z\rvert$
M_v	1.00	—0.392	0.433	0.510	0.219	0.062
D	—0.392	1.00	0.123	0.042	0.196	0.367
$(B-V)_0$	0.433	0.123	1.00	0.788	0.597	0.469
$(B-V)_t$	0.510	0.042	0.788	1.00	0.773	0.537
τ	0.219	0.196	0.597	0.773	1.00	0.799
$\lvert z\rvert$	0.062	0.367	0.469	0.537	0.799	1.00

Видно, что светимость связана с размерами, цветом и возрастом, но не коррелирует с расстоянием от галактической плоскости; диаметр зависит от $|z|$, но слабо связан с цветовыми характеристиками, и т. д. Заметим, что существование корреляции $(B-V)_t$ и τ было известно заранее, т. к. значения τ в каталоге [9] в основном заимствованы из работы [10], в которой возрасты прокалиброваны по голубой границе главной последовательности.

Собственные значения корреляционной матрицы суть: $\lambda_1 = 3.1939$; $\lambda_2 = 1.5530$; $\lambda_3 = 0.5687$; $\lambda_4 = 0.3638$; $\lambda_5 = 0.2243$; $\lambda_6 = 0.0963$. Они равны дисперсиям ГК, а полная дисперсия равна числу параметров, в данном случае — шести. Таким образом, на первые два ГК приходится

$\frac{3.1939 + 1.5530}{6} = 0.79$ полной дисперсии. Поэтому можно ограничиться первыми двумя ГК, пренебрегая остальными.

Матрица факторных нагрузок для них следующая:

	M_v	D	$(B-V)_0$	$(B-V)_t$	τ	$\lvert z\rvert$
F_1	0.455	0.193	0.840	0.917	0.896	0.776
F_2	0.766	—0.838	0.142	0.192	—0.177	—0.418

Здесь F_1 и F_2 — два первых ГК, нормированных соотношениями вида $F_i = f_i/\sqrt{\lambda_i}$, где f_i — i-й ГК, а λ_i — его дисперсия. Каждый элемент матрицы, т. е. факторная нагрузка, равен коэффициенту корреляции данного параметра с данным ГК.

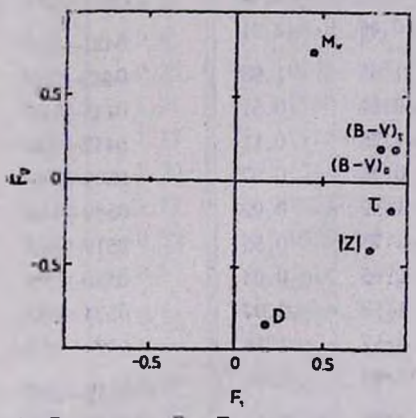

Рис. 1. Диаграмма F_1—F_2 для первого варианта.

Эта матрица иллюстрируется рисунком 1. Видно, что первый ГК сильнее всего «нагружен» возрастом и связанными с ним цветовыми характеристиками, а также величиной $|z|$; второй ГК определяется преимущественно диаметром и светимостью. Таким образом, многообразие свойств рассеянных скоплений определяется в основном двумя факторами, один из которых связан с возрастом и/или расстоянием от галактической плоскости, а другой — с «богатством» скоплений.

Для каждого скопления можно определить значения f_1 и f_2, которые представляют собой новые обобщенные характеристики скоплений, заменяющие множество исходных параметров. Они приведены в табл. 1. Большие положительные значения f_1 соответствуют старым, красным скоплениям, удаленным от галактической плоскости; большие отрицательные величины f_2 — у больших и ярких скоплений.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ f_1 И f_2 ДЛЯ 313 СКОПЛЕНИЙ

IAU	f_1	f_2	IAU	f_1	f_2
1	2	3	1	2	3
C0022+610	−0.17	0.35	C0328+371	1.42	1.30
0027+599	−0.21	−1.29	0341+321	−0.13	1.34
0029+628	−0.75	−0.06	0344+239	−0.44	0.36
0030+630	−0.91	−0.18	0345+525	−1.40	0.33
0036+608	−0.98	1.27	0403+622	−1.19	−0.07
0036+616	−1.37	0.61	0406+493	−0.58	1.13
0039+850	7.40	−0.68	0411+511	0.23	0.50
0040+615	−0.00	1.38	0417+501	0.77	0.75
0112+585	−0.18	0.48	0424+157	1.35	1.31
0115+580	−0.46	−2.31	0431+451	−0.74	−0.06
0126+630	1.05	1.98	0443+189	0.42	−0.07
0129+604	−0.86	0.51	0445+108	0.73	1.18
0132+610	−1.25	0.11	0447+436	0.37	0.58
0133+643	0.36	0.57	0504+369	0.01	0.82
0139+637	−1.32	0.02	0509+166	2.68	−0.83
0140+616	−1.73	0.55	0519+333	−1.28	−2.55
0140+604	−0.95	0.04	0520+295	4.46	−0.01
0142+610	−1.58	−2.07	0524+352	0.20	0.97
0149+615	2.57	1.18	0525+358	−0.46	−0.49
0154+374	3.34	1.09	0532+341	−1.09	−0.06
0155+552	0.28	0.13	0545+302	−0.90	−2.47
0211+590	0.23	0.51	0546+336	0.93	−0.64
0215+569	−0.87	−3.85	0548+217	0.91	−5.23
0225+604	−0.97	1.42	0549+325	0.34	−1.03
0228+612	−1.82	−2.54	0558+233	−1.26	−0.52
0229+585	−0.92	−0.31	0001−302	0.26	0.50
0230+573	−0.97	−1.16	0600+104	5.89	−2.03
0232+587	−0.51	0.92	0601+240	−0.33	0.23
0233+557	0.22	0.80	0604+241	2.25	−0.64
0235+602	−1.35	−0.35	0605+139	−1.05	0.32
0238+613	−0.08	0.10	0605+243	−0.34	−0.34
0238+425	0.43	0.64	0606+203	−2.05	−1.68
0247+602	−2.04	−1.63	0609+054	0.71	0.79
0311+470	2.88	−0.45	0611+128	0.88	0.47
0318+484	−0.95	−0.84	0613−186	6.35	−3.45

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	1	2	3
C0618−072	1.68	1.42	C0731−153	−1.11	−0.18
0624−047	−0.65	0.48	0734−205	−0.89	0.11
0627+068	1.55	−0.46	0734−143	−0.62	0.41
0627+029	−0.87	0.47	0734−137	0.21	0.48
0627−312	8.93	−2.45	0735−119	1.19	−0.74
0629+049	−1.20	−2.36	0735+216	6.70	−1.57
0632+084	0.40	0.60	0738−315	−0.43	−0.29
0633+077	0.87	1.15	0739−147	0.49	−1.38
0638+099	−1.30	−0.30	0742−254	−1.75	−1.08
0641+046	−0.17	1.75	0743−326	−0.48	−0.37
0642+003	−0.99	−6.83	0743−378	0.19	0.82
0644−206	0.71	−0.41	0745−271	−0.82	0.79
0645−031	0.54	0.28	0748−253	−0.71	1.11
0645+411	1.64	1.21	0750−384	1.96	−0.88
0649+005	0.09	1.17	0752−241	1.07	1.62
0649−070	−0.32	1.70	0753−258	−0.39	0.64
0652−245	0.12	−2.19	0754−299	0.54	1.13
0700−082	−0.38	−0.33	0757−284	−1.66	−2.10
0701+011	1.50	−0.08	0757−607	−0.45	0.08
0704−100	−0.07	0.74	0757−106	4.96	−0.75
0705−105	−0.29	0.99	0803−280	1.26	1.25
0706−130	−0.25	−0.49	0805−297	0.27	0.90
0712−102	−0.31	0.45	0808−126	1.86	−0.54
0712−256	2.01	−1.02	0809−491	−0.34	0.98
0715−155	2.38	0.53	0810−324	−1.24	−3.88
0716−248	−1.43	−1.14	0810−374	−0.16	−0.81
0717−130	2.44	2.65	0811−056	1.17	−0.22
0718−218	−1.20	0.16	0815−369	−0.55	0.93
0721−122	0.52	1.28	0816−304	0.25	0.34
0721−131	1.24	0.85	0816−295	−0.26	−0.75
0722−321	−0.46	0.56	0819−360	−0.25	1.23
0722−208	−0.12	0.58	0820−360	−0.03	0.83
0722−209	−1.33	0.27	0832−441	−0.16	1.09
0724+136	0.25	−0.35	0837+201	1.59	0.92
0724−476	8.65	−2.93	0837−460	−1.23	0.35
0725−239	−0.76	0.53	0838−459	−1.07	0.55

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	1	2	3
C0838−528	−0.65	1.05	C1109−601	−1.39	0.69
0839−480	−1.40	0.11			
0839−461	−0.80	1.08	1110−605	−1.25	0.48
0840−469	2.82	1.02	1110−586	−1.47	−0.20
0842−411	−1.41	−0.17	1112−609	−2.32	−1.26
0843−527	−0.36	0.25	1117−632	0.30	0.76
0843−486	−0.43	0.80	1123−429	4.25	1.51
			1133−613	−0.48	−0.48
0846−423	−0.80	1.10	1134−627	−1.70	−2.09
0847+120	5.75	−0.13	1141−622	−1.59	−0.41
0858−487	−1.62	0.21	1154−623	1.37	0.57
0914−364	2.70	−1.41	1155−642	0.52	2.11
0928−526	−0.09	1.19			
0938−501	1.34	2.18	1221−616	0.44	−0.15
0939−536	−0.55	0.24	1222+263	1.41	0.73
0947−561	0.64	1.68	1225−598	−0.34	0.93
1001−598	−0.16	−0.96	1239−627	−0.83	0.49
1019−514	0.05	1.38	1240−628	−1.90	−0.27
			1250−600	−1.52	−2.06
1022−575	−2.70	−1.05	1315−623	−0.80	0.72
1024−576	0.05	0.95	1324−587	0.26	0.40
1025−573	−1.39	−0.93	1325−621	0.12	1.38
1033−579	−1.91	−1.28	1326−609	0.01	1.77
1035−583	−2.01	−1.20			
1036−538	−0.35	0.64	1326−639	−0.21	0.93
1040−648	0.05	−1.01	1327−610	−1.45	−1.49
1041−597	−1.73	−2.56	1327−606	−0.04	1.49
1041−641	−1.06	0.74	1328−625	−0.71	1.32
1041−593	−2.26	−1.08	1328−582	0.05	1.45
			1343−626	−0.97	0.34
1042−591	−1.54	−0.06	1350−616	−0.50	0.24
1043−594	−1.75	−1.51	1404−480	0.20	0.76
1051−614	−0.11	0.43	1420−611	−0.67	0.48
1057−600	0.52	1.19	1424−594	−1.17	0.55
1059−595	−1.73	0.45			
1104−584	0.37	−0.23	1426−605	−0.44	0.18
1108−599	−1.76	−0.69	1427−609	−1.10	0.19
1108−601	−1.60	−0.04	1429−611	0.78	1.14
1109−604	−0.80	-0.9_2	1447−520	−0.22	0.92

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	1	2	3
C1502—554	0.35	0.97	C1801—243	—1.70	—1.46
1511—588	—2.14	—2.09	1804—233	—0.89	0.67
1559—603	—0.56	0.20	1813—182	—0.99	0.44
1601—517	—1.92	0.03	1815—122	—1.95	0.29
1603—539	—0.59	0.88	1816—138	—0.71	—0.84
1609—540	—0.06	—1.18	1817—171	—1.03	0.24
1614—577	—0.10	0.29	1821—197	—0.94	0.43
1622—405	0.10	0.35	1825+065	1.01	1.16
1624—490	0.53	1.27	1828—192	—0.49	—0.33
1630—495	—0.92	—0.13	1830—104	—0.74	0.06
1637—486	—1.77	—1.05			
1640—473	—1.60	1.34	1834—082	0.21	0.18
1642—469	—0.62	0.16	1836+054	0.96	0.43
1643—470	—1.95	—0.60	1839—063	—0.54	0.88
1645—537	2.56	0.96	1840—041	—0.72	0.08
1650—417	—2.11	—2.59	1842—094	0.13	—0.18
			1845—059	—0.94	0.40
1651—452	—2.01	—0.29	1848—052	—0.43	0.50
1652—394	—0.14	0.33	1848—063	—0.13	—0.97
1654—457	—1.22	0.21	1849+102	—0.05	0.52
1657—446	0.22	1.24	1851—199	0.31	1.73
1701—378	0.17	1.15			
1714—429	—1.91	—0.65	1905+041	—0.71	—0.74
1720—499	3.66	1.38	1919+377	10.07	—5.49
1722—343	—2.13	—0.65	1928+201	2.02	1.46
1731—325	—1.85	—0.09	1936+464	2.02	0.88
1732—334	—1.31	—1.23	1939+400	4.46	—0.38
			1941+231	—1.90	—2.07
1733—324	—0.49	0.21	1948+229	—0.56	0.07
1734—362	—0.92	—0.01	1950+292	—1.01	—0.27
1736—321	—0.56	0.46	2002+438	1.21	1.13
1741—323	0.39	0.43	2004+356	—1.43	—1.84
1743—292	—2.04	0.09			
			2014+374	—1.57	—0.12
1743—315	—0.21	1.06	2021+406	—1.80	—0.79
1743+057	—0.05	0.01	2022+383	—1.46	—0.18
1750—348	—0.07	0.44	2030+604	3.13	0.36
1753—190	0.05	0.18	2032+281	2.29	0.21
1801—225	—1.16	—0.23			

Таблица 1 (окончание)

1	2	3
C2105+506	0.22	1.46
2109+454	0.13	1.17
2110+475	1.28	1.22
2121+461	0.68	0.34
2122+478	−0.54	−0.05
2122+362	0.54	1.51
2144+655	4.87	1.55
2151+470	0.31	0.65
2152+623	−0.67	0.44
2203+462	1.25	0.71
2127+468	0.94	−0.83
2128+513	−0.21	0.80
2130+482	0.10	1.44
2137+572	0.11	−1.95
2142+534	−1.03	0.37
2208+551	0.14	1.16
2210+570	−1.61	−1.24
2213+491	−0.34	0.15
2213+540	0.30	0.78
2218+578	−1.27	0.69
2220+556	−1.49	0.49
2245+578	−1.53	−2.48
2306+602	−0.32	0.90
2309+603	−1.01	−0.52
2313+602	−1.63	−0.16
2322+613	−0.47	−0.32
2354+564	3.23	−0.69
2355+609	−0.15	−1.83

Нетрудно убедиться, что на плоскости f_1—f_2 скопления образуют сплошное множество, не разделяющееся явно на кластеры. Можно полагать, что структура множества отражает породивший его процесс. Тогда получается, что при формировании совокупности рассеянных скоплений по-видимому, не было существенных перерывов. Таким образом, в результате нового подхода подтверждается вывод, полученный авторами ранее [11] с помощью кластерного анализа.

Перейдем к следующему варианту. К шести параметрам предыдущего варианта здесь добавлена масса скопления $\mathfrak{M}$. Значения этих семи па-

раметров известны одновременно для 116 скоплений. Корреляционная матрица равна

	M_v	D	$(B-V)_0$	$(B-V)_t$	τ	$\lvert x\rvert$	$\mathfrak{M}$
M_v	1.00	—0.498	0.476	0.637	0.361	0.182	—0.479
D	—0.498	1.00	0.032	—0.125	—0.021	0.193	0.267
$(B-V)_0$	0.476	0.032	1.00	0.760	0.583	0.460	—0.098
$(B-V)_t$	0.637	—0.125	0.760	1.00	0.762	0.530	—0.114
τ	0.361	—0.021	0.583	0.762	1.00	0.734	0.009
$\lvert x\rvert$	0.182	0.193	0.460	0.530	0.734	1.00	—0.018
$\mathfrak{M}$	—0.479	0.266	—0.098	—0.114	0.009	—0.018	1.00

Заметна корреляция $\mathfrak{M}$ с M_v и D. В целом элементы матрицы несколько отличаются от первого варианта.

Наибольшие собственные значения корреляционной матрицы равны $\lambda_1 = 3.2953$; $\lambda_2 = 1.7134$; $\lambda_3 = 0.7758$. Таким образом, на первые два ГК приходится 0.72 полной дисперсии. Поэтому, как и раньше, можно ограничиться этими ГК.

Матрица факторных нагрузок для них равна

	M_v	D	$(B-V)_0$	$(B-V)_t$	τ	$\lvert x\rvert$	$\mathfrak{M}$
F_1	0.702	—0.170	0.814	0.926	0.846	0.691	—0.249
F_2	—0.595	0.777	0.130	0.034	0.303	0.463	—0.658

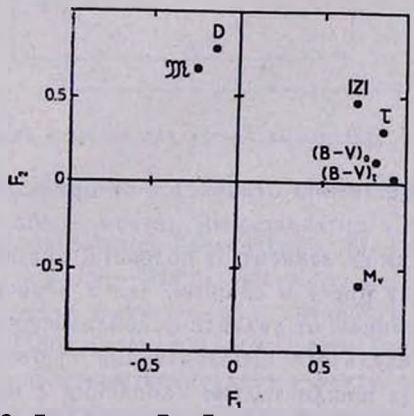

Рис. 2. Диаграмма F_1—F_2 для второго варианта.

Она иллюстрируется рисунком 2. Видно, что теперь проекции M_v на обе оси почти равны. Если ось F_1 — это по-прежнему «возраст», а F_2 — «богатство», то оказывается, что все параметры, кроме одного, определяются преимущественным действием одного из этих факторов, а светимость — одновременным действием их обоих.

В третьем варианте также фигурируют 7 параметров, однако здесь вместо массы введена металличность $[Fe/H]$. Значения этих семи параметров известны одновременно для 57 скоплений. Корреляционная матрица равна

	M_v	D	$(B-V)_0$	$(B-V_t)$	τ	$\lvert z\rvert$	$[Fe/H]$
M_v	1.00	−0.387	0.069	0.198	0.080	−0.035	0.051
D	−0.387	1.00	0.353	0.330	0.446	0.581	−0.130
$(B-V)_0$	0.069	0.353	1.00	0.818	0.692	0.601	−0.084
$(B-V)_t$	0.198	0.330	0.818	1.00	0.843	0.669	−0.242
τ	0.080	0.446	0.692	0.843	1.00	0.873	−0.411
$\lvert z\rvert$	−0.035	0.581	0.601	0.669	0.873	1.00	−0.436
$[Fe/H]$	0.051	−0.130	−0.084	−0.242	−0.411	−0.436	1.00

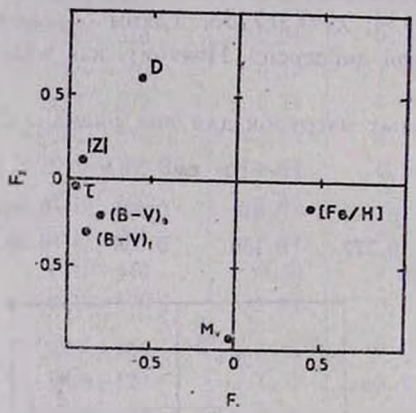

Рис. 3. Диаграмма F_1—F_2 для третьего варианта.

Эта матрица существенно отличается от предыдущих. Так, светимость здесь не коррелирует с интегральным цветом, слабо связана с параметром $(B-V)_t$ и практически не зависит от возраста; диаметр, наоборот, чувствителен к интегральному цвету и сильнее, чем в первом случае, коррелирует с возрастом и расстоянием от галактической плоскости, и т. д. Такое различие возникло в результате использования существенно иной выборки. Дело в том, что сюда вошли только скопления с известными значениями металличности. Между тем, величины $[Fe/H]$ определены преимущественно для старых или, во всяком случае, не очень молодых скоплений. А если построить диаграмму M_v—$\lg\tau$, то оказывается, что основное уменьшение светимости приходится на первые 100 миллионов лет. Далее, у старых скоплений сильнее связь диаметра с возрастом, а возраста с расстоянием от галактической плоскости, и т. д. Таким образом, изменения в корреляционной матрице отражают тот факт, что здесь отобраны преимущественно старые скопления с иным характером зависимостей.

Наибольшие собственные значения корреляционной матрицы равны $\lambda_1 = 3.6790$; $\lambda_2 = 1.3640$; $\lambda_3 = 0.9807$. Таким образом, здесь уже нет столь быстрого уменьшения, и дисперсия третьего ГК немногим меньше дисперсий второго. Это показывает, что здесь положение более сложное, чем раньше, когда можно было ограничиться двумя первыми ГК. Действительно, на диаграмме F_1—F_2 (рис. 3) нагрузки параметра $[Fe/H]$ на обе оси малы. Между тем, в матрице факторных нагрузок третий ГК определяется преимущественно металличностью:

	M_v	D	$(B-V)_0$	$(B-V)_i$	τ	$\lvert z\rvert$	$[Fe/H]$
F_1	—0.010	—0.589	—0.808	—0.883	—0.946	—0.907	0.427
F_2	—0.904	0.613	—0.202	—0.301	—0.093	0.118	—0.135
F_3	—0.100	0.237	0.359	0.137	—0.077	—0.116	0.866

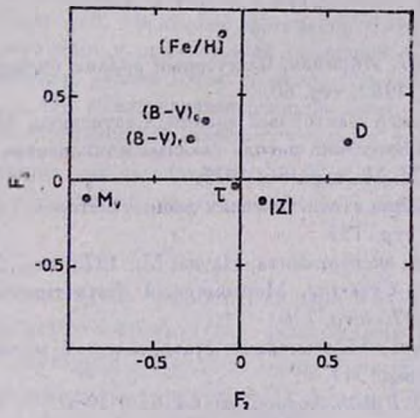

Рис. 4. Диаграмма F_2—F_3 для третьего варианта.

Это иллюстрируется диаграммой F_2—F_3 (рис. 4). Если ось F_2 — по-прежнему «богатство», то ось F_3 — «металличность». Таким образом, в этом случае действует и третий фактор — металличность.

Подведем итоги. Наблюдаемое многообразие свойств рассеянных скоплений определяется преимущественно двумя факторами. Один из них связан с возрастом и/или расстоянием от галактической плоскости, а другой — с «богатством» или населенностью скопления. В случае старых скоплений действует еще один фактор — металличность. На плоскости первых ГК скопления образуют сплошное множество, не разделяющееся явно на кластеры. Это может быть указанием на непрерывность процесса формирования совокупности скоплений.

Львовский государственный
университет

COMPONENT ANALYSIS OF OPEN CLUSTERS

A. M. EJGENSON, O. S. YATSYK

The principal component method is used to show that the variety of open cluster properties is determined mainly by two factors. The first factor is associated with age and/or the distance from the galactic plane, while the second is associated with the „richness" of clusters. In case of old clusters another factor is in action—metallicity. Values of new generalized characteristics corresponding to these factors (i. e., principial components) for every cluster of the Galaxy are determined. They are given for 313 clusters. On the plane of the first two principal components the clusters form a continuous set obviously indivisible into taxons.

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Горькова, Ю. Ш. Абрамов*, Факторный анализ (метод главных компонентов), Изд-во ЛФЭИ, Л., 1981, стр. 66.
2. *Г. Харман*, Современный факторный анализ, Статистика, М., 1972, стр. 486.
3. *П. Ф. Андрукович*, Применение метода главных компонентов в практических исследованиях, Изд-во МГУ, М., вып. 36, 1973.
4. *А. М. Дубров*, Обработка статистических данных методом главных компонентов, Статистика, М., 1978, стр. 135.
5. *В. В. Налимов*, Теория эксперимента, Наука, М., 1971, стр. 207.
6. *М. Дж. Кендалл, А. Стьюарт*, Многомерный статистический анализ и временные ряды, Наука, М., 1976, стр. 736.
7. *Б. Болч, К. Дж. Хуань*, Многомерные статистические методы для экономики, Статистика, М., 1979, стр. 317.
8. *А. М. Эйгенсон, О. С. Яцык*, Астрон. ж., 63, 659, 1986.
9. *G. Lynga*, Catalogue of Open Clusters Data, Lund Observ. Sweden, 1983.
10. *K. Janes, D. Adler*, Astrophys. J. Suppl. Ser, 49, 425, 1982.
11. *А. М. Эйгенсон, О. С. Яцык*, Астрон. ж., 65, 730, 1988.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.7:520.82

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРК 176

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 2 декабря 1988
Принята к печати 1 февраля 1989

Приведены результаты фотометрического и спектрального изучения сейфертовской галактики второго типа Марк 176. На основе фотометрических данных произведено разделение вкладов активного ядра и родительской галактики. Определены стандартные фотометрические характеристики родительской галактики, ее масса. Показано, что родительская галактика Марк 176 имеет квазиэкспоненциальное распределение поверхностной яркости, не соответствующее ее морфологическому типу (SB(rs)a), а также аномально низкое отношение масса-светимость ($\mathcal{U}_0^B \approx 3$). Основные особенности Марк 176 связываются с тем, что она входит в состав взаимодействующей системы VV 150.

1. *Введение.* В предыдущей работе автора [1] были приведены результаты детальной поверхностной *UBV*-фотометрии VV 150 — системы из четырех взаимодействующих галактик, одна из которых является известной сейфертовской галактикой второго типа Марк 176. На основе анализа распределения поверхностной яркости и цветов по Марк 176 был сделан вывод о сложной асимметричной внутренней структуре галактики, в составе которой были выделены балдж, бар, деформированный звездный диск и внутреннее кольцо (псевдокольцо). Однако приведенные в [1] интегральные фотометрические характеристики Марк 176 относятся в целом к системе, состоящей из активного ядра и галактики, окружающей это ядро (в дальнейшем будем называть ее родительской (host) галактикой). Излучение активного ядра дает заметный вклад в интегральную светимость и искажает результирующие фотометрические характеристики галактики. Для более точного анализа характеристик родительской галактики необходимо исключить влияние активного ядра.

Целью настоящей работы является выделение вклада активного ядра Марк 176 и комплексное — фотометрическое и кинематическое — изучение особенностей родительской галактики. В работе используются данные фо-

тографической *UBV*-фотометрии Марк 176 из [1] и результаты новых спектральных наблюдений.

2. *Спектральные наблюдения и их результаты.* Две спектрограммы Марк 176 были получены весной 1988 г. в кассегреновском фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории со спектрографом UAGS и ЭОП УМК-91В. Наблюдения были выполнены с щелью $1''.5 \times 50''$. С двух сторон от спектра объекта до и после экспозиции впечатывался спектр сравнения. Дисперсия спектрограмм 100 А/мм, спектральное разрешение 4—5 А, масштаб поперек дисперсии $41''.6$/мм. Регистрация осуществлялась на пленку 103а-О. Остальные сведения о наблюдениях суммированы в табл. 1. Положения щели спектрографа, при которых получены спектрограммы, показаны на рис. 1.

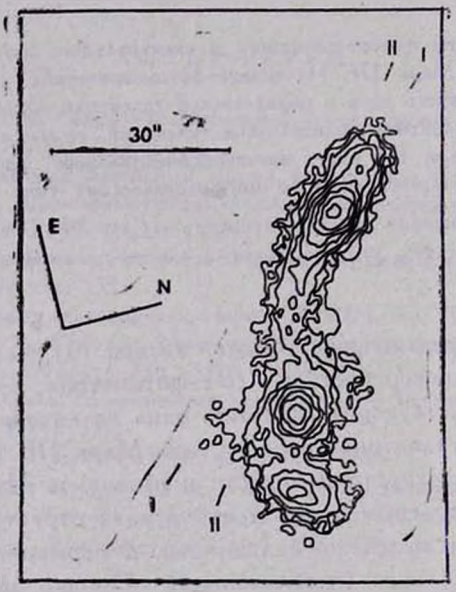

Рис. 1. Изофоты Марк 176 и двух соседних галактик в цветовой полосе B (рисунок взят из [1]). Ярчайшая изофота соответствует поверхностной яркости 20, крайняя — 24, шаг изофот — 0.5. Черточками указаны положения щелей спектрографа, при которых получены спектрограммы.

Таблица 1

СВЕДЕНИЯ О СПЕКТРАЛЬНОМ НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ

Спектрограмма	Дата наблюдений	Позиционный угол щели, Р. А.	Спектральный диапазон (А)	Экспозиция (мин)	Качество изображения
(I)	12/13. 03. 88	45°	4000—5500	40^m	$2''$
(II)	5/6. 05. 88	55°	4500—7000	120^m	$3''$

Для построения кривой вращения Марк 176 были выбраны следующие эмиссионные линии: по спектрограмме (I) — [O III] λ 5007, по (II)— H_α, [N II] λ 6583 и [O III] λ 5007. Участки спектрограмм с интересующими нас линиями были записаны на магнитную ленту на микрофотометре PDS БАО АН Арм.ССР. Размер измерительной диафрагмы составлял 20×20 мкм, шаг записи вдоль направления дисперсии и поперек — 20 мкм, что составляет соответственно 2 А и 0".83. Дальнейшая обработка включала следующие этапы: медианная фильтрация записанных матриц с окном 3×3; построение по спектрам сравнения дисперсионных кривых; линейная интерполяция коэффициентов дисперсионных кривых (парабол) для положений, соответствующих записанным сканам (нелинейные искажения в поле ЭОП УМК-91В малы, коэффициенты дисперсионных кривых очень близки и отличаются лишь небольшим сдвигом нуль-пункта); вычисление лучевых скоростей. Контроль редукций и точности осуществлен по линиям ночного неба. Точность индивидуальных оценок лучевых скоростей составляет для центральной части галактики 30 км/с, для периферии — 70—100 км/с. Результаты измерения спектрограмм приведены на рис. 2.

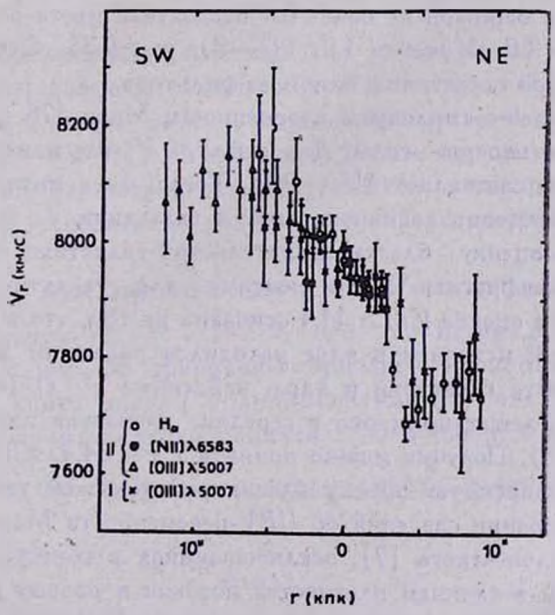

Рис. 2. Результаты измерения лучевых скоростей по спектрограммам Марк 176.

Наблюдаемая радиальная скорость центра галактики составляет по нашим измерениям $v_r = 7963 \pm 10$ км/с. С учетом поправки за движение

Солнца ($\Delta v_r = 250 \sin l \cdot \cos b$) получаем $v_r^0 = 8030$ км/с. В литературе приведены следующие оценки v_r^0 (при той же поправке Δv_r): 8027 ± 60 [2], 8080 ± 45 [3], 7987 ± 50 [4] и 7986 ± 75 [5] (учтены лишь измерения с ошибкой менее 100 км/с). Взвешенное среднее значение систематической скорости галактики по литературным данным $\overline{v_r^0} = 8029 \pm \pm 23$ км/с находится в хорошем согласии с нашей оценкой.

3. Фотометрические характеристики Марк 176. 3.1. Выделение вклада активного ядра. При разделении излучения активного ядра и родительской галактики будем основываться на результатах поверхностной фотометрии Марк 176 [1] и на опубликованных в [6] результатах фотоэлектрических наблюдений этой галактики.

В [1] на основе анализа распределения показателей цвета получено, что средние наблюдаемые цвета Марк 176 вне области $|r| \leqslant 3''$ составляют $\overline{B-V} = +1.0$ и $\overline{U-B} = +0.3 \div +0.4$. Согласно [6] во время минимума блеска Марк 176 наблюдаемые цвета в диафрагме 28.″9 (в нее попадает около 90% излучения галактики в полосе B) были равны: $B-V = +1.04 \pm 0.07$, $U-B = +0.36 \pm 0.12$. Основываясь на этих данных, можно считать, что с ошибкой не более 0.1 показатели цвета родительской галактики равны: $(B-V)_h = +1.0$, $(U-B)_h = +0.35$. Остается оценить блеск родительской галактики в одном из фильтров.

В [6] приведены амплитуды переменности Марк 176 в разных фильтрах на временах месяцы—годы. Для фильтра V, где измерения наиболее точны, амплитуда составляет $\Delta V = 0.13$. Тогда, имея интегральную видимую звездную величину активного ядра и галактики $V_T = 14.38$ [1], получаем нижнюю оценку блеска родительской галактики $V_h < 14.5$ (ΔV приведена для диафрагмы 13.″8 и поэтому для галактики в целом она меньше). Верхняя оценка $V_h > 14.4$ основана на том, что в момент наблюдений переменный источник в ядре находился далеко от минимума, т. к. интегральные цвета галактики и ядра, найденные в [1] ($B-V = +0.91$, $U-B = +0.11$), лежат примерно в середине диапазона изменения цветов, полученного в [6]. Поэтому можно принять $V_h = 14.45 \pm 0.05$.

Другую независимую оценку блеска родительской галактики можно получить на основании сведений об UBV-переменности Марк 176. Используем подход Холоневского [7], заключающийся в сопоставлении найденных по звездным величинам плотностей потоков в разных цветовых полосах. Если цветовые характеристики переменного источника в ядре неизменны, то в рамках двухкомпонентной модели точки, представляющие наблюдательные данные, в пространстве плотностей потоков должны лежать на прямой, направляющие тангенсы которой определяются показателями цвета переменного источника. В работе [6] приведены 22 оценки блеска

Марк 176 в диафрагме 28.″9. Сопоставление этих данных в фильтрах U, B и V показало, что коэффициент линейной корреляции зависимости плотности потока в B от V равен 0.59, а U от B — 0.76. Следовательно, с удовлетворительной точностью можно считать, что цвет $U—B$ переменного источника в ядре остается постоянным ($U—B = —0.8 \pm 0.2$). Пересечение найденной по данным [6] прямой, дающей зависимость плотности потока в U от B, с прямой, проходящей через начало координат, наклон которой определяется условием $(U—B)_h = +0.35$, дает нам оценку блеска родительской галактики в диафрагме 28.″9. Учтя поправку за размер диафрагмы, получаем $B_h = 15.4 \pm 0.2$, что согласуется с оценкой V_h, полученной выше.

Итоговые интегральные характеристики родительской галактики, используемые далее в статье, — $B_h = 15.45$, $(B—V)_h = +1.0$, $(U—B)_h = +0.35$. Характеристики активного ядра на момент наблюдений — $B = 17.45$, $B—V = +0.1$, $U—B = —0.8$. По нашим данным вклад активного ядра в светимость галактики составляет в фильтре B около 15%, в максимуме блеска вклад увеличивается до 40%, что согласуется с приведенной в [8] оценкой вклада в континуум незвездного степенного излучения в районе H_β — 30%.

3.2. Фотометрические характеристики родительской галактики. В [1] были приведены изофоты галактики в B и V, фотометрические разрезы вдоль большой и малой осей, распределение цвета $B—V$ вдоль большой оси (см. рис. 2—4 в [1]). В настоящей работе мы приводим стандартные фотометрические характеристики родительской галактики Марк 176, характеризующие усредненное распределение поверхностной яркости (рис. 3 а-с).

На рис. 3а показана зависимость поверхностной яркости от эквивалентного радиуса r^* ($r^* = \sqrt{S/\pi}$, где S — площадь внутри данной изофоты). На рис. 3b приведены кривые относительной светимости, позволяющие найти долю k полной светимости, излучаемую в пределах данного эквивалентного радиуса r^* и в области ярче данной изофоты μ_B. Рис. 3с — нормализованная кривая светимости $\left(\Delta B(\rho^*) = B(\rho^*) - B_h \text{ от } \lg \rho^* = \lg \frac{r^*}{r_e^*}\right)$.

Характерная особенность всех рисунков — квазиэкспоненциальный характер распределения поверхностной яркости в галактике. На рис. 3а это проявляется в почти линейной зависимости μ_B от r^*, что характерно для спиральных галактик поздних типов. Рис. 3b позволяет найти величины индексов концентрации. (Индексы концентрации определяются сле-

дующим образом: $C_{21} = \frac{r_e^*}{r_1^*}$ и $C_{32} = \frac{r_3^*}{r_e^*}$, где r_1^* — эквивалентный радиус, внутри которого излучается четверть полной светимости галактики, т. е. $k(r_1^* = \frac{L(r_1^*)}{L_T} = 1/4$; r_e^* — эффективный эквивалентный радиус, для которого $k(r_e^*) = 1/2$ и $k(r_3^*) = 3/4$.) Для родительской галактики Марк 176 получаем следующие величины: $C_{21} = 1.66$, $C_{32} = 1.58$ (как

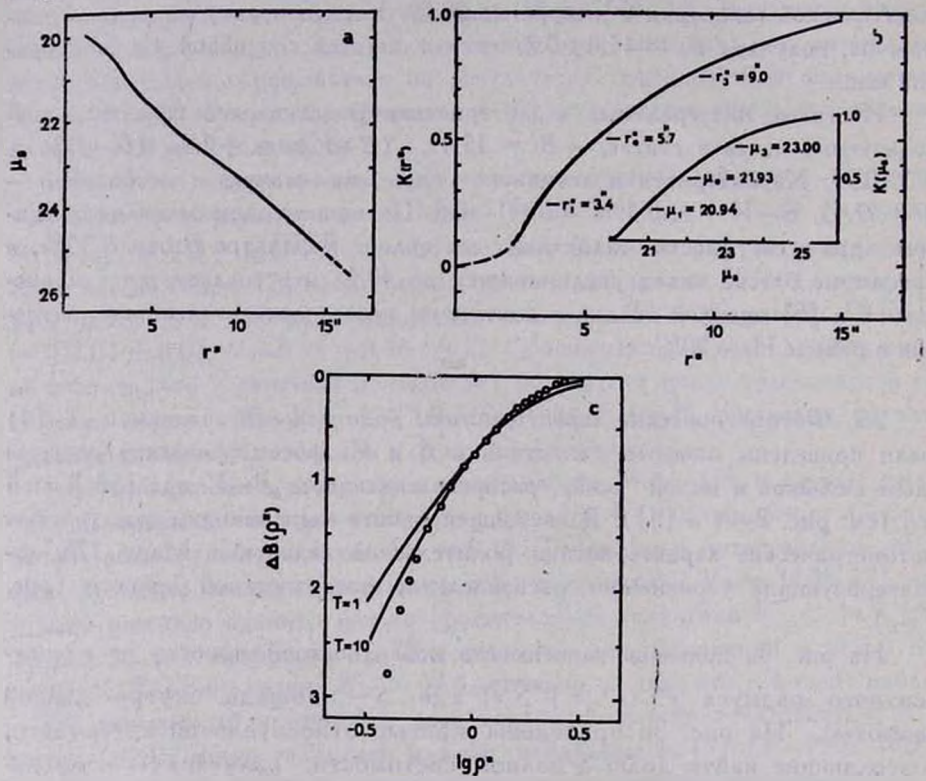

Рис. 3. а—Эквивалентный профиль светимости Марк 176 в фильтре *B*: b — кривые относительной светимости; с — нормализованная кривая светимости Марк 176 (кружки). Непрерывные линии соответствуют стандартным кривым для галактик типов Sa ($T = 1$) и Im ($T = 10$).

и следовало ожидать, учет светимости активного ядра несколько уменьшил индексы концентрации по сравнению с [1]). Приведенные значения индексов характерны для поздних спиралей ($T = 5 - 8$) и близки к теоретическим значениям для чисто экспоненциального диска: $C_{21} = 1.75$, $C_{32} = 1.61$ [9]. Относительная нормализованная кривая светимости родительской галактики Марк 176 (кружки) сравнивается

на рис. 3с со стандартными кривыми для галактик типов Sa ($T=1$) и Im ($T=10$) согласно [10]. Очевидно, что данные для Марк 176 не соответствуют кривой, ожидаемой для галактики ее морфологического типа (SB(rs)a [1]), а гораздо лучше описываются кривой для неправильных галактик.

Результирующие фотометрические характеристики родительской галактики суммированы в табл. 2.

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РОДИТЕЛЬСКОЙ ГАЛАКТИКИ
Марк 176

Морфологический тип	SB(rs)a
Интегральная видимая зв. вел., B	15.45 ± 0.1
Исправленная видимая зв. вел., B_0^*	15.04
Абсолютная зв. вел., $M_{B_0}^{**}$	-20.12
Абсолютная светимость, $L_{B_0}(L_\odot=1)$	$1.74\cdot10^{10}$
Наблюдаемые интегральные показатели цвета, $B-V$	$+1.0\pm0.1$
$U-B$	$+0.35\pm0.1$
Параметры при $k=1/4$:	
Поверхностная яркость, μ_1^B	20.94
Эквивалентный радиус, r_1^*	$3''.4=1.8$ кпк
Большая полуось, a_1	$4''.5=2.3$ кпк
Видимое сжатие, b/a	0.60
Параметры при $k=1/2$ (эффективные):	
Поверхностная яркость, μ_e^B	21.93
Средняя поверхностная яркость, $\bar{\mu}_e^B$	21.22 ($215\ L_\odot/$пк^2)
Эквивалентный радиус, r_e^*	$5''.7=3.0$ кпк
Большая полуось, a_e	$9''.6=5.0$ кпк
Видимое сжатие, b/a	0.38
Параметры при $k=3/4$:	
Поверхностная яркость, μ_3^B	23.00
Эквивалентный радиус, r_3^*	$9''.0=4.7$ кпк
Большая полуось, a_3	$15''.0=7.8$ кпк
Видимое сжатие, b/a	0.32
Индексы концентрации:	
$C_{21}=r_e^*/r_1^*$	1.66
$C_{32}=r_3^*/r_e^*$	1.58

*) Поправка за наклон внесена согласно [11].

** При $H=75$ км/с·Мпк и галактоцентрической скорости группы в целом $v_r=8060$ км/с [1].

4. *Кривая вращения и масса.* Кривая вращения Марк 176, построенная по спектрограмме (II) (ошибки v_r по (I) заметно больше и во избежание систематических эффектов использована лишь (II)) изображена на рис. 4 (кружки). При ее построении лучевые скорости, найденные по разным линиям, усреднялись, усреднены также данные, относящиеся к SW и NE половинам галактики, итоговая кривая вращения сглажена скользящим средним по трем точкам. Чтобы не загромождать рисунок, ошибки не изображены, типичные ошибки среднего составляют 15—30 км/с. Наблюдаемые величины приведены в плоскость галактики (формулы см. в [12]) при $i = 75°$, $\varphi_n = 44°$ [1].

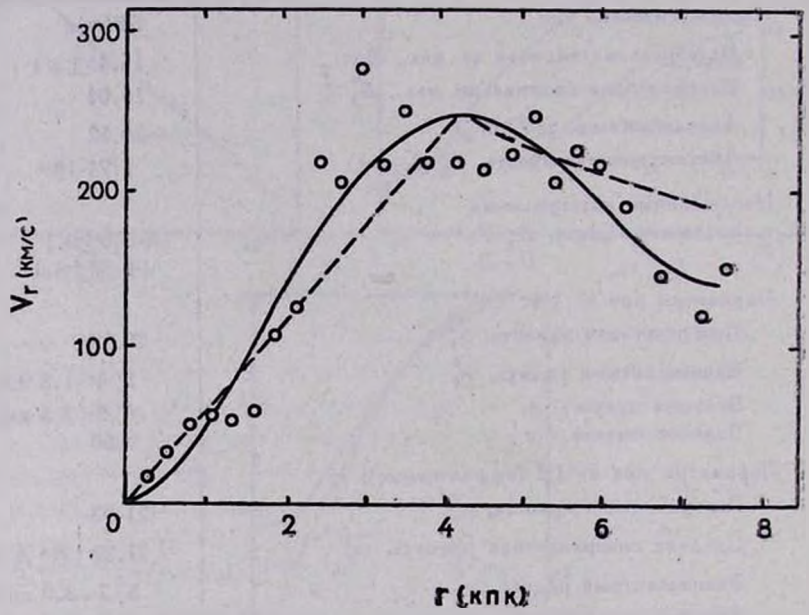

Рис. 4. Кривая вращения Марк 176 (кружки). Непрерывная линия — приближение кривой вращения полиномом четвертой степени, штриховая линия — приближение формулой Брандта при $n \to \infty$.

Непрерывной линией на рис. 4 показано приближение кривой вращения полиномом четвертой степени. Полином в целом удовлетворительно описывает наблюдаемые точки. Не исключено, что в районе $r \approx 3$ кпк на кривой вращения имеется узкий локальный максимум, однако нашего пространственного разрешения недостаточно для его уверенного отождествления. Полином имеет максимум $v_m = 247$ км/с в точке $r_m = 4.20$ кпк. Эти значения r_m и v_m близки к средним для галактик ранних типов: согласно [13] для $T = -3 \div 3$, $\bar{r}_m = 4.7$ кпк, $\bar{v}_m = 239$ км/с. Значение $v_m = 247$ км/с лежит вблизи середины диапазона изменения v_m для Sa-галактик по [14].

На рис. 4 хорошо заметно уменьшение градиента кривой вращения в области $r \approx 1$—1.6 кпк. Меньший градиент кривой вращения в области $r \lesssim 5''$ прослеживается (правда, с меньшей надежностью) и по спектрограмме (I) (рис. 2). Пространственное совпадение этой особенности на кривой вращения с выделенным в [1] по данным фотометрии баром позволяет связать с ним этот участок кривой вращения, однако для интерпретации движения излучающего газа в области бара наших данных недостаточно.

Воспользовавшись полиномиальным приближением, изображенным на рис. 4, найдем массу Марк 176. Приняв, что галактика является сфероидом с эксцентриситетом $\varepsilon = 0.954$ ($b/a = 0.3$), методом Бербиджей и Прендергаста [15] находим, что в пределах самой удаленной точки кривой вращения $r_f = 7.47$ кпк масса составляет $3.65 \cdot 10^{10}\ m_\odot$. Верхнюю оценку массы внутри r_f можно получить методом точечной массы (в предположении сферического распределения вещества). Последняя точка кривой вращения $r_f = 7.47$ кпк, $v_f = 151 \pm 15$ км/с и, следовательно, $M(r \leqslant r_f) = \frac{v_f^2 \cdot r_f}{G} = (4.0 \pm 0.8) \cdot 10^{10} m_\odot$. Расстояние r_f вдоль большой оси соответствует изофоте $\mu_B = 22.91$. Согласно кривой относительной светимости (рис. 3b) внутри этой изофоты излучается 73.6 % полной светимости галактики и, следовательно, $L_B(r \leqslant r_f) = 8.76 \cdot 10^9 L_\odot$. Таким образом, отношение масса-светимость в области $r \leqslant r_f$ составляет $f = \frac{M}{L_B} = 4.2 - 4.6$ или, с учетом поправки за внутреннее поглощение, $f_0 = 2.9 - 3.1$.

Полную массу Марк 176 оценим, используя приближение кривой вращения формулой Брандта [16]. Согласно [16], если кривую вращения можно представить в виде $v(r) = \frac{v_m \cdot \frac{r}{r_m}}{\left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\left(\frac{r}{r_m}\right)^n\right)^{\frac{3}{2n}}}$, где r_m, v_m и n — параметры, то полная масса галактики дается выражением $M_{tot} = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{3}{2n}} \cdot \frac{v_m^2 \cdot r_m}{G}$. Взяв параметры r_m и v_m из полиномиального приближения ($r_m = 4.20$ кпк, $v_m = 247$ км/с), получаем, что наилучшее приближение наблюдаемой кривой вращения формулой Брандта достигается при $n \to \infty$ (пунктир на рис. 4). Следовательно, формула для полной массы сводится в таком случае к формуле для сферического

распределения вещества: $M_{tot} = \frac{v_m^2 \cdot r_m}{G} = 6.0 \cdot 10^{10} m_\odot$. Наблюдаемое отношение масса-светимость для галактики в целом $f = 5.0$, с учетом наклона $f_0 = 3.4$, что согласуется с оценками для области $r \leqslant 7.47$ кпк.

5. *Обсуждение.* Рассмотрим основные особенности галактики, окружающей активное ядро Марк 176, и сравним их с результатами изучения других родительских галактик.

5.1. *Морфологические особенности.* Согласно [1] родительская галактика Марк 176 имеет многокомпонентную внутреннюю структуру, подобную ранее отмеченной для многих сейфертовских галактик (Sy G) [17, 18]. Звездный диск галактики сильно изогнут и смещен относительно ядра [1]. Следствием сдвига диска являются, вероятно, небольшой градиент показателя цвета $B—V$ вдоль большой оси галактики (см. рис. 3 в [1]) и резкое падение яркости дисковой составляющей на расстоянии $\sim 15''$ (7.8 кпк) от ядра со стороны, дальней от спутников [1]. Подобное обрезание главного тела родительской галактики с противоположной от спутника стороны отмечено недавно у квазара PG 1613+65 (Марк 876) [19].

В разделе 3.2 показано, что фотометрические характеристики Марк 176, описывающие интегральное распределение поверхностной яркости, не соответствуют морфологическому типу галактики (SB(rs)a [1]). Эта особенность родительской галактики Марк 176 не является уникальной — подобные несоответствия не раз описаны в литературе. Например, сейфертовская галактика второго типа NGC 6300 [20], классифицируемая как SB(rs)b, имеет индексы концентрации и кривые относительной светимости, характерные, как и в нашем случае, для $T \geqslant 5$. Общая причина таких несоответствий указана в [1], однако для Марк 176 так же, как и для NGC 6300, можно указать конкретную причину — наличие внутренних колец (псевдоколец) и контрастной спиральной структуры, дающих заметный вклад в светимость галактик на расстоянии $\sim a_e$ (эффективная большая полуось) от ядра. Как показали крупномасштабные морфологические обзоры [17, 18], наличие внутренних колец, баров, сложной внутренней структуры является, по-видимому, достаточно общим свойством SyG, и, следовательно, среди них должны часто встречаться галактики с распределением светимости, подобным Марк 176 или NGC 6300.

5.2. *Отношение масса-светимость.* Полученное в разделе 4 значение отношения масса-светимость $f_0 \approx 3$ необычно мало*. Согласно, например,

* Следует иметь в виду, что Марк 176 входит в состав взаимодействующей системы и поэтому условия, при которых была оценена масса галактики (круговые орбиты, стационарность), могут для нее не выполняться. Если падение v_r при $r > 5$ кпк обусловлено приливным влиянием спутников, то по грубой оценке масса галактики и, следовательно, значение f должны быть увеличены в два раза.

[14] для Sa-галактик при $H = 75$ км/с·Мпк среднее значение составляет $f_0 \approx 9$. Как и в случае распределения поверхностной яркости, подобной особенностью обладает и NGC 6300: согласно [20] у этой галактики $f_0 \approx 2$ при ожидаемом для Sb-галактики значении около 7.

Низкие значения f_0 для Марк 176 и NGC 6300 согласуются с результатами работы [21], в которой было показано, что SyG обладают в среднем меньшим отношением масса-светимость по сравнению с нормальными галактиками тех же морфологических типов. В [21] сделан вывод, что активное ядро образуется с большей вероятностью в галактике, обладающей относительно небольшой скоростью вращения (массой) при данной светимости.

Другим фактором, уменьшающим отношение масса-светимость, является, вероятно, повышенная в среднем светимость галактик, окружающих активные ядра. В [22], например, это показано на основе прямых наблюдений родительских галактик у квазаров, в [23] — у сейфертовских галактик. Независимым свидетельством повышенной светимости родительских галактик является вид функции светимости (ФС) SyG. Например, в [24] показано, что ФС SyG в области $M_p \geqslant -22.5$ (в этом диапазоне преобладают сейфертовские галактики второго типа, полная светимость которых определяется светимостью родительских галактик) хорошо аппроксимируется функцией Шехтера с характеристической абсолютной звездной величиной M_p^* примерно на величину ярче, чем у галактик поля. Это означает, что в рассматриваемом диапазоне ФС SyG более полога, чем ФС галактик поля и, следовательно, среди SyG относительно больше ярких галактик. Если взять ФС SyG согласно [24], ФС галактик поля по [25], то для полных в пределах некоторого пространственного объема выборок получаем, что в диапазоне светимостей $-22 \leqslant M_p \leqslant -18.5$ SyG в среднем на 0.4—0.5 ярче галактик поля, что сравнимо с результатом работы [23].

5.3. *Содержание нейтрального водорода.* В [26] приведены результаты наблюдений Марк 176 в линии H I. Согласно этой работе полная масса нейтрального водорода в галактике $M(\mathrm{H\,I}) = 5.7 \cdot 10^9\ m_\odot$ при $H = 75$ км/с·Мпк. Следовательно, $M(H\,\mathrm{I})/L_{B_0} = 0.33$, что более, чем в три раза превышает среднее значение для Sa-галактик (примерно 0.1 по [27]). Противоречие между содержанием H I и морфолотическим типом становится еще более сильным, если учесть, что активное ядро, дающее заметный вклад в общую светимость галактики, должно было в значительной степени ионизовать нейтральный водород в галактике и тем самым уменьшить его содержание. В [26] указано, что избыток содержания H I встречается среди SyG относительно часто — он отмечен примерно у трети исследованных в работе галактик.

Однако у Марк 176 избытка H I, по-видимому, все же нет. Приведенные в [26] результаты наблюдений получены с диаграммой направленно-

сти диаметром 10′, в то время как Марк 176 является членом компактной группы из пяти галактик, диаметр которой меньше 3′ [1]. Следовательно, зарегистрированное в [26] радиоизлучение в линии H I относится не только к Марк 176, а ко всей группе. Если же взять наблюдаемую светимость группы согласно [1], исправить ее за внутреннее поглощение по [11], то для группы в целом получаем: $M(HI)/L^{\Sigma}_{B_0} = 0.11$, т. е. нормальное значение для галактик ранних типов. С другой стороны, в [26] приведена лучевая скорость галактики по H I — $v^0_{HI} = 8275$ км/с. Это значение превышает лучевую скорость Марк 176 по оптическим наблюдениям (см. раздел 2) и лучше согласуется со средней лучевой скоростью по пяти галактикам группы — $\overline{v^0_r} = 8140 \pm 60$ км/с [1]. Следовательно, содержание нейтрального водорода в родительской галактике Марк 176, вероятно, близко к нормальному.

5.4. *Зависимость* $M_B\ (\leqslant r) - lg\, v\,(r)$. На рис. 5 изображена зависимость абсолютной звездной величины галактики в области с расстоянием вдоль большой оси не больше r от локальной скорости вращения на расстоянии r от ядра (непрерывная кривая линия). В работе [28] показано, что начальный линейный участок этой зависимости для галактик разных типов (в работе рассмотрены в основном Sb—Sc—галактики) имеет

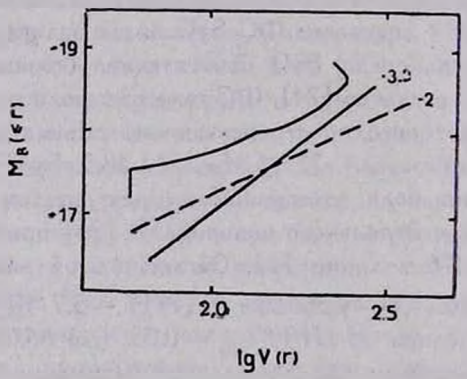

Рис. 5. Непрерывная кривая линия — наблюдаемая для Марк 176 зависимость абсолютной звездной величины в фильтре B в пределах изофоты с большой полуосью r от логарифма локальной скорости вращения галактики на расстоянии r от ядра. Произвольно смещенные прямые соответствуют наклонам —3.3 и —2.

примерно постоянный наклон: $\Delta M(\leqslant r)/\Delta \lg v(r) = -3.3 \pm 0.4$. У Марк 176 наклон начального участка заметно меньше: $\Delta M_B(\leqslant r)/\Delta \lg v(r) \approx \approx -2$ (см. рис. 5). Частично различие наклонов можно, вероятно, отнести за счет отличия фотометрических систем, т. к. в [28] использо-

ваны результаты поверхностной фотометрии в полосе с $\lambda_{eff} = 6550$ А. Другой причиной является, возможно, существование зависимости наклона начального участка от морфологического типа галактики. Данные [28] не противоречат этому предположению: для Sc-галактик в работе получен средний наклон -3.6 ± 0.4, а для Sb $-3.2 \pm \pm 0.3$. Уменьшение наклона зависимости $M(\leqslant r) - \lg v(r)$ с продвижением к галактикам более ранних морфологических подклассов можно естественным образом объяснить относительным увеличением вклада балджа, имеющего более высокое, чем диск, отношение масса-светимость.

6. *Заключение.* В настоящей работе приведены результаты детального изучения галактики, окружающей активное ядро Марк 176. Родительская галактика демонстрирует сложную комплексную морфологию, асимметричную внутреннюю структуру, изгиб и смещение звездного диска, образующего приливной хвост, квазиэкспоненциальное распределение поверхностной яркости, аномально низкое отношение масса—светимость, а также ряд других свойств. Несомненно, большинство этих особенностей обусловлено приливным влиянием соседних галактик, образующих вместе с Марк 176 взаимодействующую систему VV 150, и поэтому Марк 176 является удобным объектом для изучения вопроса о связи активности ядер галактик с приливным взаимодействием.

Автор выражает благодарность А. С. Амирханяну за большую помощь в проведении спектральных наблюдений и В. А. Гаген-Торну за просмотр рукописи и полезные замечания.

Ленинградский государственный
университет

A PHOTOMETRIC AND KINEMATIC STUDY OF THE SEYFERT GALAXY MRK 176

V. P. RESHETNIKOV

The results of the photometric and kinematic study of the Seyfert two galaxy Mrk 176 are presented. The decomposition of the active nucleus and host galaxy was derived by use of photometric data. The standard photometric parameters and mass of the host galaxy were determined. The host galaxy is shown to have quasiexponential distribution of the surface brightness and a very low mass-to-luminosity ratio. All the main features of this galaxy are connected with its membership to the system of interacting galaxies VV 150.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. П. Решетников*, Астрофизика, 30, 1989.
2. *W. L. W. Sargent*, Astrophys. J., 160, 405, 1970.
3. *W. L. W. Sargent*, Astrophys. J., 173, 7, 1972.
4. *Р. В. Абдулова, Э. К. Денисюк*, Тр. Астрофиз. ин-та Каз.ССР, 40, 41, 1983.
5. *Н. А. Тихонов*, Диссертация, ЛГУ, 1987.
6. *С. И. Неизвестный*, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 24, 3, 1987; 27, 1987.
7. *J. Cholonlewski*, Acta Astron., 31, 293, 1981.
8. *A. T. Koski*, Astrophys. J., 223, 56, 1978.
9. *G. de Vaucouleurs, E. Aguero*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 85, 150, 1973.
10. *G. de Vaucouleurs*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 33, 211, 1977.
11. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. Texas, Austin, 1976.
12. *В. Л. Афанасьев, А. И. Шаповалова*, Астрофизика, 17, 403, 1981.
13. *А. В. Засов, Г. А. Кязумов*, Астрон. ж., 60, 656, 1983.
14. *V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford Jr., N. Thonnard*, Astrophys. J., 289, 81, 1985.
15. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast*, Astrophys. J., 130, 739, 1959.
16. *J. C. Brandt*, Astrophys. J., 131, 293, 1960.
17. *T. F. Adams*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 33, 19, 1977.
18. *S. M. Simkin, H. J. Shu, M. P. Schwarz*, Astrophys. J., 237, 404, 1980.
19. *H. K. C. Yee, R. F. Green*, Astron. J., 94, 618, 1987.
20. *R. Buta*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 64, 383, 1987.
21. *А. В. Засов*, Астрон. циркуляр, № 1338, 1, 1984.
22. *E. P. Smith, T. M. Heckman, G. D. Bothun, W. Romanishin, B. Balick*, Astrophys. J., 306, 64, 1986.
23. *С. И. Неизвестный*, Препр. № 10, САО АН СССР, 1988.
24. *В. П. Решетников*, Астрофизика, 24, 33, 1986.
25. *J. E. Felten*, Astron, J., 82, 861, 1977.
26. *T. M. Heckman, B. Balick, W. T. Sullivan*, Astrophys. J., 224, 745, 1978.
27. *W. K. Huchmeier*, Astron. and Astrophys., 110, 121, 1982.
28. *B. F. Madore, D. Woods*, Astrophys. J., 323, L25, 1987.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.72:524.45

КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ НИЗКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В СКОПЛЕНИИ ПЕЧЬ

М. Е. ШАРИНА

Поступила 15 февраля 1989
Принята к печати 15 апреля 1989

Выполнены поиск, измерение и морфологическая классификация карликовых галактик низкой поверхностной яркости в скоплении Печь на материале ESO (R) и SRC (J) пленок. Список содержит 114 объектов с видимыми диаметрами $d \geqslant 0'.5$. Приведены экваториальные координаты галактик, угловые диаметры, сжатия, лучевые скорости и отождествления с другими списками.

1. *Введение.* Изучение карликовых галактик представляет большой интерес, так как связано с пониманием вопросов происхождения галактик, процессов звездообразования, проблемы скрытой массы, структуры Местного сверхскопления и т. д.

Карлики низкой поверхностной яркости видны только в близких скоплениях. Низкий градиент поверхностной яркости позволяет уверенно отличать объекты этого типа от нормальных галактик.

Появление ESO-обзора дало возможность найти новые карлики южного неба. Фейтцингер и Галинский [1] приводят каталог карликовых галактик южнее $\delta = -17^\circ.5$. Но особенно богато объектами этого типа скопление Печь.

Ходж и др. [2] обнаружили в скоплении 50 карликовых галактик. Джонс и Джонс [3] опубликовали каталог 92 объектов ярче 16 видимой голубой звездной величины. Получены спектры для 51 галактики. Филипс и др. [4] представили результаты автоматической поверхностной фотометрии области Печь.

В статье Калдвелла [5] приводится каталог 145 карликовых эллиптических галактик скопления. Звездные величины в цвете J получены фотоэлектрическими измерениями и CCD-фотометрией [6] или глазомерными оценками с точностью 0.5 зв. вел. для 47 объектов, которые в основном слабее 19^m. Абсолютные величины галактик находятся в интервале

от -17^m до -11^m. Исследуются функция светимости и распределение числа объектов в зависимости от расстояния до центра скопления.

В статье Калдвелла и Босуна [6] изучается структура галактик каталога и их звездное население по результатам CCD-фотометрии и спектроскопических наблюдений.

Настоящая работа посвящена поиску и морфологической классификации карликов низкой поверхностной яркости в области Печь и выполнялась в конце 1986 г.— начале 1987 г. независимо от названных выше. Объекты, описанные в статье, вошли в Каталог карликовых галактик низкой поверхностной яркости [7].

2. *Отбор объектов.* Проведено два независимых просмотра области Печь с помощью лупы с 10-кратным увеличением на SRC (J) и ESO (R) пленках (масштаб $67''.14$ мм$^{-1}$, поле $6^\circ.5 \times 6^\circ.5$).

Поиск объектов происходил не только в принятых границах скопления, но и далеко за их пределами. Были просмотрены пленки с координатами центра: 4^h00^m, $-35°$; 3^h36^m, $-35°$; 3^h12^m, $-35°$; 3^h50^m, $-30°$; 3^h27^m, $-30°$; 3^h04^m, $-30°$; 3^h54^m, $-40°$; 3^h28^m, $-40°$; 3^h02^m, $-40°$.

Первоначально было найдено 184 объекта. При повторном просмотре реальность трех из них не подтвердилась. Далее были отобраны карлики с $d \geqslant 0'.5$ и с наибольшей степенью уверенности, удовлетворяющие следующим критериям:

1) низкая поверхностная яркость (порядка нескольких процентов от яркости ночного неба);

2) малый градиент поверхностной яркости от центра к краю.

Окончательно в список вошли объекты, расположенные в области: прямое восхождение: от 2^h45^m до 4^h12^m (1950.0), склонение: от $-42°$ до $-29°$ (1950.0).

Координаты измерялись на пленках с помощью опорных звезд SAO с точностью $\pm (1' \div 2')$. Угловые диаметры измерялись лупой с 10-кратным увеличением.

Морфологическая классификация была проведена согласно следующей системе [8]:

dIм — иррегулярные объекты типа Магеллановых облаков, полностью или частично разрешенные на звезды и газо-звездные комплексы;

dSм — это dIм-галактики с признаками рукавов спиральной структуры;

dIr — иррегулярные объекты без заметных ярких сгущений, иногда с аморфными конденсациями;

dE — эллиптические карлики с симметричным распределением и довольно большим градиентом поверхностной яркости;

Таблица 1

СПИСОК ОБНАРУЖЕННЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК

№	α (1950.0)	δ (1950.0)	Тип	a (′)	b/a	Идентификация
1	2	3	4	5	6	7
1	02^h45^m43	−42° 21′.8	dIr	0.9	0.50	FG 57
2	03 07.78	−41 13.6	dSм	4.5	0.56	MCG−7−7−7
3	03 12.08	−31 59.4	dIr/dSph	0.7	0.83	
4	03 12.17	−38 10.5	dE/dSph	1.0	0.50	FG 70
5	03 13.25	−40 50.0	dSph	0.6	1.00	
6	03 15.10	−41 53.1	dIr	0.7	0.83	
7	03 15.67	−41 08.5	dIr	0.7	0.83	
8	03 15.80	−41 53.7	dSph	0.7	1.00	
9	03 15.85	−37 18.9	dIr/dSph	0.7	0.83	
10	03 15.95	−36 57.0	dSph	0.6	0.67	
11	03 18.00	−41 42.0	dSph	0.9	1.00	
12	03 19.62	−42 10.4	dSм	1.0	1.00	FG 74
13	03 19.65	−33 37.9	dSph	0.8	0.46	
14	03 21.13	−29 13.7	dSph	0.8	1.00	
15	03 21.30	−29 44.4	dIr	0.7	1.00	
16	03 21.48	−37 03.9	dSph/dIr	0.5	1.00	NG 129
17	03 21.50	−40 50.0	dSph/dIr	0.5	1.00	HPW 4, K 7(II)
18	03 21.65	−37 09.6	dSph/dIr	0.5	1.00	NG 31
19	03 23.10	−36 43.9	dE	0.6	0.83	NG 30
20	03 23.60	−33 08.3	dSph	0.5	1.00	NG 133
21	03 23.82	−35 41.3	dSph	0.9	0.62	NG 131
22	03 24.83	−37 28.2	dSph	0.6	0.60	
23	03 25.00	−35 41.7	dSph, N	1.1	1.00	NG 9
24	03 25.30	−33 39.8	dSph/dIr	1.4	0.85	K 9(II), FG 79
25	03 25.43	−36 18.7	dSph, N	0.7	1.00	K 10(II), NG 28
26	03 26.12	−38 42.9	dIr/dSph	0.7	0.86	
27	03 26.46	−33 54.7	dSph	0.9	0.77	K 11(II), NG 67
28	03 27.67	−35 33.8	dSph	0.6	0.60	
29	03 27.80	−35 32.6	dSph	0.5	1.00	
30	03 28.82	−35 42.9	dE, N	1.0	1.00	NG 25(=HPW 8)
31	03 28.98	−33 43.6	dSph	0.6	1.00	NG 125
32	03 29.30	−32 13.4	dIr	0.9	0.62	
33	03 29.42	−35 08.5	dSph	0.6	1.00	NG 10
34	03 29.50	−35 39.8	dSph	0.6	0.80	
35	03 29.72	−36 26.5	dSph/dIr	0.6	1.00	NG 126

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
36	03 29.80	—34 30.0	dSph	0.9	0.75	K 12(II), NG 63
37	03 29.85	—35 50.7	dSph	0.6	0.80	NG 27
38	03 30.55	—36 50.8	dSph, N	0.7	0.83	
39	03 30.58	—36 15.4	dIr	0.9	0.75	NG 85
40	03 31.02	—35 54.3	dSph	0.9	1.00	K 13(II), FG 80, NG 26
41	03 31.10	—33 53.6	dE, N	0.6	1.00	NG 68
42	03 31.13	—36 37.7	dSph, N	0.7	0.83	NG 29
43	03 31.55	—34 37.1	dSph, N	0.5	1.00	NG 59
44	03 31.80	—36 01.4	dSph	1.3	0.50	NG 84
45	03 31.88	—35 59.9	dSph	0.5	1.00	
46	03 32.50	—35 31.5	dSph, N	0.6	1.00	NG 52
47	03 32.82	—36 01.7	dSph, N	0.8	1.00	NG 18
48	03 33.33	—36 21.0	dSph	0.7	1.00	NG 88
49	03 33.75	—36 40.6	dSph	0.6	1.00	
50	03 33.80	—35 30.0	dSph	0.8	0.80	K 15(II), NG 17
51	03 33.87	—36 09.2	dSph, N	1.2	0.45	K 16(II), NG 19
52	03 33.98	—34 59.8	dSph	0.6	0.50	NG 57
53	03 34.13	—35 33.5	dSph	0.7	1.00	NG 16
54	03 35.13	—34 45.9	dSph	1.3	0.42	NG 112
55	03 35.17	—35 45.1	dE	0.9	1.00	HPW 20, NG 8
56	03 36.00	—37 25.5	dE/dSph	0.7	0.66	HPW 23, NG 33
57	03 36.30	—38 15.2	dSph/dIr	0.8	0.84	
58	03 36.33	—37 25.0	dE	1.0	1.00	HPW 24, K 18(II), NG 2
59	03 36.40	—35 41.7	dSph, N	0.6	0.80	HPW 25, NG 21
60	03 36.47	—36 34.5	dSph	0.8	1.00	NG 119
61	03 36.83	—35 25.8	dSph, N	0.7	0.83	NG 71
62	03 37.00	—35 23.9	dSph	0.5	1.00	
63	03 37.05	—35 20.8	dSph	0.6	1.00	HPW 27, NG 86
64	03 37.42	—35 53.2	dSph	0.5	1.00	HPW 28, K 19(II), NG 6
65	03 37.55	—31 57.3	dIr	1.1	0.70	NG 91
66	03 38.20	—36 23.3	dSph, N?	0.8	0.57	
67	03 38.45	—37 48.6	dSph	0.7	0.83	NG 51
68	03 38.47	—35 26.5	dSph, N	0.8	1.00	HPW 30, NG 5
69	03 38.60	—31 52.0	dSph, N	0.8	0.71	K 2(III), FG 87
70	03 39.10	—35 54.3	dSph, N	0.6	1.00	NG 22
71	03 39.30	—35 19.3	dSph, N?	0.9	1.00	NG 73

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
72	03 39.75	−33 38.8	dSph	0.7	0.83	NG 101
73	03 40.05	−35 27.2	dSph	0.8	0.86	NG 104
74	03 40.37	−35 42.3	dE	0.7	1.00	HPW 39, NG 15
75	03 40.55	−36 50.8	dIr/dSph	0.6	1.00	NG 45
76	03 41.15	−36 25.7	dSm	2.5	0.65	MCG−6−9−24, HPW III
77	03 41.70	−35 22.5	dSph	0.6	0.50	NG 105
78	03 41.92	−35 46.8	dSph	0.9	0.62	NG 106
79	03 42.53	−36 00.7	dSph, N	0.6	1.00	NG 42
80	03 42.55	−35 49.3	dSph	0.6	1.00	
81	03 42.77	−36 08.7	dSph	0.7	1.00	NG 83
82	03 43.28	−35 43.5	dIr	2.2	0.40	
83	03 43.37	−36 31.5	dE, N	1.0	0.70	NG 11
84	03 43.57	−34 39.7	dSph	0.6	1.00	
85	03 43.90	−35 12.8	dSph	1.3	0.50	NG 89
86	03 44.27	−36 58.8	dSph	1.0	0.80	
87	03 44.77	−37 18.8	dSph, N	0.8	0.95	K 20(II), NG 49
88	03 45.17	−36 35.2	dE, N	0.8	0.71	HPW 45, NG 12
89	03 45.30	−36 28.4	dE, N	1.0	0.90	HPW 46, NG 13
90	03 45.37	−32 55.5	dSph/dIr	0.6	0.80	NG 92
91	03 45.77	−36 31.0	dE/dIr	0.5	1.00	NG 14
92	03 45.77	−30 04.9	dIr	0.8	0.57	
93	03 46.18	−36 53.8	dSph/dIr	0.6	0.80	
94	03 46.52	−36 15.0	dSph	0.9	0.62	NG 95
95	03 46.76	−39 35.3	dIm	1.2	1.90	FG 94
96	03 47.33	−37 08.2	dSph	1.0	1.00	NG 96
97	03 49.17	−39 49.5	dSph/dIr	0.5	0.75	
98	03 49.90	−38 36.0	dIm	2.2	1.00	K 21(II), FG 97, UKS 0349−386
99	03 50.20	−39 11.8	dE	1.1	0.70	
100	03 50.47	−36 27.2	dSph	0.7	0.83	NG 94
101	03 51.28	−38 58.5	dIr	0.6	1.00	FG 98
102	03 51.95	−39 19.3	dE/dSph, N	0.6	1.00	K22(II), FG 100
103	03 52.18	−36 12.7	dIr	1.3	0.58	
104	03 52.20	−36 15.3	dSph	0.5	1.00	
105	03 52.62	−37 17.0	dSph/dIr	0.6	1.00	
106	03 53.93	−35 57.4	dSph	0.5	1.00	
107	03 54.78	−35 10.5	dSph	0.7	0.83	
108	03 55.45	−35 25.4	dE	0.6	0.80	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
109	03 56.10	—35 24.0	dIr	0.6	1.00	
110	03 57.83	—36 20.5	dE	0.7	0.67	
111	03 57.88	—37 20.0	dE	0.6	0.80	
112	04 08.00	—31 22.0	dSм	1.7	0.53	K 3(III), UGCA 89, FG 108
113	04 09.88	—35 04.0	dIr	0.8	0.38	FG 111
114	04 10.92	—33 07.8	dIr	1.2	0.5	

Примечания. 2. V_0=804 км/с (Фишер и Тулли, [15]); 24. V_0=1350 км/с (Файралл, [12]); 76. V_0=741 км/с (Фишер и Тулли, [15]); 98. V_0=715 км/с (Лонгмо и др., [16]).

dSph — отличаются от dE очень низким значением и малым градиентом поверхностной яркости.

Промежуточные подтипы: dSph /dIr и dSph/ dE (сфероидальный или иррегулярный и сфероидальный или эллиптический) — применяются, когда масштаб и качество изображения не позволяют уверенно классифицировать карликовую галактику. Если у объекта присутствует звездообразное ядро, после обозначения типа добавляется «N».

3. Список. В колонках списка (табл. 1) представлены следующие сведения:

1 — порядковый номер галактики; 2 — прямое восхождение на эпоху 1950.0; 3 — склонение на эпоху 1950.0; 4 — морфологический тип объекта; 5 — угловой диаметр в минутах дуги на SRC(*J*); 6 — отношение малого диаметра к большому; 7 — отождествление с другими списками.

Приняты обозначения: HPW — Ходж, Пайпер, Вебб [2]; K — Караченцева ([9] — 1 список, [11] — 2 список, [10] — 3 список); FG — Фейтцингер и Галинский [1]; NG — Калдвелл [5].

В примечаниях к списку приведены лучевые скорости, исправленные за движение Солнца в Галактике и ссылки на литературу.

4. Некоторые характеристики выборки. В списке содержится 79 сфероидальных и эллиптических объектов, 20 иррегулярных и карликовых спиралей, 15—dSph/dIr.

Распределения карликовых и нормальных галактик по небу приведены на рис. 1 и 2 соответственно. За нормальные приняты объекты с абсолютной звездой величиной $M \leqslant -16^m$ ($H = 75$ км/с Мпк). Общее их число на рис. 2 составляет 75. Объекты были выбраны из каталога Файралла [12]. Считалось, что галактика в рассматриваемой области принадлежит скоплению, если ее лучевая скорость, исправленная за движение Солнца в Галактике, попадает в интервал 500 км/с $\leqslant V_0 \leqslant$ 2000 км/с. Данные о звездных величинах были заимствованы из RC-2 [13] и из работы [3].

Из рис. 1 и 2 видно, что распределения нормальных галактик и dE+ + dSph очень похожи. Большинство объектов находится в центре скопления. Напротив, dIм, dIr, dSм и dIr/dSph встречаются чаще на периферии. Такой же вывод сделали Калдвелл [5] для скопления Печь и Бингели и др. [14] для Девы.

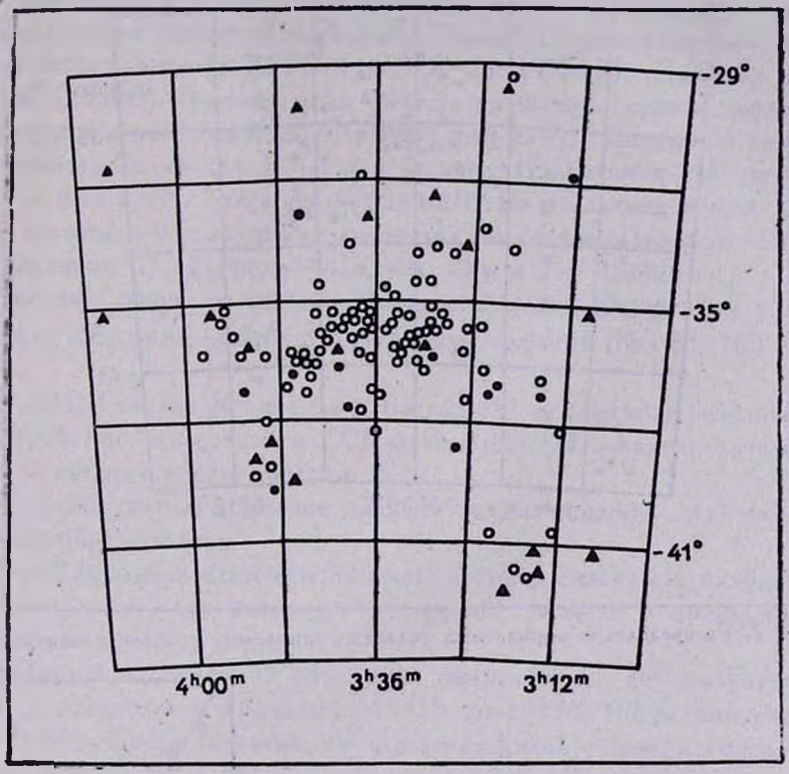

Рис. 1. Распределение карликовых галактик в области обзора в экваториальных координатах. О — сфероидальные и эллиптические объекты, ▲ — иррегулярные карлики и спирали, ● — dSph/dIr.

На рис. 3 приведен график зависимости логарифма численной плотности нормальных галактик и эллиптических и сфероидальных карликов от расстояния до центра скопления. Число иррегулярных карликов недостаточно для проведения статистических расчетов.

Распределение эллиптических и сфероидальных карликов близко к экспоненциальному: $\lg N = -0.5\ R + 1.3$ (масштабная длина $\sim 1^\circ.57$), на уровне значимости по критерию χ^2 — 90%. Распределение нормальных галактик можно описать степенным законом: $\lg N = -1.2\ \lg R + 0.5$—на уровне значимости 70%.

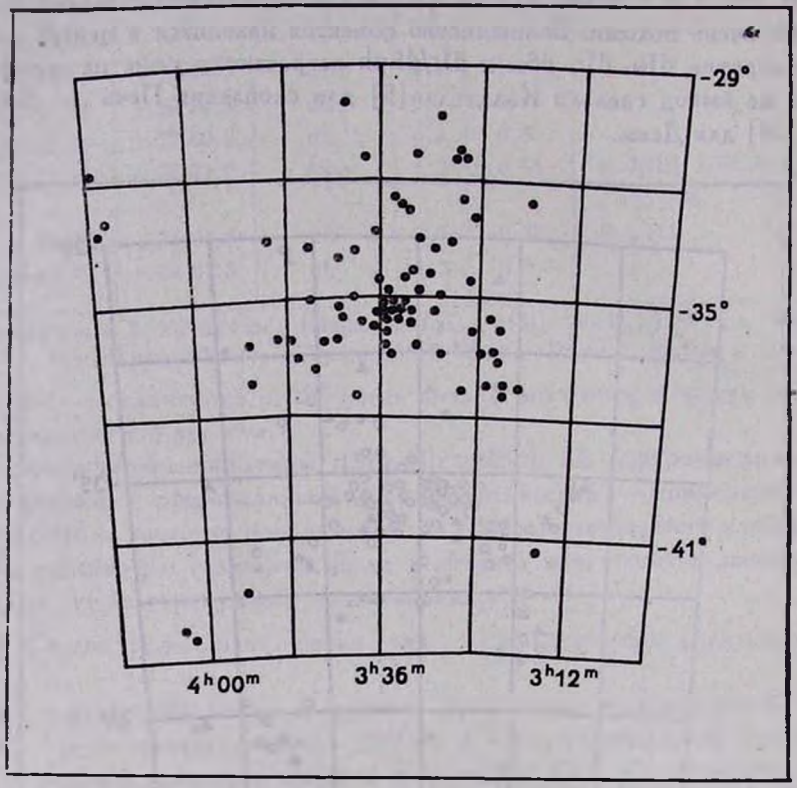

Рис. 2. Распределение нормальных галактик скопления в области обзора.

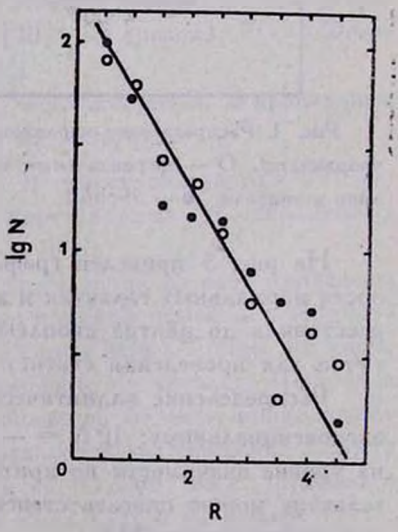

Рис. 3. Зависимость логарифма численной плотности галактик (в галактиках на кв. град.) от расстояния до центра скопления (в град). ● — нормальные галактики, ○ — сфероидальные и эллиптические карлики.

К похожему выводу пришел Калдвелл [5] на несколько отличной выборке галактик. Распределение карликовых эллиптических галактик в этой работе близко к экспоненциальному с масштабной длиной 1.3, а распределение нормальных галактик — к степенному закону с наклоном 1.5.

В каталоге Калдвелла и нашем списке 59 общих объектов.

Сопоставим результаты, полученные в двух работах.

Карликовые галактики в каталоге Калдвелла расположены в области: прямое восхождение от $3^h21^m30^s$ до $3^h50^m24^s$ (1950.0), склонение от -32° до -38° (1950.0). Поэтому, если вычесть из нашего списка объекты, не находящиеся в этой области, получится, что из 76 галактик 59 встречаются в каталоге Калдвелла. В числе остальных 17 карликов—12 сфероидальных, 3 — dSм и dIr, 2 объекта — dSph/dIr. За пределами общей для двух работ области в нашем списке находится 16 сфероидальных и эллиптических карликов, 15 объектов — dIм, dIr, dSм и 7 — dSph/dIr.

Карлики, общие со списком Калдвелла, классифицированы у нас как dSph или dE, реже—dSph/dIr. А в двух случаях (NG 85, NG 91)—как dIr.

В табл. 1 статьи Калдвелла и Босуна [6] приводятся результаты фотоэлектрических измерений и CCD-фотометрии 27 галактик каталога. Из них — 12 общих с нашим списком.

Используем фотометрические данные, чтобы понять различие подходов к отбору галактик.

Все 12 карликов классифицированы в нашем списке как эллиптические и сфероидальные, что находится в хорошем согласии с приведенными в таблице показателями цвета.

Звездные величины 12 объектов, вычисленные до изофоты 26 зв. вел./кв. с, находятся в пределах от $16^m.15$ до $19^m.50$, со средним значением $B_{26} = 17^m.41$. Среди галактик, не пересекающихся с нашим списком, есть и более яркие ($B_{26} = 14^m.96$), и более слабые ($B_{26} = 20^m.20$).

Карлики, общие для двух работ, имеют значения поверхностных яркостей от 24.11 до 25.00 зв. вел./кв. с. Среди остальных галактик есть более яркие, до $S_{26} = 23.56$ зв. вел./кв. с.

Суть различия в подходах к отбору галактик, видимо, состоит в том, что мы включали в список в основном только объекты с низким градиентом поверхностной яркости и низкой центральной поверхностной яркостью, за исключением карликов со звездообразным ядром и объектом, общих со списком Ходжа и др. [2].

Сравнение измерений диаметров двумя авторами показало, что мы измеряли диаметры примерно на уровне изофоты 26.5 зв. вел./кв. с.

Сравнение отношений осей приводит к выводу, что наши объекты оказались более круглыми.

На рис. 4 показана интегральная зависимость логарифма числа карликовых галактик от логарифма их угловых диаметров в минутах дуги. Распределение близко к однородному: $\lg N \sim -3 \lg d$. Отклонение заметно со стороны больших диаметров. В списке имеется 6 объектов с диаметрами в интервале от 4'.5 до 1'.4. Далее, начиная с $d = 1'.3$ в сторону меньших диаметров, число галактик быстро возрастает. Поэтому фотографи-

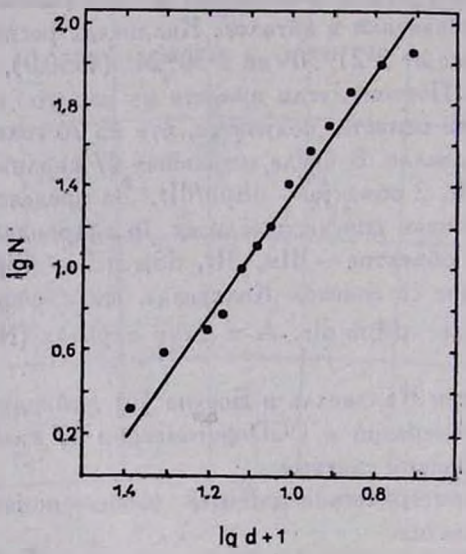

Рис. 4. Интегральная зависимость логарифма числа карликовых галактик от логарифма видимых угловых диаметров в минутах дуги.

ческий материал с меньшим масштабом и лучшим качеством изображения, видимо, позволит выявить еще много объектов с диаметрами $d < 0'.5$. Тогда можно будет уверенно судить и об отклонении от однородного распределения со стороны малых диаметров, которое едва заметно для $d < 0'.5$.

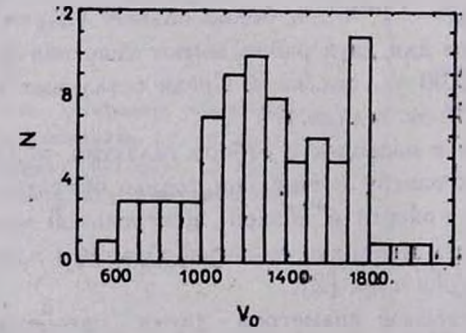

Рис. 5. Распределение по скоростям нормальных галактик скопления.

На рис. 5 приведено распределение по лучевым скоростям нормальных галактик скопления. Скорости взяты из каталога Файралла [12]. Средняя скорость $V_0 = 1292$ км/с. Дисперсия скоростей $\sigma_0 = 332$ км/с.

5. Заключение В результате поисковой работы обнаружено 114 карликовых галактик в скоплении Печь. Большинство из них (74%) отмечено впервые, независимо от результатов Калдвелла [5]. Выполнена морфологическая классификация объектов. Наибольшая концентрация пространственной плотности галактик характерна для эллиптических и сфероидальных карликов. Иррегулярные объекты чаще встречаются на периферии скопления. Этот вывод подтверждается исследованиями Калдвелла [5] скопления Печь и Бингели и др. [14] — Девы.

Зависимость числа галактик на 1 кв. град. от расстояния до центра скопления близка к экспоненциальной для эллиптических и сфероидальных карликов и к степенному закону для нормальных галактик.

Построена функция диаметров для карликовых галактик, которая близка к однородному распределению с отклонениями со стороны больших ($d > 1'.4$) и малых ($d < 0'.5$) диаметров.

Автор благодарит В. Е. Караченцеву за постановку задачи и И. Д. Караченцева за замечания при выполнении работы.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

DWARF LOW SURFACE BRIGHTNESS GALAXIES IN THE FORNAX CLUSTER

M. E. SHARINA

The searches, measurements and morphological classification of the low surface brightness dwarf galaxies in the Fornax cluster were made using the ESO(R) and SRC(J) films.

A catalogue of 114 objects with the apparent diameters $d \geqslant 0'.5$ is presented. The catalogue contains equatorial coordinates of galaxies, apparent angular diameters, axis ratios, radial velocities and the identifications with other lists.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. W. Feitzinger, T. Galinski,* Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 61, 503, 1985.
2. *P. W. Hodge, D. M. Pyper, C. J. Webb,* Astron. J., 70, 559, 1965.
3. *J. E. Jones, B. J. T. Jones,* Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, 685, 1980.
4. *S. Phillips, M. J. Disney, E. J. Kibblewhite, M. G. M. Cawson,* Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 229, 505, 1987.
5. *N. Caldwell,* Astron. J., 94, 1116, 1987.
6. *N. Caldwell, G. D. Bothun,* Astron, J., 94, 1126, 1987.
7. *В. Е. Караченцева, М. Е. Шарина,* Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв., 57, 5, 1988.

8. *V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev, F. Borngen*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 60, 213, 1985.
9. *В. Е. Караченцева*, Сообщ. Бюраканск. обсерв., 39, 62, 1968.
10. *В. Е. Караченцева*, Астрон. циркуляр, 723, 1, 1972.
11. *В. Е. Караченцева*, Астрофиз. исслед., Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 5, 10, 1973.
12. *A. P. Fairall*, Cape Town. Univ., Depart. Astron. Publ., 7, 1, 1985.
13. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Jr. Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies. Univ. Texas Press, Austin, 1976, (RC2).
14. *B. Binggeli, A. Sandage, G. A. Tammann*, ESO Prepr., 498, 2, 1987.
15. *J. R. Fisher, R. B. Tully*, Astrophys J. Suppl. Ser., 47, 139, 1981.
16. *A. J. Longmore, T. G. Hawarden, U. Mebold, W. M. Goss, B. L. Webster*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 97, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК 524.7—355

МОДЕЛЬ ФЛИККЕР-ШУМА ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ БЛЕСКА NGC 4151

В. Ю. ТЕРЕБИЖ, А. В. ТЕРЕБИЖ, В. В. БИРЮКОВ

Поступила 26 января 1989

Спектр мощности колебаний оптического блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151 в области частот 10^{-4}—$2\cdot10^{-2}$ цикла/сутки (50 сут. — 30 лет) соответствует фликкер-шуму с индексом $\gamma \simeq 1.0$. Показатели цвета U—B низкочастотных и высокочастотных вариаций потока близки по величине. Эти результаты свидетельствуют в пользу единого механизма генерации медленных и быстрых колебаний и позволяют отказаться от сложной многокомпонентной модели при описании наблюдаемой кривой блеска; она может быть интерпретирована как результат наложения отдельных вспышек, случайно распределенных во времени. Построены соответствующие стохастические модели переменности.

1. *Введение.* Характерная особенность оптических кривых блеска квазаров и ядер сейфертовских галактик заключается в том, что эти кривые обнаруживают относительные вариации потока порядка единицы во всем изученном диапазоне временных масштабов. На рис. 1 представлены колебания потока в полосе B ядра сейфертовской галактики NGC 4151 за 20-летний период с 1968 г. по 1987 г. (общее количество фотоэлектрических измерений $N = 462$, подробнее см. ниже). С первого взгляда на рис. 1 создается впечатление, что здесь присутствуют три независимых компонента: общий тренд с характерным временем порядка десяти лет, колебания с длиной цикла порядка нескольких лет и быстрые вспышки с протяженностью около десяти дней. В ранних работах такие компоненты считались реальными, а для второго из них предполагалась и квазипериодичность. При наличии данных более продолжительных наблюдений активных ядер (см., например, сводку Энжиона и Смита [1] для 3C 273) можно выделить и значительные колебания светимости с длиной цикла в десятки лет.

В связи с указанной особенностью Пресс [2] обратил внимание на то важное обстоятельство, что переменность на всех временных масштабах свойственна весьма распространенному в природе случайному процессу — т. н. *фликкер-шуму*. В спектральной области такое поведение процесса ха-

рактеризуется степенным убыванием спектра мощности в широком диапазоне частот:

$$g(\nu) = \text{const} \cdot \nu^{-\gamma}, \qquad (1)$$

где показатель γ лежит обычно в пределах от 0.6 до 2.0 (Малахов [3]; Рытов [4]). Классический фликкер-шум соответствует $\gamma \simeq 1$, т. е. постоянной мощности, приходящейся на каждую декаду частот. При $\gamma \to 0$ процесс превращается в белый шум, а при $\gamma \to 2$ стремится к процессу случайных блужданий.

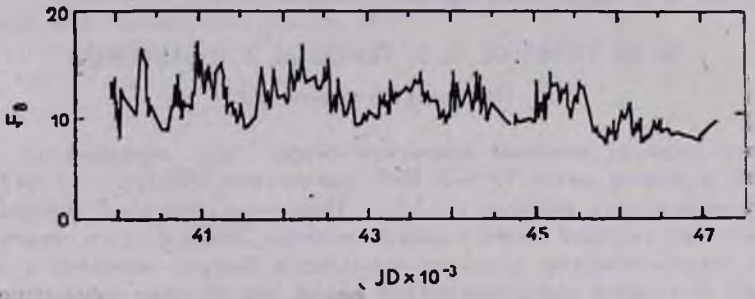

Рис. 1. Кривая блеска ядра NGC 4151 в полосе B за 1968—1987 гг. В качестве единичного выбран поток от звезды 15^m.

Если аналогия флуктуаций светимости активных ядер галактик с фликкер-шумом оправданна, то перечисленные выше «компоненты» кривых блеска отражают лишь естественные свойства конкретной реализации единого по своей природе процесса выделения энергии центральным источником. При этом следует с осторожностью подходить к различным оценкам характерного времени переменности, т. к. для фликкер-шума эти оценки определяются продолжительностью наблюдений и отношением сигнала к шуму [5, 6, 8].

Весьма примечательно, что сложившаяся ранее картина переменности потока активных ядер в рентгеновском диапазоне спектра радикально изменилась с получением длительных (до 80 часов) непрерывных рядов измерений при помощи счетчиков, установленных на EXOSAT [5—8]. Выяснилось, что для этих объектов свойственны не плавные вариации, изредка прерываемые вспышками, а непрерывные флуктуации значительной амплитуды со спектром мощности $g(\nu) \propto \nu^{-1}$ в области частот 10^{-5}—10^{-3} Гц. МакХарди и Черны [6] указали, что рентгеновские кривые блеска NGC 4051 и NGC 5506 напоминают введенные Мандельбротом [9] *фракталы*— объекты, структура которых сохраняется при изменении масштабов (известный пример фрактала—скалистая береговая линия).

В настоящей заметке показано, что свойство масштабной инвариантности или автоподобия присуще и оптической кривой блеска ядра NGC 4151.

В области частот $10^{-4} \lesssim \nu \lesssim 2 \cdot 10^{-2}$ цикла/сутки (периоды $P = \nu^{-1}$ от 50 сут. до 30 лет) спектральная плотность соответствует фликкер-шуму при $\gamma \simeq 1$. Таким образом, нет необходимости вводить сложную многокомпонентную модель для описания имеющихся данных наблюдений. Дополнительным аргументом в пользу единой природы переменной составляющей потока служит близость показателей цвета $U—B$ его низкочастотных и высокочастотных колебаний. Кривую блеска, сходную с наблюдаемой, можно реализовать путем наложения «хвостов» отдельных случайных вспышек, медленно затухающих со временем. Однако более вероятной представляется модель, предполагающая суперпозицию относительно коротких вспышек, длительность которых случайно варьирует.

2. Данные наблюдений. Использовались фотоэлектрические оценки блеска ядра NGC 4151 с диафрагмой 25″—27″ в полосах U и B, полученные Пенстаном и др. [10, 11]. Белоконь [12] и Лютым [13]. Количество отсчетов в полосе U составило $N = 388$, в B—462. Измерения с указанными двумя фильтрами анализировались единообразно; в U более высокий контраст ядра позволяет четче проявиться его вспышечной активности, в то время как оценки в B многочисленее. Раздельное рассмотрение данных во всех отношениях привело к сходным между собой выводам, поэтому здесь мы представим результаты, полученные для синей области спектра.

Оценки звездных величин были трансформированы в потоки $F = 10^{-0.4(m-15)}$. Относительные вариации потоков $\sigma_F/\bar{F}$ составили $\sim 30\%$ и 20% для U и B соответственно. Средний интервал времени между измерениями в B — 15.7 суток.

3. Оценка спектральной плотности. Неравномерность временного распределения моментов наблюдения не позволяет применить современные методы оценивания спектральной плотности процесса непосредственно к исходному ряду измерений. Один из способов преодолеть эту трудность заключается в том, что исходный ряд сглаживается, его отсчеты интерполируются для равномерной сетки моментов наблюдения, а затем анализируется полученный равномерный временной ряд. Результаты такого подхода описаны в следующем пункте. Здесь же мы используем классическую оценку — периодограмму Шустера [14, 15], дополненную рассмотрением спектра скважности согласно Грею и Дезикачари [16] и Димингу [17].

Периодограмма центрированных отсчетов $y_k \equiv F_k - \bar{F}$, соответствующих N моментам измерения $t_0, \ldots, t_{N-1}$, определяется следующим образом:

$$P_N(\nu) = \left| \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} e^{-i \cdot 2\pi\nu t_k} y_k \right|^2. \qquad (2)$$

При вычислении спектра скважности $P_N^{(1)}(\nu)$, характеризующего особенности временного распределения моментов измерения, реальные отсчеты в (2) заменяются единичными.

Спектр скважности рассматриваемого временного ряда в области частот $\nu < 0.01$ ц/сут. представлен на рис. 2a. Максимум на частоте 0.00273 ц/сут. отвечает годичной модуляции моментов наблюдения. В области высоких частот имеется аналогичный максимум, соответствующий модуляции с периодом лунного месяца.

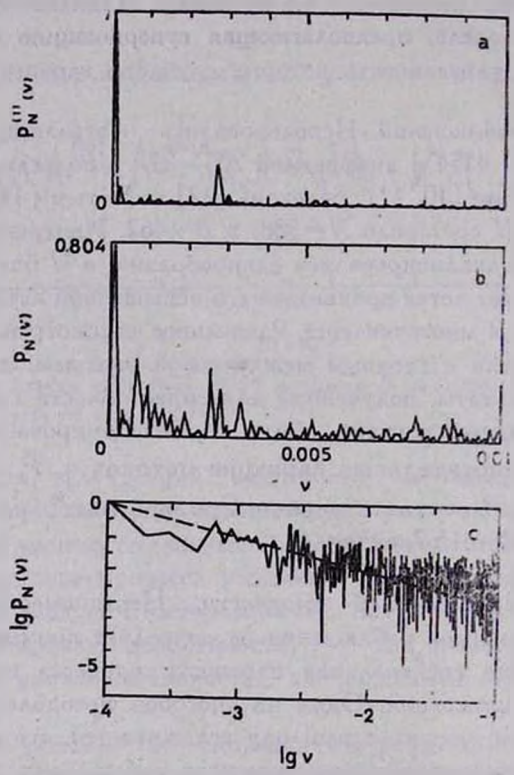

Рис. 2. Спектр скважности (a) и периодограмма Шустера в линейном (b) и двойном логарифмическом (c) масштабах ряда, приведенного на рис. 1. Частота измеряется в циклах/сутки.

На рис. 2b приведена периодограмма вариаций потока NGC 4151 для периодов $P > 100$ сут. Наибольший максимум расположен на частоте 10^{-4} ц/сут. (~ 27 лет), он соответствует описанному выше тренду. Не исключено, что группа максимумов в области частот $5 \cdot 10^{-4}$—$2 \cdot 10^{-3}$ ц/сут. (5.5—1.5 года) отвечает участку спектра с монотонно убывающей от низких частот плотностью, а провал при $\nu \simeq (2\text{—}6) \cdot 10^{-4}$ ц/сут. может быть случайным эффектом реализации. «Изрезанность» оценки спектра мощ-

ности не должна смущать, поскольку она является неотъемлемым свойством периодограммы Шустера [18]. Два пика $P_N(\nu)$ при $\nu \simeq 2.7 \cdot 10^{-3}$ ц/сут. ($P \simeq 370$ сут.) с очевидностью обусловлены трендом и годичной модуляцией моментов наблюдения, проявляющейся на спектре скважности. Действительно, эти пики исчезают, если построить периодограмму детрендированного ряда. На более высоких частотах вплоть до 0.1 ц/сут. (эта часть периодограммы не приводится) отсутствуют сколь-нибудь заметные особенности.

Общий характер зависимости спектра мощности от частоты наглядно выявляется при построении периодограммы в двойном логарифмическом масштабе (рис. 2c). Видно, что при $\lg \nu \lesssim -1.7$ ($P \gtrsim 50$ сут.) спектр мощности NGC 4151 удовлетворительно описывается степенным законом (1) с показателем $\gamma \simeq 1.0$. Это означает, что низкочастотные вариации светимости ядра галактики близки к фликкер-шуму. В качественном виде это заключение было сделано в отношении активных ядер галактик Прессом [2] и в отношении NGC 4151 — Пахольчиком и др. [19]. Для частот выше $\lg \nu \simeq -1.7$ ($P \lesssim 50$ сут.) спектр NGC 4151 плоский, что указывает на близость процесса колебаний светимости к белому шуму; здесь, впрочем, имеющиеся данные становятся недостаточными для получения надежных выводов.

Строго говоря, применение периодограммы Шустера к анализу неравномерного временного ряда является необоснованным. В этом случае следует использовать *LS*-спектр, введенный Барнингом [20] и далее исследованный Ванишеком [21] и Ломбом [22]. Для контроля мы рассчитали *LS*-спектр колебаний блеска NGC 4151; результирующая оценка спектра мощности оказалась практически совпадающей с той, которую дает периодограмма Шустера.

Итак, имеются две возможности: A) спектральная плотность вариаций блеска NGC 4151 плавно уменьшается с ростом частоты и нет свидетельств в пользу реальности отдельных компонентов; B) провал в области частот $(2—6) \cdot 10^{-4}$ ц/сут. не случаен, так что реальны по крайней мере два таких компонента.

4. *Сглаживание кривой блеска.* Для дальнейшего изучения низкочастотной области спектра колебаний яркости NGC 4151 кривые блеска этой галактики в полосах U и B были сглажены в пределах интервала длиной 1000 сут., перемещавшегося с шагом 100 сут. Отсчеты в пределах каждого положения интервала аппроксимировались полиномом 4-го порядка, а затем в качестве сглаженной оценки потока принималось значение полинома в средней точке. Полученный таким образом равномерный ряд, включающий 71 точку, анализировался при помощи метода максимума энтро-

нии так же, как это было сделано Фэлменом и Ульрихом [23] для кривой блеска квазара 3С 273. Была проверена и устойчивость результатов относительно изменения параметров процедуры сглаживания.

Мы укажем здесь лишь основные результаты проведенного анализа. Область спектра на рис. 2b с частотами $\nu \lesssim 0.002$ ц/сут. мало изменилась в результате сглаживания, в то время как интенсивность высокочастотного участка спектра сильно уменьшилась. Подбор авторегрессионных моделей показал широкий минимум окончательной ошибки предсказания Акаике FPE (p) при значениях порядка модели $p \simeq 2$—4. Соответствующие этим порядкам спектральные плотности свидетельствуют в пользу единого механизма колебаний в области $P \gtrsim 500$ сут., т. е. не дают оснований выделить тренд в качестве особого компонента.

Более сильный аргумент в пользу единой природы низкочастотных и высокочастотных колебаний блеска следует из совместного рассмотрения данных в U и B. На рис. 3 представлены соотношения F_U—F_B одельно для медленного компонента вместе с постоянной составляющей от ядра галактики «$s+g$» и быстрого компонента «f». Первый был выделен при помощи описанного выше сглаживания, второй — как разность между наблюдаемыми отсчетами и компонентом «$s+g$».

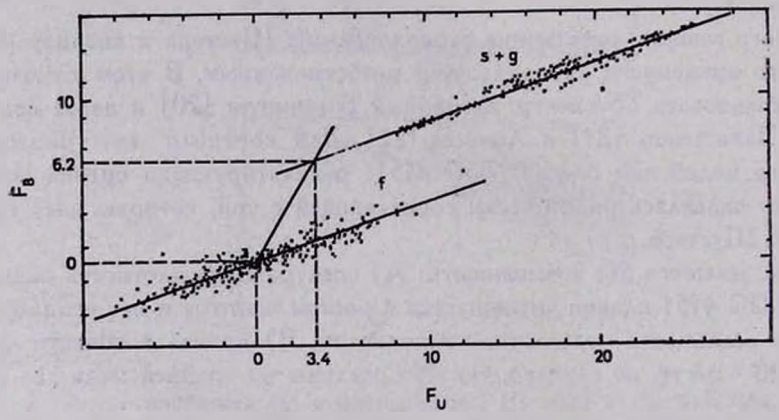

Рис. 3. Диаграмма F_U—F_B для медленных $(s+g)$ и быстрых (f) вариаций блеска NGC 4151.

Прежде всего обратим внимание, что наклоны зависимостей для обоих компонентов одинаковы в пределах точности измерений. Значения углов наклона согласуются с предположением о равенстве показателей цвета медленного и быстрого переменных компонентов: $(U—B)_{var} = —1.11 \pm \pm 0.01$. К аналогичному выводу пришел ранее Гаген-Торн [24, 25], разделивший «на глаз» кривую блеска галактики на зоны повышенной и пони-

женной светимости. Рис. 3 демонстрирует равенство показателей цвета значительно более четко. Оно свидетельствует о том, что разделение на быстрый и медленный компоненты, вероятно, носит искусственный характер.

Если отказаться от указанного разделения, то на диаграмме останется, очевидно, лишь несколько более размытая совокупность точек «$s+g$». Принимая для центральной области галактики $(U-B)_g = 0.66$, можно определить вклад постоянной звездной составляющей в суммарные потоки в пределах 27″-диафрагмы. Такое разделение дает (см. рис. 3): $F_U^{(g)} \simeq 3.4$, $F_B^{(g)} \simeq 6.2$. Таким образом, из всего среднего значения $\bar{F}_B = 11.4$ на долю переменного центрального источника приходится приблизительно половина потока: $\bar{F}_B^{(var)} \simeq 5.2$.

5. *Моделирование фликкер-шума.* В связи с широкой распространенностью фликкер-шума его происхождение неоднократно обсуждалось как в физической, так и в технической литературе, и, тем не менее, приходится признать, что механизм генерации фликкер-шума почти во всех случаях остается неясным.

Известно (см., например, [3]), что степенной спектр мощности получается как частный случай в рамках модели дробового шума

$$\xi(t) = \sum_j a_j s\left(\frac{t-t_j}{\theta_j}\right), \tag{3}$$

где $a_j > 0$ и θ_j — соответственно случайные амплитуды и длительности вспышек детерминированной формы $s(u)$, а $\{t_j\}$ — пуассоновская последовательность моментов вспышек. Если считать протяженность вспышек фиксированной величиной ($\theta_j \equiv \theta = \text{const}$), то спектр мощности дробового шума

$$g_\xi(\nu) = \bar{n}\,\overline{a^2}\,\theta^2 |S(\nu\theta)|^2, \quad \nu > 0, \tag{4}$$

где $\bar{n}$ — средняя частота вспышек, $S(z)$—трансформанта Фурье кривой блеска отдельной вспышки $s(u)$. Предположим, что «хвост» вспышки имеет степенную форму, т. е. $s(u) \propto |u|^{-q}$, $0 < q < 1$ при $|u| \gg 1$. Тогда спектр мощности имеет при $\nu \ll \theta^{-1}$ вид (1) с показателем

$$\gamma = 2(1-q), \quad 0 < \gamma < 2. \tag{5}$$

Для того, чтобы получить $\gamma \simeq 1$, нужно принять $q \simeq 1/2$, т. е. вспышки затухают весьма медленно как $t^{-1/2}$ при $t \gg \theta$. Именно наложение протяженных «хвостов» вспышек обеспечивает в данной модели сильную низкочастотную переменность, отвечающую фликкер-шуму. Но, вместе с тем,

как нетрудно убедиться, это наложение в случае $q \leqslant 1$ приводит и к расходимости среднего значения $<\xi(t)>$, т. е. процесс (3) становится нестационарным (дисперсия σ_ξ^2 конечна при $q > 0.5$). Сама по себе расходимость среднего не является решающей трудностью, т. к. вариации светимости активного ядра не обязаны быть стационарными, однако при этом едва ли возможно согласовать наблюдаемые дисперсию потоков $s_F^2 \simeq 4$ и низкое среднее значение переменной составляющей $\overline{F_B^{(var)}} \simeq 5$.

Численные реализации процесса (3) при $s(u) = (1+u)^{-q}$, $u \geqslant 0$, $q = 0.55$ показали весьма близкое сходство с наблюдаемой кривой блеска NGC 4151 (рис. 1) и вместе с тем подчеркнули трудность интерпретации низкого среднего уровня переменного компонента.

Возможно остаться в рамках модели дробового шума, если рандомизировать длительности вспышек θ_j, так что спектральная плотность (4) принимает вид

$$g_\xi(\nu) = \bar{n}\,\bar{a}^2 \int_0^\infty |S(\nu\tau)|^2\, p_\theta(\tau)\, \tau^2\, d\tau \qquad (6)$$

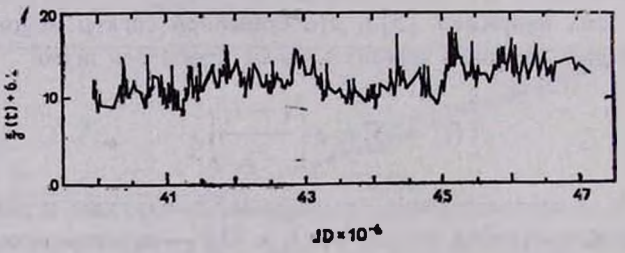

Рис. 4. Одна из реализаций случайного процесса, заданного соотношением (3).

где $p_\theta(\tau)$ — плотность распределения θ_j. Полагая $p_\theta(\tau) \propto \tau^{-2}$, $\tau_0 \leqslant \tau \leqslant \tau_1$, находим из (6), что $g_\xi(\nu) \propto \nu^{-1}$ в области частот $(2\pi\tau_1)^{-1} \lesssim \nu \lesssim (2\pi\tau_0)^{-1}$. На более низких частотах $g_\xi(\nu)$ соответствует белому шуму, а на высоких—спадает пропорционально ν^{-2}. На рис. 4 представлена типичная реализация процесса (3), вычисленная при значениях $\bar{n} = 1$, $\bar{a} = 2/3$, $\tau_0 = 1$ сут., $\tau_1 = 3 \cdot 10^4$ сут. и экспоненциальной форме вспышек и плотности распределения амплитуд (при этом средняя длительность вспышки $\bar{\theta} \simeq 10$ сут.). Моменты наблюдения процесса совпадают с наблюдаемой совокупностью таковых для NGC 4151, значения ординат сдвинуты вверх на 6,2 в соответствии с принятой оценкой вклада звездной составляющей галактики. Периодограмма этой реализации в обычном и двойном логарифмическом масштабах представлена на рис. 5.

6. *Обсуждение.* Модельная кривая блеска на рис. 4 во многих чертах напоминает реальную кривую блеска NGC 4151; возможно, рис. 4 мог бы рассматриваться как продолжение рис. 1. Поскольку визуальный анализ позволяет выделить не только двухточечные характеристики процесса, но и характеристики высоких порядков [2], сходство кривых блеска не следует недооценивать.

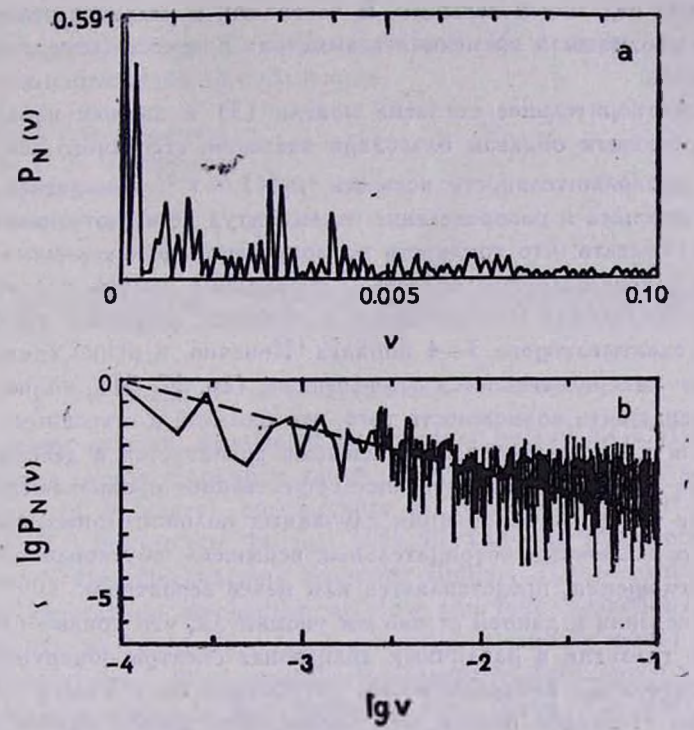

Рис. 5. Периодограмма модельной кривой блеска, приведенной на рис. 4, в линейном (a) и двойном логарифмическом (b) масштабах. Пунктирная прямая соответствует $P_N(\nu) \propto \nu^{-1}$.

Периодограмме случайной реализации (рис. 5a) присущи столь же нерегулярные флуктуации, которые наблюдаются на периодограмме действительной кривой блеска (рис. 2b). В первом случае этим флуктуациям заведомо не отвечают никакие периодические компоненты; то же справедливо, по-видимому, и для действительных колебаний блеска NGC 4151 с характерным временем, превосходящим десятки суток. Этот вывод согласуется и с упомянутыми выше результатами авторегрессионного анализа. Для изучения более быстрых колебаний и формы отдельных вспышек нужно выполнить специальную программу наблюдений.

В модели дробового шума (3) важную роль играет безразмерный параметр $N_0 \equiv \bar{n}\bar{\theta}$ — среднее количество вспышек, случившихся в течение промежутка времени, равного средней продолжительности одной вспышки. Для согласования модели и данных наблюдений нам потребовалось принять $N_0 \sim 10$, т. е. допустить значительное перекрытие отдельных вспышек. Это согласуется с тем фактом, что при детальном изучении кривой блеска NGC 4151 в большом масштабе не удается выявить сколь-нибудь правильных отдельных вспышек. В частности, в исследованном частотном диапазоне возможная временна́я асимметрия процесса (*стрела времени*) не проявляется.

Удовлетворительное согласие модели (3) и данных наблюдений достигнуто главным образом благодаря введению степенного закона распределения продолжительности вспышек $p_\theta(\tau) \propto \tau^{-2}$; конкретная форма отдельных вспышек и распределение их амплитуд не имеют значения. Поэтому можно сказать, что трудность интерпретации фликкер-шума перенесена в данном случае в другую область — необходимо понять, почему степенной закон распределения θ сохраняется в пределах широкого временного диапазона, охватывающего 3—4 порядка. Конечно, a priori сделанное предположение не представляется естественным (см. [2, 5]), но нельзя и полностью исключить возможность того, что близкий к степенно́му закон распределения продолжительностей вспышек реализуется в действительности. Во всяком случае, это единственное существенное предположение, требующееся для модели суперпозиции случайных положительных вспышек. Допущение о реальности «отрицательных вспышек», обусловленных флуктуациями поглощения, представляется нам менее вероятным.

Во введении к данной статье мы упомянули, что кривые блеска активных ядер галактик в различных диапазонах спектра обнаруживают свойство масштабной инвариантности, относящее их к классу одномерных фракталов. Нетрудно понять, что автоподобие кривой блеска приводит к степенному возрастанию ее длины L по мере уменьшения длины интервала Δt, с которым производятся измерения: $L \propto \Delta t^{-D}$. Рэйн [26] показал, что фрактальная размерность D связана с показателем γ степенного спектра (1) простым соотношением

$$\gamma = 2(1 - D). \tag{7}$$

В отличие от рентгеновских измерений, оценка D по оптическим данным затруднительна ввиду значительной неравномерности отсчетов. Предварительное изучение показывает, что для оптических вариаций потока NGC 4151 степенно́й характер зависимости L от Δt, выполняется. Более подробное описание будет дано позднее. Пока обратим внимание лишь на то, что в модели суперпозиции вспышек степенной формы

$s(u) \propto |u|^{-q}$, $|u| \gg 1$ мы имеем из сравнения (5) и (7) простое соотношение $D = q$, т. е. фрактальная размерность совпадает с показателем скорости угасания вспышек.

Суммируя результаты анализа, можно сказать, что кривая блеска NGC 4151 не содержит указаний на реальность отдельных компонентов с характерными временами, превосходящими 50 сут.; весьма правдоподобно, что наблюдаемые вариации потока порождаются наложением отдельных независимых вспышек.

Авторы признательны Е. Т. Белоконь и В. М. Лютому за предоставление данных наблюдений до публикации.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга,
Крымская астрофизическая
обсерватория

FLICKER NOISE MODEL FOR OPTICAL FLUX VARIABILITY OF NGC 4151

V. Yu. TEREBIZH, A. V. TEREBIZH, V. V. BIRYUKOV

The power spectral density of the Seyfert galaxy NGC 4151 optical flux variations in the frequency range $10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$ cycle/day (periods from 50 days to 30 years) corresponds to flicker noise with spectral index $\gamma \simeq 1.0$. The colour indices U-B of the low-frequency and the high-frequency flux fluctuations are very similar. These results indicate the single generation mechanism of slow and fast variations and give an opportunity to avoid the complex multicomponent model for observational light curve. It is possible to interpret light curve as a result of superposition randomly distributed in time flares. The corresponding stochastic models of variability are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. J. Angione, H. J. Smith*, Astron. J., 90, 2474, 1985.
2. *W. H. Press*, Comments Astrophys., 7, 103, 1978.
3. *А. Н. Малахов*, Флуктуации в автоколебательных системах, Наука, М., 1968.
4. *С. М. Рытов*, Введение в статистическую радиофизику, Наука, М., 1976.
5. *A. Lawrence, M. G. Watson, K. A. Pounds, M. Elvis*, Nature, 325, 694, 1987.
6. *I. McHardy, B. Czerny*, Nature, 325, 696, 1987.
7. *R. Mushotzky*, Nature, 325, 666, 1987.
8. *C. M. Urry*, Sp. Tel. Sci. Inst. Prepr. No. 270, 1988.
9. *B. B. Mandelbrot*, Fractals: Form, Chance and Dimension, Freeman, San Francisco, 1977.

10. *M. V. Penston, M. J. Penston, G. Neugebauer, R. P. Tritton, E. E. Becklin, N. Visvanathan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 153, 29, 1971.
11. *M. V. Penston, M. J. Penston, R. A. Selmes, E. E. Becklin, G. Neugebauer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 357, 1974.
12. *Е. Т. Белокань*, Частное сообщение.
13. *В. М. Лютый*, Астрон. ж., 1989 (в печати).
14. *A. Schuster*, Terrestial Magn., 3, 13, 1898.
15. *A. Schuster*, Proc. Roy. Soc., 77, 136, 1906.
16. *D. F. Gray, K. Desikachary*, Astrophys. J., 181, 523, 1973.
17. *T. J. Deeming*, Astrophys. and Space Sci., 36, 137, 1975.
18. *М. Кендалл, А. Стьюарт*, Многомерный статистический анализ и временные ряды, Наука, М., 1976.
19. *A. G. Pacholczyk, N. D. Lubart, W. R. Penning, D. H. Ferguson, D. Turushek*, Astrophys. Lett., 23, 225, 1983.
20. *F. J. M. Barning*, Bull. Astron. Inst. Neth., 17. 22, 1963.
21. *P. Vaníček*, Astrophys. and Space Sci., 12, 10, 1971.
22. *N. R. Lomb*, Astrophys. and Space Sci., 39, 447, 1976.
23. *G. G. Fahlman, T. J. Ulrich*, Astrophys. J., 201, 277, 1975.
24. *В. А. Гаген-Торн*, Астрофизика, 22, 449, 1985.
25. *В. А. Гаген-Торн*, Астрофизика, 26, 415, 1987.
26. *D. Raine*, см. работу [6].

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.82

ПЕРИОДИЧНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО $\ln(1+z)$ КВАЗАРОВ, КВАЗАГОВ И ВСЕХ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ

М. Ф. ХОДЯЧИХ

Поступила 18 июля 1988
Принята к печати 31 января 1989

Построены распределения объектов по $\ln(1+z)$ в выборках квазаров, квазагов и всех квазизвездных объектов (~ 2300) при различных предельных звездных и радиовеличинах. Проведен их спектральный анализ. Во всех выборках выявлена периодичность с периодом 0.19. В выборках оптически ярких квазаров и отдельно квазагов выявляется пик на спектре мощности с периодом 0.29. Показано, что эффекты селекции не объясняют наблюдаемой периодичности. Появление периодичности у квазаров и квазагов, выявляемых разными оптическими методами, подтверждает ее реальность. Периодичность видимой пространственной плотности квазизвездных объектов согласуется с обнаруженной ранее зависимостью звездной и радиовеличин квазаров от $\ln(1+z)$.

1. *Введение.* Периодичность в распределении квазаров по аргументу $\ln(1+z)$ была обнаружена в [1] по выборке из $N = 159$ объектов. Позднее в [2—4] по более обширным (до 600 объектов) выборкам также была выявлена цикличность с периодом $P = 0.19 \div 0.21$. Результаты поиска периодичности по выборке из ~ 1500 объектов у разных авторов оказались противоречивыми: в [5] периодичность обнаружена, в [6] на спектре мощности при этих периодах никаких особенностей не выявлено.

Проблеме объяснения наблюдаемой периодичности посвящено большое количество работ. Большинство авторов пытаются объяснить эту периодичность различного рода селекционными эффектами [7—10]. В [3] для исследования влияния эффектов селекции формировались выборки квазаров с разными предельными звездными величинами. В настоящей работе построены распределения видимой плотности квазаров по аргументу $\ln(1+z)$ для выборок квазаров при разных предельных радиопотоках и предельных величинах MV и проведен их спектральный анализ.

В [12] были выявлены циклические изменения блеска квазаров по аргументу $x = \ln(1+z)$ с периодом 0.19. Позднее мы построили диаграммы Хаббла в радиодиапазоне при $\lambda = 6$ и 11 см и обнаружили циклические изменения радиоблеска квазаров с тем же периодом и амплитудой, дости-

гающей $1^m.5$ [13]. Можно ожидать, что эти изменения окажут заметное влияние на распределение квазаров по x. Для исследования этого распределения в работе использовался каталог [14]. В нем приведены красные смещения, величины V и другая информация для 2300 квазизвездных объектов и для ~ 900 объектов приведены радиопотоки на $\lambda=6$ и 11 см.

2. *Распределение квазизвездных объектов по* $\ln(1+z)$. Обычно при построении распределения квазаров по аргументу x строят гистограммы. В [3] для этой цели по исследуемой выборке объектов рассчитывалась плотность или частота встречаемости квазаров $\rho(x)$ — число квазаров, приходящихся на единичный интервал аргумента x. При вычислении ее квазары располагались в порядке возрастания красных смещений. Плотность $\rho(x)$ и соответствующее значение аргумента x вычислялись по $n+1$ соседним объектам в упорядоченной выборке. Относительная среднеквадратичная ошибка одиночной оценки $\rho(x)$ равна $\sigma_\rho = (n-2)^{-1/2}$. Подробно методика расчета $\rho(x)$ описана в [3]. Удобно ввести функцию $u = \lg[\rho(x)]$. Абсолютная дисперсия σ_u не будет зависеть от величины u, то есть всем оценкам $u(x)$ можно приписать одинаковый вес. Параметр n определяет точность вычисления плотностей и разрешение по аргументу x. Так как в настоящей работе исследовалась периодичность при $\omega = 2\pi P^{-1}$ порядка 30, было принято для всех выборок $n = N/30 + 3$. Таким образом рассчитывалась зависимость $u(x)$. Путем интерполирования вычислялись для значений x_i с шагом 0.01 величины $u(x_i)$ и проводился спектральный анализ этого эквидистантного ряда. Для уменьшения влияния краевых областей использовалось временное окно $W(x)$

$$W(x) = \begin{cases} 1, & |x-d| \leqslant v \\ \exp\left[-\dfrac{(|x-d|-v)^2}{2\sigma^2}\right], & |x-d| > v. \end{cases} \qquad (1)$$

Было принято $d = 0.7$, $v = 0.4$, $\sigma = 0.07$.

Расчеты определения плотностей $u(x)$ и спектров мощности S_ω проводились для выборок квазаров, отобранных по различным уровням радиопотоков и блеска объектов. На рис. 1а приведено распределение плотности квазаров для мощных радиоисточников, радиовеличина m_r которых не превышает предельной величины $MR = 11^m.50$ ($S_\nu = 1.05$ ян). На диаграмме четко прослеживаются циклические изменения. При больших MR наблюдается аналогичная зависимость. При включении в выборку все более радиослабых квазаров (при увеличении MR) амплитуда периодических изменений уменьшается. Это хорошо видно на спектрах мощности S_ω.

построенных для выборок с разными MR. На рис. 2a приведен спектр мощности, рассчитанный для выборки с $MR = 11^m2$. В области низких частот при $\omega \simeq 8$ наблюдается пик в S_ω, соответствующий $P \simeq 0.8$. Этот пик появляется вследствие крупномасштабной нелинейности $u(x)$: наличия максимума при $x \simeq 0.5$ и уменьшения u на краях области значений x. В нашем случае этот низкочастотный пик не представляет интереса. На кривых S_ω выявляется мощный пик при $\omega \simeq 33$, соответствующий период $P = 0.19$. У сильных радиоисточников амплитуда

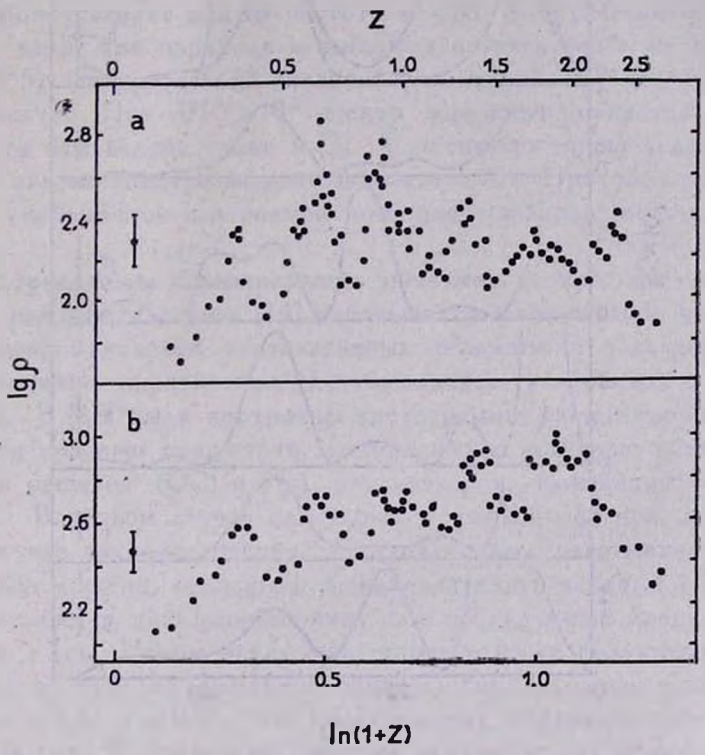

Рис. 1. Распределение квазаров по $ln\ (1+z)$, a) при радиовеличинах $m_r < 11^m5$ и b) при $V < 18^m$.

изменения плотности наибольшая. При включении в выборку более слабых источников амплитуда уменьшается и для полной выборки (~ 900 объектов) амплитуда изменения плотностей примерно в два раза меньше, чем у мощных радиоисточников (Рис. 2b, c). Примерно такой качественный характер явления ожидался после обнаружения цикличности радиопотоков квазаров по аргументу $\ln(1+z)$. Действительно, при малых $MR\ (< 11^m)$ квазары будут наблюдаться только

при некоторых x, где наблюдаются максимальные радиопотоки от квазаров, что приведет к большим S_∞ при малых MR.

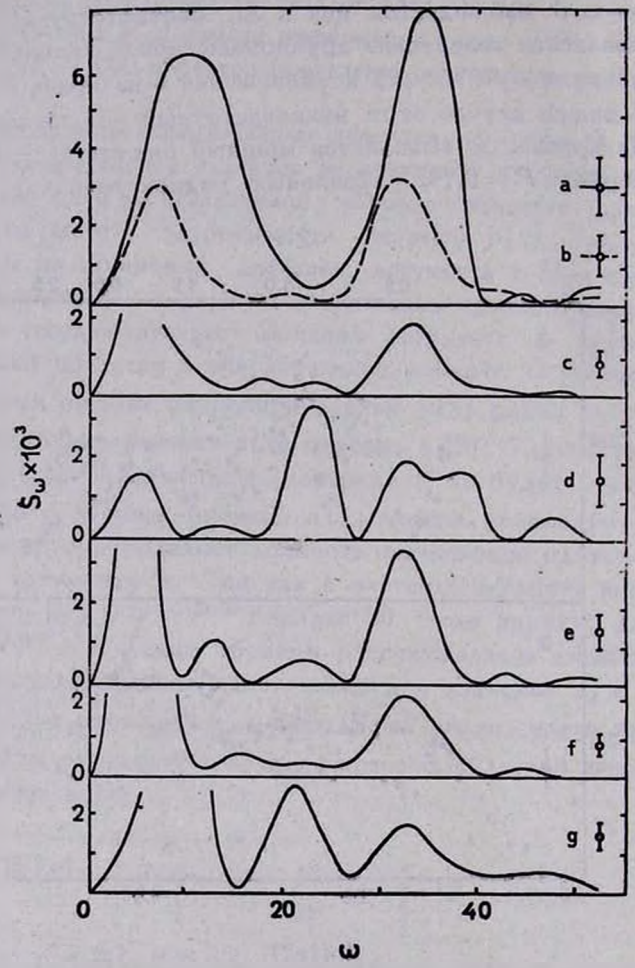

Рис. 2. Спектры мощности для выборок квазаров с предельными радиовеличинами. a) 11^m2, b) 12^m, с предельными величинами MV: d) 17^m, e) 18^m, c) для всех квазаров, f) для квазаров и квазагов при $MV = 19^m$, g) для квазагов ($MV = 19^m$).

Далее были рассмотрены выборки квазаров с разными предельными величинами MV, составленные из объектов с известными радиопотоками в сантиметровом диапазоне длин волн. Наклон на диаграмме Хаббла для квазаров в оптическом диапазоне составляет примерно 2.1 [15]. Поэтому, так же, как и в [3], включаемые в выборку квазары удовлетворяли условию $m < MV + 2.1 \lg z$, где m — величина V, исправленная за космологическое покраснение. Поправки K_ν

определялись по данным [16]. Выше при анализе выборок с предельными MR мы не вводили K-поправку в радиовеличины квазаров, поскольку наблюдаемые радиопотоки от них не показывают систематической зависимости от z. Наклон на радиодиаграммах Хаббла в сантиметровом диапазоне спектра появляется после введения K-поправок. Для выборок с различными MV были рассчитаны плотности $u(x)$ и спектры мощности S_ω. На рис. 1b показано распределение плотности квазаров $u(x)$ для выборки при $MV = 18^m$. Для выборок с $MV = 17^m$ и 18^m спектры мощности приведены на рис. 2d, e. У функции S_ω всех выборок присутствует пик на частоте $\omega = 33$. У оптически ярких объектов S_{33} мало, при переходе к выборкам с более слабыми объектами ($MV > 17^m5$) пик при $\omega = 33$ становится основной особенностью спектра мощности. При $MV > 18^m$ спектр мощности меняется незначительно, что отмечалось также в [3]. У оптически ярких квазаров наблюдается пик на спектре мощности при $\omega = 24$. При увеличении MV пик S_{24} уменьшается и в полной выборке квазаров почти не выявляется.

В распределении квазизвездных объектов по красным смещениям в полной выборке каталога [14] наблюдается значительное увеличение (в 3—4 раза) плотности квазизвездных объектов в области $z > 1.8$. Это возрастание практически не наблюдается у объектов с радиоизлучением. В [17] были построены гистограммы распределения квазаров $\rho(z)$ по красным смещениям, выявленных с помощью объективных призм или решеток (ОС) и $\rho(z)$ для квазагов, выявленных другими методами. В первом случае наблюдается резкий пик при $z > 1.8$, во втором случае пик отсутствует. Следовательно, увеличение $\rho(z)$ при $z > 1.8$ обусловлено селекцией выявления квазизвездных объектов с ОС и объясняется попаданием линии L_α в исследуемый диапазон спектра при $z > 1.8$. Чтобы исключить влияние этого селекционного эффекта, при расчете S_ω временное окно (1) определялось параметрами $d = 0.6$, $v = 0.3$, $\sigma = 0.07$, что обеспечивало обрезание области при $z > 1.8$. На рис. 2f приведены спектры мощности для общей выборки квазаров и квазагов. При $MV < 19^m$ пик при $\omega \simeq 33$ выявляется уверенно. У выборок с более слабыми объектами, хотя пик и выявляется, но амплитуда изменения $u(x)$ мала. У квазагов (рис. 2g) пик S_{33} также уверенно выявляется, однако, наряду с ним, в спектре присутствует пик на частоте $\omega = 23$, аналогичный пику S_{23} на спектре мощности для оптически ярких объектов с радиоизлучением.

Таким образом, во всех выборках, составленных из объектов каталога [14], в том числе и в непересекающихся выборках квазаров и квазагов выявлены циклические изменения плотности квазаров по аргументу $\ln(1+z)$ на частоте $\omega = 33$. При этом у квазаров амплитуда изменения плотности

уменьшается при включении в выборку квазаров все менее мощных источников радиоизлучения.

Оценки точности S_ω можно сделать обычными методами [18]. Но в работе использовалась нестандартная методика вычисления $\rho(x)$, поэтому были проведены численные эксперименты с выборками случайных чисел разного объема, в которых по описанной выше методике вычислялись $u(x)$ и S_ω. По их результатам была оценена среднеквадратическая погрешность S_ω: $\sigma_S = 0.009/\sqrt{N}$, которая указана на диаграммах. Как видно из диаграмм, пик при $\omega = 33$ выявляется довольно уверенно. Так, у квазаров на частоте $\omega = 33$ отношение сигнала к шуму составило 10 при $MR = 11\overset{m}{.}2$ и 8 для всей выборки.

3. Роль эффектов селекции. В большинстве работ авторы ищут объяснения периодичности в распределении квазаров эффектами селекции их обнаружения. Обсудим влияние этих эффектов более подробно.

a) Изменение блеска квазаров при прохождении сильных линий через область чувствительности системы может повлиять на вероятность обнаружения квазаров в зависимости от красного смещения [3, 7, 9]. Используя выборку около 300 квазизвездных объектов [19], мы оценили изменение блеска для объектов с наиболее сильными линиями при прохождении этих линий через полосу B. Максимальное изменение B не превышает $0\overset{m}{.}5$, однако таких объектов немного. Но даже при таких B величина эффекта селекции по оценке [3] существенно меньше вариаций плотности квазизвездных объектов (рис. 1).

b) Цвет квазара изменяется в зависимости от z при попадании сильных линий в полосу чувствительности приемника, что может привести к выравниванию цвета квазаров и звезд в некоторых интервалах z и к зависимости вероятности обнаружения квазаров от z. Этот эффект исследовался в ряде работ. В [8] найдена корреляция распределения квазаров и зависимости эквивалента показателя цвета $(U—B)_L$ от красного смещения. Для определения эквивалента цветов проводились модельные расчеты. В [11] модель для расчета $(U—B)_L$ была усовершенствована. При этом из шести пиков в распределении квазаров четыре совпали с пиками зависимости $(U—B)_L$ от красного смещения, на основании чего авторы [11] пришли к выводу о существенном влиянии этого селекционного эффекта. Однако настораживает отмеченное авторами наличие пика в распределении квазаров при $z \simeq 0.55$, в то время как на кривой $(U—B)_L$ в этой области располагается широкий минимум. Далее, как отмечалось выше, широкий максимум при z от 1.8 до 2.8 в распределении квазизвездных объектов обусловлен эффектом селекции обнаружения с ОС, а не изменением цвета квазаров. Следует также отметить, что в модельных расчетах $(U—B)_L$ не

учитывалось разнообразие спектральных индексов α. Очевидно, учет дисперсии α приведет к существенному замытию экстремумов на рассчитываемой зависимости цвета квазаров от красного смещения. С другой стороны, влияние этого эффекта селекции на наблюдаемое распределение квазизвездных объектов можно уточнить, анализируя среднюю зависимость цвета квазаров от z. Галактическое поглощение A приводит к покраснению объектов и увеличивает дисперсию точек на диаграмме. На рис. 3 построена зависимость цвета $U—B$ от красного смещения для квазаров с $A_V < 0^m3$. Для определения величины поглощения использовались карты

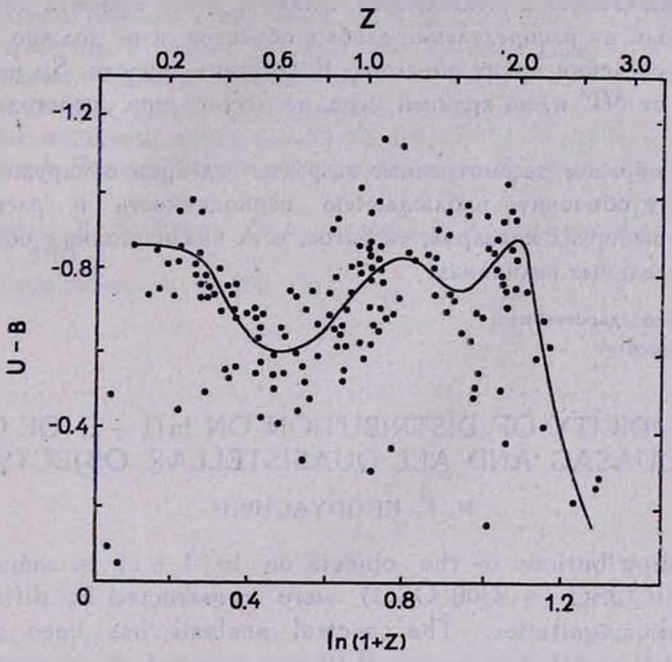

Рис. 3. Диаграмма «цвет—ln (1+z)» для квазаров с галактическим поглощением $A_V < 0.3^m$.

А. С. Шарова [20]. Трудно усмотреть какое-либо соответствие между распределением квазаров и изменениями цвета в зависимости от красного смещения. На аналогичной диаграмме для всех квазаров (при любых A) особенности зависимости $U—B$ от z еще более «замоются». Поэтому объяснение наблюдаемой периодичности в распределении квазаров этим эффектом представляется неприемлемым. Доказательством этого является выявление периодичности у квазагов, так как подавляющее большинство их в каталоге [14] были обнаружены с ОС, где этот эффект селекции отсутствует.

c) Попадание сильных линий в исследуемый диапазон спектра увеличивает вероятность их обнаружения. Однако даже при учете четырех наиболее сильных линий, как отмечалось в [3], одна или несколько сильных линий обязательно попадают в диапазон спектра 3300—6000 А, если они присутствуют в спектре объекта. В [11] приведены дополнительные аргументы, указывающие на малость влияния этого эффекта селекции.

d) Полосы и линии в спектре свечения ночного неба при определенных красных смещениях затрудняют отождествление объектов. В [11] на основе моделирования показано, что этот эффект селекции не может объяснить наблюдаемую периодичность. Влияние этого эффекта должно быть более сильным на распределение слабых объектов, и не должно сказываться на распределении ярких объектов. В действительности, S_{33} не так сильно зависит от MV и, по крайней мере, не растет при переходе к слабым объектам.

Таким образом рассмотренные эффекты селекции обнаружения квазаров не могут объяснить наблюдаемую периодичность в распределении объектов в выборках квазаров, квазагов, всех квазизвездных объектов при разных предельных величинах.

Харьковский государственный
университет

THE PERIODICITY OF DISTRIBUTION ON $\ln(1+z)$ OF QUASAR, QUASAG AND ALL QUASISTELLAR OBJECTS

M. F. KHODYACHIKH

The distributions of the objects on $\ln(1+z)$ in samples QSS, QSG and all QSO ($\sim$2300 QSO) were constructed by different stellar and radiomagnitudes. The spectral analysis has been performed. The periodicity with the period 0.19 was exposed in all samples. The peak on the power spectrum was revealed in the samples of the optical bright QSSs and of QSGs with period 0.29. It has been proved that the selection effects cannot explain the observed periodicity. The appearance of periodicity at QSSs and QSGs exposed by different methods comfirms its reality. The periodicity of the visible space density of QSOs is in agreement with the discovered dependence of stellar and radiomagnitude QSSs on $\ln(1+z)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. G. Karlsson*, Astron. and Astrophys., 13, 333, 1971.
2. *K. G. Karlsson*, Astron. and Astrophys., 58, 257, 1978.
3. *М. Ф. Ходячих*, Астрон. ж., 56, 732, 1979.

4. *Н. Г. Макаренко, О. А. Пушкарев*, Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР, 35, 67, 1981.
5. *L. Z. Fang, Y. Q. Chu, Y. Lin, Ch. Cao*, Astron. and Astrophys., 106, 287, 1982.
6. *В. С. Лебедев, И. А. Лебедева*, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 19, 16, 1985.
7. *Е. А. Карицкая, Б. В. Комберг*, Астрон. ж., 47, 43, 1970.
8. *D. Basu*, Astrophys. Lett., 16, 53, 1975.
9. *J. M. Barnothy, M. F. Barnothy*, Publs. Astron. Soc. Pacif., 88, 837, 1977.
10. *В. П. Афанасьев, А. А. Пименов*, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 13, 76, 1981.
11. *Н. Г. Макаренко, О. А. Пушкарев*, Деп. в ВИНИТИ, № 5602—8340, 1983.
12. *М. Ф. Ходячих*, Астрон. ж., 56, 1174, 1979.
13. *М. Ф. Ходячих*, Кинемат. и физ. небесн. тел, 4, № 2, 53, 1988.
14. *M. P. Veron-cetty, P. Veron*, Sci. Rept. Eur. Southern. Observ., № 1, 1984.
15. *М. Ф. Ходячих*, Астрон. ж., 60, 840, 1983.
16. *A. Evans. D. Hart*, Astron. and Astrophys., 58, 241, 1977.
17. *М. Ф. Ходячих*, Пробл. космич. физ., 20, 72, 1985.
18. *Д. Бендат, А. Пирсол*, Применения корреляционного и спектрального анализа, М., 1983.
19. *B. J. Wilkes. A. E. Wright, D. L. Jauncey, B. A. Peterson*, Proc. Astron. Soc. Austral., 5, 2, 1983.
20. *А. С. Шаров*, Астрон. ж., 40, 900, 1963.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.6

СОСТАВНАЯ МОДЕЛЬ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ

Л. А. УРАСИН

Поступила 20 июня 1988
Принята к печати 25 сентября 1988

Построена модель Галактики, основанная на пространственном расположении межзвездной пылевой материи, нейтрального и ионизованного водорода, молекулярных облаков CO и OH и диффузных туманностей.

При исследовании межзвездного ослабления света в направлении галактической долготы 162° было обнаружено [1], что за ветвью Персея на расстоянии 5 кпк имеется сильное ослабление света звезд, составляющее 1.5 звездной величины. Это дало основание полагать, что за ветвью Персея имеется внешний рукав Галактики. С целью проверки этого предположения и изучения галактической структуры было решено расширить ведущиеся исследования [2] на ряд галактических долгот от 7 до 222 градусов.

Для этих работ был использован 38-см телескоп Шмидта Астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта, обладающий хорошим пропусканием в ближнем ультрафиолете [3]. Исследование этого телескопа показало, что на нем можно вести фотографические наблюдения в системе [4], близкой к системе *UBV*.

Изучение структуры Галактики велось в одиннадцати направлениях в галактических долготах 7, 29, 55, 79, 91, 113, 135, 162, 175, 204 и 222 градуса. В каждом из этих направлений исследовалось межзвездное ослабление света в участках площадью 1—2 квадратных градуса. В непосредственной близости от этих областей расположены рассеянные звездные скопления Tr 35, NGC 6531, 6802, 6866, 7062, 7654, 1027, 1664, 1895, 2251 и 2323, звезды которых были использованы в качестве фотометрических стандартов [5].

В результате коллективной работы были составлены каталоги звездных величин и показателей цвета почти 20 тысяч звезд до 15 величины в системе *V*. Звезды спектральных типов O—B6 класса светимости V, составляющие почти одну треть от общего числа звезд в этих каталогах, бы-

ли использованы для исследования межзвездного ослабления света пылевой материей. Общее ослабление света A_v определялось по формуле

$$A_v = R[(B-V)-(B-V)_0],$$

где R принято равным трем.

Истинный показатель цвета $(B-V)_0$ находился по двуцветной диаграмме $(B-V)-(U-B)$ для звезд О—В6 V. Абсолютная звездная величина M_v определялась по калибровке Булона [6]. А по найденным A_v и M_v уже находилось расстояние до поглощающих комплексов. Это позволило построить картину распределения в пространстве пылевых образований на расстояниях 10—11 кпк от Солнца [7].

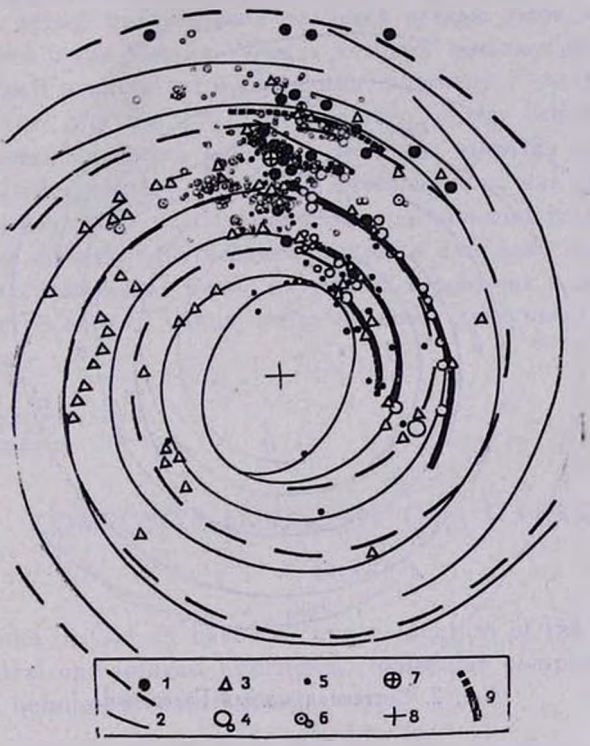

Рис. 1. Сопоставление различных моделей Галактики: 1—межзвездная пылевая материя [8]; 2—нейтральный водород [9]; 3—гигантские облака ионизованного водорода [10]; 4—молекулярные комплексы CO [11]; 5—молекулярные комплексы OH [12]; 6—диффузные туманности [13]; 7—Солнце; 8—центр Галактики; 9—спиральные ветви на волне 21 см. [14].

По полученному материалу была построена модель спиральной структуры Галактики [8]. Она представляла собой логарифмическую спираль

с характеристическим углом (углом между нормалью и радиусом-вектором точки спирали), равным 6.5 градуса.

Сопоставление этой спиральной структуры, полученной по пространственному распределению пыли, с расположением в Галактике ряда других объектов представлено на рис. 1. Здесь черными большими кружками показаны центры пылевых комплексов, пунктиром — построенная по ним спиральная модель. Тонкой сплошной линией обозначено распределение нейтрального водорода по работе Симонсона [9]. Треугольниками обозначены гигантские области ионизованного водорода по Жоржеленам [10]. Светлыми кружками разных размеров показаны молекулярные комплексы CO по Таддеусу и Даме [11]. Точками обозначены молекулярные комп-

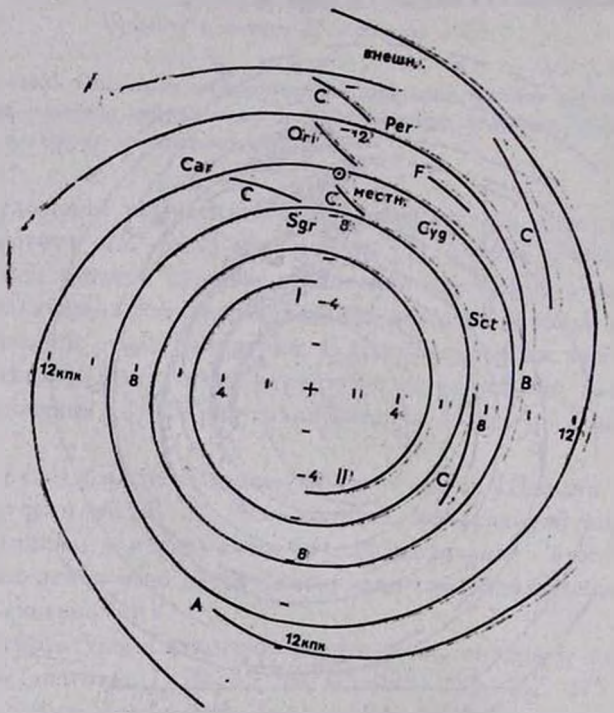

Рис. 2. Составная модель Галактики.

лексы OH, расстояния до которых определены Колесником и Юревичем [12]. Диффузные туманности по Аведисовой [13] обозначены кружками с точкой внутри. Широкими черными полосами показаны фрагменты галактических рукавов по Коэну и др. [14]. На этом рисунке Солнце обозначено кружком с крестиком внутри. Оно расположено в 10 килопарсеках от центра Галактики.

На основе упомянутых выше результатов по изучению распределения в Галактике различных объектов представляется возможным построить со-

ставную модель Галактики. Эта модель схематически представлена на рис. 2. Согласно этой схеме Галактика представляет собой систему из двух спиральных рукавов, не являющихся логарифмическими спиралями. Характеристические углы (pitch angles) этих спиралей изменяются от 5° вблизи центральных частей Галактики (на расстоянии 4—5 кпк от ее центра) до 8—9° в ее внешних областях.

Как видно из рис. 2, рукав I в конце первого витка образует ветвь Стрельца, которая на втором витке становится внешней ветвью. Рукав II на втором витке образует ветвь Лебедя, продолжение которой вблизи Солнца называется местной ветвью. Рукав I в галактической долготе 330—340°, вероятно, разветвляется в точке A (см. рис. 2) на две ветви. То же самое происходит с рукавом II в долготе 60° (точка B).

Одна из ветвей этого рукава является ветвью Лебедя—Киля, а другая ветвь —это ветвь Персея. Между ветвями имеются такие фрагменты, как выявленный нашими исследованиями фрагмент F на рис. 2 (впрочем о нем упоминает еще Бок [15]). Кроме того, между основными образованиями, каковыми являются рукава и их ветви, имеются еще и перемычки между ними (обозначены C на рис. 2). Некоторые из них являются довольно короткими деталями, расположенными под большим углом к рукаву или ветви. Другие же могут быть разветвлениями или даже самостоятельными ветвями. Естественно, как видно из рис. 2, перемычек и фрагментов больше наблюдается около Солнца, из-за большей доступности этих областей наблюдениям.

Казанский государственный
университет

COMPOSITE MODEL OF OUR GALAXY

L. A. URASIN

The model of Galaxy based on space location of the interstellar dust matter, neutral and ionized hydrogen, molecular complexes CO and OH and diffuse nebulae is constructed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. А. Урасин*, Изв. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв., № 40, 98, 1973.
2. *Л. А. Урасин*, Изв. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв., № 34, 130, 1963.
3. *Л. А. Урасин*, Бюлл. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв., № 38, 47, 1965.
4. *Л А. Урасин*, Изв. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв., № 35, 92, 1966.
5. *A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Irtarte, R. I. Mttchel, H. L. Hallam, S. Sharpless*, Publs U. S. Naval Observ., Sec. ser., 17, part 7, 1961.

6. *J. Boulun*, J. des Observ., 46, No 10—11, 225, 1963.
7. *I. A. Dubjago, S. S. Tokhtas'ev, L. A. Urasin*, Astron. Nachr., 309, No 1, 65, 1988.
8. *Л. А. Урасин*, Письма в Астрон. ж., 13, № 10, 850, 1987.
9. *S. C. Simonson*, Astron. and Astrophys., 46, 261, 1976.
10. *Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin*, Astron. and Astrophys., 49, 57, 1976.
11. *P. Thaddeus, T. M. Dame*, Occas. Repts Roy. Observ. Ediburgh, No 13, 15, 1984.
12. *И. Г. Колесник, Л. В. Юревич*, Астрофизика, 19, 761, 1983.
13. *В. С. Авдисова*, Письма в Астрон. ж., 11, № 6, 448, 1985.
14. *R. S. Cohen, H. Song, T. M. Dame, P. Thaddeus*, Astrophys. J., 239, L53, 1980.
15. *B. J. Bok*, Observatory, 79, 58, 1959.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.4—77

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ. II

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 11 апреля 1988
Принята к печати 10 января 1989

В работе доказано, что радиоинтенсивность излучения пульсаров, приходящаяся на единичный угол по азимутальному направлению φ, обратно пропорциональна характеристическому времени жизни пульсаров. Показано, что отношение интенсивности радиоизлучения системы протонных вихревых нитей к интенсивности энерговыделения зависит только от отношения микроскопических параметров сверхтекучих протонов. Показано также, что излученная в радиодиапазоне энергия может переноситься без существенных потерь к поверхности звезды, в виде магнитозвуковых колебаний.

1. *Введение.* В работах [1, 2] было показано, что интенсивность энерговыделения из-за движения протонных вихревых нитей, приходящаяся на единичный угол по азимутальному направлению φ, обратно пропорциональна характеристическому времени жизни пульсаров. Предполагая, что эта интенсивность пропорциональна радиоинтенсивности пульсаров, с коэффициентом пропорциональности, не зависящим от параметров пульсаров, в работе [2] были рассчитаны радиусы для 291 пульсара. Полученные расчетные радиусы хорошо согласуются с теорией внутреннего строения нейтронных звезд.

Настоящая статья, которая является продолжением работы [2], ставит перед собой цель доказать, что вышеуказанное предположение правильно. Как будет показано ниже, отношение интенсивности радиоизлучения системы протонных вихревых нитей к интенсивности энерговыделения зависит только от отношения микроскопических параметров сверхтекучих протонов. Будет также показано, что излученная в радиодиапазоне энергия может переноситься без существенных потерь к поверхности звезды в виде магнитозвуковых колебаний.

2. *Излучение электромагнитных волн на границе ядра нейтронной звезды.* Как уже отметили, освобождение энергии на поверхности сверхтекучего и сверхпроводящего ядра нейтронной звезды происходит из-за того, что сильно неоднородное поле в виде вихревой сети появляется в кор-

мальной коре нейтронной звезды, где проводимость заряженного компонента σ конечная. Так как поперечные градиенты магнитного поля велики, происходит быстрая диффузия магнитного поля в поперечном направлении. Фактически происходит «аннигиляция» магнитных дипольных моментов, связанных с нейтронным вихрем. Характерное время «аннигиляции» порядка $\tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}$, где L — характерные размеры поперечных градиентов магнитного поля. Этот процесс приводит к укорачиванию длины магнитного момента, связанного с нейтронным вихрем. Причем длина укорачивания будет равной $\Delta l_i = \frac{dl_i}{dt} \cdot \tau$. Далее, за такое же время τ происходит „появление" нового участка длиной Δl_i кластера протонных вихрей. Таким образом, над поверхностью ядра образуется активная область с высотой Δl_i, где происходит появление и аннигиляция магнитного момента. Эта область и будет областью образования электромагнитного излучения.

Формула интенсивности излучения меняющегося во времени магнитного диполя имеет вид:

$$W = -\frac{2}{3c^3}\ddot{M}^2, \tag{1}$$

где M — магнитный момент и c — скорость распространения электромагнитных волн.

Как уже отметили, на поверхности ядра нейтронной звезды, радиус которого равняется R_1, выходят кластеры протонных вихрей с радиусом кластера r_1. Причем расстояние между центрами этих кластеров равняется b и $b \gtrsim r_1$. Следовательно, такое же распределение будут иметь магнитные моменты над поверхностью сверхтекучего ядра. Магнитный момент единицы длины, связанный с одним нейтронным вихрем, равен [3]:

$$M = \frac{3\bar{B}}{8} r_1^2, \tag{2}$$

где $\bar{B}$ — средняя магнитная индукция кластера протонных вихрей.

Так как характерная длина излучения порядка $\lambda \sim c \cdot \tau$, то объемы, излучающие когерентно, будут порядка $\pi\lambda^3$. Тогда магнитный момент когерентно излучающего объема будет:

$$M_{\lambda V} = \frac{3\bar{B} r_1^2}{8b^2}\lambda^3. \tag{3}$$

Интенсивность излучения этого объема равняется:

$$W_{\Delta V} = \frac{3\ddot{\bar{B}}^2}{32c^3}\left(\frac{r_1}{b}\right)^4 \lambda^6. \tag{4}$$

Полная интенсивность излучения находится умножением $W_{\Delta V}$ на число когерентно излучающих участков. Если обозначить dN_k^i — число когерентных участков в интервале r_k и $r_k + dr_k$ для i-ого пульсара, то оно равняется

$$dN_k^i = \frac{\Delta l_k 2\pi r_k\, dr_k}{\pi\lambda^3}\,\frac{w_i}{p_i}, \tag{5}$$

где r_k — расстояние k-ого вихря от оси вращения нейтронной звезды, а w_i и p_i — ширина импульса и период i-ого пульсара соответственно. Тогда, если учесть также, что

$$\Delta l_k = \frac{dl_k}{dt}\tau \quad \text{и} \quad \ddot{\bar{B}} \simeq \frac{B}{\tau^2}, \tag{6}$$

то получим

$$dW_i = \frac{3}{16}\bar{B}^2\left(\frac{r_1}{b}\right)^4\left(\frac{\lambda}{c\cdot\tau}\right)^3\frac{dl_k}{dt}r_k\,dr_k, \tag{7}$$

где $l_k = \sqrt{R_k^2 - r_k^2}$. Как известно [1],

$$\frac{dl_k}{dt} = 2\left|\frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i}\right|\cdot\frac{r_k^2}{\sqrt{R_k^2 - r_k^2}}, \tag{8}$$

и если ввести обозначение $x = r_k/R_k = \cos\alpha$, то окончательно получим:

$$dW_i = \frac{3}{8}\bar{B}^2\left(\frac{r_1}{b}\right)^4\left(\frac{\lambda}{c\cdot\tau}\right)^3\left|\frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i}\right|R_i^3\cos^3\alpha\,d\alpha. \tag{9}$$

Полную интенсивность излучения можно найти интегрируя выражение (9) по α от 0 до $\pi/2$:

$$W_i = \frac{\bar{B}^2}{4}\left(\frac{r_1}{b}\right)^4\left(\frac{\lambda}{c\cdot\tau}\right)^3\left|\frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i}\right|R_i^3. \tag{10}$$

Мы уже отметили, что $\lambda \sim c\cdot\tau$, следовательно, окончательно имеем:

$$W_i = \frac{\bar{B}^2}{4}\left(\frac{r_1}{b}\right)^4 R_i^3\left|\frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i}\right|. \tag{11}$$

Отношение полной интенсивности излучения электромагнитных волн к интенсивности энерговыделения можно найти из формулы (1) [2] и (9). Оно равняется

$$\frac{W_i}{I_i} = \frac{3}{4}\left(\frac{r_1}{b}\right)^2. \tag{12}$$

Таким образом, излучается только часть энергии, выделенной на поверхности ядра нейтронной звезды. Причем, эта часть увеличивается, когда $r_1 \to b$, и достигает максимального значения, равного 0.75 при $r_1 = b$.

Итак, формула (11) отличается от (1) работы [2] только постоянным коэффициентом, являющимся одним и тем же для данной подпопуляции пульсаров. Это означает, что определение радиусов ядер нейтронных звезд, проведенное в работе [2], остается в силе, только придется выбрать другие параметры для λ и ξ для двух рассмотренных нами подпопуляций пульсаров. Этот выбор, который можно провести более тщательно, может даже улучшить ситуацию, описанную в работе [2]. Результаты этого рассмотрения будут опубликованы в ближайшем будущем.

Таким образом, изменение магнитного момента происходит за характерное время τ, которое можно оценить по формуле:

$$\tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}, \tag{13}$$

где L — длина характеристических поперечных градиентов вблизи нейтронных вихрей, σ — электрическая проводимость среды. Зная τ, можно оценить характерную частоту излучения:

$$\omega \sim \frac{1}{\tau} \sim \frac{10^{20}}{\sigma L^2}\ \text{с}^{-1}. \tag{14}$$

В переходном слое между сверхтекучим ядром и корой нейтронной звезды электрическая проводимость σ уменьшается довольно быстро от значения 10^{29} с$^{-1}$ до 10^{22} с$^{-1}$, тогда как L растет от значения 10^{-9} см до 10^{-4} см [5, 6]. Это означает, что диапазон изменений характерных частот излучения будет зависеть от значения σL^2 в этом слое. Заметим, что если $L \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ см — характерная длина неоднородности магнитного поля внутри протонного кластера, то между протонными кластерами характерные длины градиентов магнитного поля порядка 10^{-4}—10^{-5} см. Для оценки характерной частоты распада индивидуальных вихрей мы должны брать $\sigma \sim 10^{29}$ с$^{-1}$ и $L \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ см, что даст нам для частот излучения значения $\omega \sim 10^9 - 10^{11}$ с$^{-1}$. При расчете частот излучающихся при распаде кластеров вихрей разумнее брать $\sigma \sim 10^{22}$ с$^{-1}$ и $L \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ см, что даст частоты порядка $\omega \sim 10^8 \div 10^9$ с$^{-1}$.

Таким образом, диапазон характерных частот излучения довольно широкий, он меняется от значения 10^{11} $с^{-1}$ до 10^6 $с^{-1}$. Конечно, это утверждение имеет только качественный характер. Для более точного определения характеристических частот мы должны знать структуру переходного слоя, толщину, закон изменения σ и L в этом слое. К сожалению, задача о переходном слое плохо исследована, и имеющиеся в литературе данные о ней не всегда сходятся друг с другом. Строение переходного слоя до сих пор является спорным вопросом в теории внутреннего строения нейтронных звезд.

Однако, несмотря на существующую неопределенность, замечательным является качественный результат о том, что эти частоты лежат в радиодиапазоне, т. е. в диапазоне частот, на которых излучают пульсары.

3. Магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды. Кора нейтронной звезды представляет из себя плотную, полностью ионизированную плазму, физические свойства которой хорошо изучены [6, 7, 9]. Магнитное поле внутри коры довольно сильное и может принимать значение от 10^{12} Гс до $3 \cdot 10^{13}$ Гс. Электромагнитные волны, излучаемые ядром нейтронной звезды ($\omega \sim 10^8$ $с^{-1}$), для такой среды являются низкочастотными колебаниями. Как известно, в намагниченной плазме низкочастотные колебания могут распространяться в виде двух волн: альвеновских и магнитозвуковых [8]. Для исследования вопроса о возможности их распространения без существенных потерь сначала оценим скорости распространения этих волн. Ясно, что, чем больше скорость распространения волн, тем легче им пройти кору нейтронной звезды. Как покажут эти оценки, внутренняя кора прозрачна только для быстрых магнитоэвуковых волн, тогда как внешняя кора прозрачна и для альвеновских волн.

Начнем с оценки скоростей быстрых магнитозвуковых и альвеновских волн. Закон дисперсии для магнитозвуковых волн, когда $\vec{k} \perp \vec{B}$, что имеет место вблизи экваториальной плоскости, имеет простой вид:

$$k = \frac{\omega}{v}, \tag{15}$$

где v — скорость быстрых магнитозвуковых волн и равняется:

$$v = \sqrt{c_s^2 + c_A^2}. \tag{16}$$

Здесь v — скорость звуковых волн, а c_A — скорость альвеновских волн. Скорость звуковых волн определяется формулой

$$c_s = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S^{1/2}, \tag{17}$$

тогда как скорость альвеновских волн равна

$$c_A = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}}. \tag{18}$$

Для определения c_S мы должны знать уравнение состояния $P = P(\rho)$, которое хорошо изучено в коре нейтронной звезды. Как видно, c_S, c_A, следовательно и v, являются функциями плотности. На рис. 1 приведены зависимости скоростей c_S, c_A и v от плотности. Причем, при расчетах для внутренней коры использовано уравнение состояния из работы [9], а для внешней коры уравнение состояния взято из работы [6].

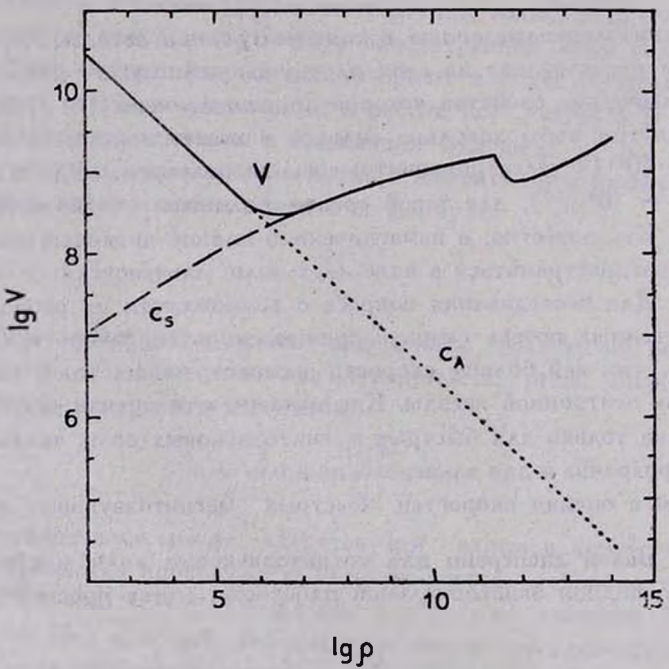

Рис. 1. Зависимость логарифма скорости магнитозвуковых волн от логарифма плотности материи.

Из рис. 1 видно, что при 10^6 г/см$^3 < \rho < 2\cdot10^{14}$ г/см^3, $c_S > c_A$, причем при $\rho > 1.6\cdot10^7$ г/см^3 имеет место условие $c_S \gg c_A$, следовательно, $v \simeq c_S$. При плотностях 10^6 г/см$^3 \lesssim \rho \lesssim 10^7$ г/см^3 $c_S \approx c_A$ и $v = \sqrt{c_S^2 + c_A^2} = \sqrt{2}\,c_A$. При низких плотностях $\rho \lesssim 10^6$ г/см^3, $c_A \gg c_S$ и $v \simeq c_A$. Это означает, что во внутренней коре $\rho \gtrsim 10^7$ г/см^3 скорость

магнитозвуковых волн равняется просто скорости звука c_s, а во внешней коре $\rho \lesssim 10^6$ г/см^3 она равняется скорости альвеновских волн c_A. Отметим также, что скорость быстрых магнитозвуковых волн на основании и в конце коры нейтронной звезды стремится к скорости света $v \simeq 3 \cdot 10^9$ см/с и ее минимальное значение порядка $v \simeq 3 \cdot 10^8$см/с. Следовательно, отношение этой скорости к скорости света не может быть меньше чем 10^{-2}. Заметим, что в довольно широком интервале плотностей, 10^6 г/см$^3 \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{14}$ г/см^3, скорость v меняется всего на один порядок.

Теперь перейдем к оценке поглощения магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды. Поглощение происходит из-за наличия омических потерь и тепловыделения из-за вязкости и теплопроводимости среды. Если рассмотреть магнитозвуковую волну как плоскую, распространяющуюся вблизи экваториальной плоскости по радиусу к поверхности звезды, то поглощение на расстоянии r_1 определяется мнимой частью волнового вектора $k = k_1 + ik_2$, которая равняется:

$$k_2 = \frac{\omega}{v}\delta. \tag{19}$$

Здесь δ — отношение мнимой части частоты колебания к действительной: $\delta = \omega_2/\omega$. Для трех вышеуказанных процессов, которые приводят к превращению магнитозвуковых колебаний в тепло, в работе [8] приведены формулы, определяющие δ:

$$\delta_1 = \frac{c^2}{8\pi\sigma\omega}k^2, \quad \delta_2 = \frac{1}{2\omega\rho}\left(\frac{\eta_0}{3} + \eta_1\right)k^2, \quad \delta_3 = \frac{(\gamma-1)^2\,T}{2\omega\rho\,c_A^2}\varkappa k^2, \tag{20}$$

где σ, η_0 и η_1, $\varkappa$ — электрическая проводимость, коэффициенты вязкости и теплопроводимости, соответственно, γ — адиабатический индекс среды и ρ — плотность вещества среды.

В работе [6] были рассчитаны σ, η_0 и $\varkappa$ для коры нейтронной звезды в диапазоне плотностей 10^8 г/см$^3 \leqslant \rho \leqslant 2 \cdot 10^{14}$ г/см^3. Как было показано, при $\rho \gtrsim 10^8$ г/см^3 $\omega_B \cdot \tau_T \ll 1$, следовательно, влиянием магнитного поля на значения кинетических коэффициентов можно пренебречь. Отметим также, что при $\omega_B \tau_T \ll 1$ $\eta_1 \approx 0$. Следовательно, для вышеуказанного диапазона плотностей полное δ будет:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3. \tag{21}$$

Подставляя (20) и (21) в (19), для k_2 получим следующее выражение:

$$k_2 = \frac{\omega^2}{2v}f, \tag{22}$$

где

$$f = \frac{c^2}{4\pi\sigma} + \frac{\eta_0}{3\rho} + \frac{(\gamma - 1)^2 T}{\rho c_A^2} \varkappa.$$

Условие, при котором магнитозвуковые волны пройдут оболочку нейтронной звезды без существенного поглощения, следующее:

$$\int_{R_1}^{R_2} k_2 \, dr \ll 1. \tag{23}$$

Здесь R_1 — радиус ядра нейтронной звезды, а R_2 — радиус соответствующей плотности $\rho = 10^8$ г/см^3. Подставляя значение k_2 из (22) в условие (23), последнее можно записать в следующем виде:

$$\omega \ll \left[\int_{R_1}^{R_2} \frac{f \cdot dr}{2v^3} \right]^{-1/2} = \omega_0. \tag{24}$$

Это условие определяет верхний предел частот, для которых поглощение несущественно. Используя результаты работы [6], мы рассчитали подынтегральную функцию в (24) как функцию от плотности. Результаты этих расчетов приведены на рис. 2.

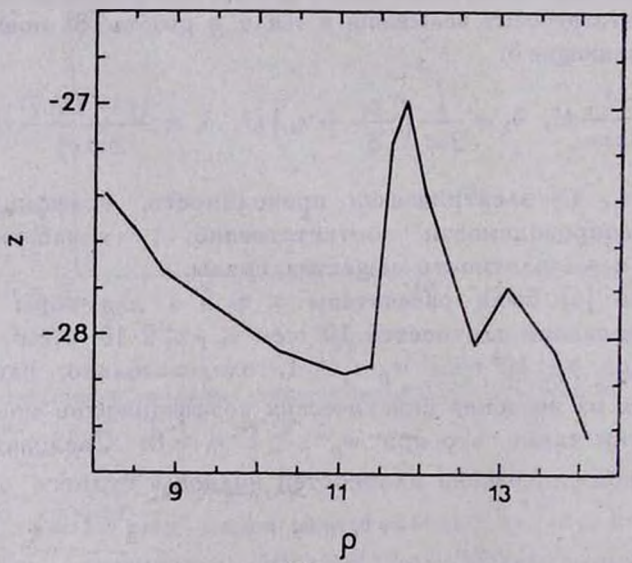

Рис. 2. Зависимость подынтегральной функции z от логарифма плотности материи.

Как видно из рис. 2, z меняется в узком диапазоне при изменении ρ в довольно широком интервале. Для расчета интеграла (24) мы должны

знать зависимость $\rho = \rho(r)$, которая уже зависит от модели нейтронной звезды. Следовательно, для каждой конкретной модели требуется отдельное рассмотрение. Однако в этой статье ограничимся только оценкой величины интеграла, используя общие свойства коры. Как хорошо известно, для разных моделей нейтронных звезд $|R_2 - R_1|$ не может быть больше 10^5 см. Беря для функции z ее среднее значение $z \approx 3 \cdot 10^{-28}$ и $|R_2 - R_1| = 10^5$, для минимального значения ω_0 получим $\omega_0 = 10^{11}$ с$^{-1}$. Следовательно, волны с $\omega \ll \omega_0$ пройдут этот слой почти без поглощения.

Для оценки поглощения, когда $\rho < 10^8$ г/см^3, требуется более детальное исследование. В частности, должно быть определено влияние магнитного поля на кинетические коэффициенты среды. Однако можно грубо оценить частоту, ниже которой поглощение в этом слое несущественно.

В действительности, когда $\rho < 10^8$ г/см^3, скорость распространения магнитозвуковых волн быстро растет, приближаясь к скорости света. С другой стороны, как видно из рис. 2, в этой области плотностей основное поглощение связано с омическими потерями. Если учесть, что электрическая проводимость среды не может быть меньше, чем 10^{18} с$^{-1}$, то максимальное значение δ_1 будет порядка $\delta_1 \sim 10^2$. В этом случае $z \sim 10^{-25}$ см$^{-1}$, и если брать для толщины слоя при $\rho \lesssim 10^8$ г/см^3 значение $\Delta R \sim 10^5$ см, то для ω_0 получим значение $\omega_0 = 10^{10}$ с$^{-1}$.

Таким образом, как показывают оценки, магнитозвуковые волны с частотой $\omega \ll 10^{10}$ с$^{-1}$ могут пройти кору нейтронной звезды без существенных потерь. Сейчас проводятся более детальные исследования этого вопроса, результаты которых будут опубликованы в будущем.

В заключение выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения и заведующему кафедрой астрофизики Корнельского университета (США) профессору Е. Терзяну за предоставление необходимых условий для выполнения этой работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A NEW MECHANISM OF RADIATION OF PULSARS. II

D. M. SEDRAKIAN

It has been shown that radiointensity of pulsar radiation is proportional to the angle of active zone and inverse proportional to the characteristic life time ot pulsars. The ratios radioactivity of pulsar radiation to the energy output from the system of the proton vorticese depends only on the microscopic parameters of the individual proton vortex. Radiation energy can pass through the crust to the surface of the star in the form of magnetosonic waves without any absorbtion.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. М. Седракян*, Астрофизика, 25, 323, 1986.
2. *Д. М. Седракян*, Астрофизика, 1988, (в печати).
3. *Г. С. Мкртчян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 19, 135, 1983.
4. *В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев*, Астрофизика, 15, 647, 1979.
5. *Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин*, Астрон. ж., 57, 213, 1980.
6. *Д. М. Седракян, А. К. Аветисян*, Астрофизика, 26, 489, 1987.
7. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
8. *С. Н. Брагинский*, Вопр. теории плазмы, вып. 1, 183, 1963.
9. *G. Baym, H. Bethe, C. Pethik*, Nucl. Phys., A175, 225, 1971

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6:539.12

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Ю. Л. ВАРТАНЯН, Г. Б. АААВЕРДЯН

Поступила 30 мая 1988
Принята к печати 30 августа 1988

Исследуются нейтронные звезды, в которых из-за наличия пионного конденсата происходит фазовый переход первого рода. Вычисления проведены для двух уравнений состояния нуклонного компонента. Для пионного конденсата использована модель развитого конденсата, в котором учтено наличие вырожденных электронов и μ^--мезонов. Вычисления проведены для различных наборов ядерных констант. В зависимости от центральной плотности для трех серий нейтронных звезд со скачком плотности вычислены масса, полное число барионов, энергия связи, релятивистский момент инерции, красное смещение.

1. *Введение.* Возможность возникновения в ядерной среде пионного конденсата (п.к.) приводит к значительному смягчению уравнения состояния [1, 2]. В ряде моделей уравнение состояния приобретает ван-дер-ваальсовский вид, что приводит к фазовому переходу первого рода: во внутренних областях нейтронных звезд происходит скачок плотности, который может приводить к возникновению неустойчивости [3] и весьма интересным наблюдательным проявлениям с выделением энергии, порядка энергии взрыва сверхновых [4—6]. Поэтому детальное исследование вопросов устойчивости нейтронных звезд со скачком плотности представляет особый интерес.

В последнее время в ряде работ [7—9] были рассмотрены фазовые переходы в ядерной плазме к кварковой фазе с образованием вещества, имеющего странность. По всей вероятности такие переходы должны происходить при плотностях более высоких, чем плотность рождения пионного конденсата. В данной работе мы не будем рассматривать этот вопрос.

При исследовании вопросов устойчивости сверхплотных звезд полезно рассматривать зависимость массы M от центральной плотности ρ_c—кривую $M(\rho_c)$, а в случае наличия скачка плотности — $M(P_c)$ (P_c — центральное давление). Фазовый переход со скачком плотности на устойчивой ветви этой кривой может приводить к возникновению дополнительного острого максимума. Именно конфигурации, расположенные в окрестно-

стях этого максимума, могут перейти из неустойчивой ветви на устойчивую с выделением колоссальной энергии. Если вычислению $M(\rho_c)$ и других интегральных параметров обычных нейтронных звезд (без скачка плотности) посвящены многочисленные исследования, то нельзя то же сказать относительно конфигураций со скачком плотности. Такие сверхплотные звезды исследованы в [10—12]. В [11] приводится лишь кривая $M(\rho_c)$, нет табличных данных об энергии связи. В [10] такая таблица имеется, однако из нее следует, что все конфигурации, расположенные в области нового максимума, имеют положительную энергию связи (аномальный дефект массы), т. е. реально существовать не могут. Возможно этот результат является следствием того, что для энергии п. к. в этой работе использована одна из первых нереалистических моделей, или ошибочного определения параметров точки фазового перехода (об этом см. ниже). В [12] проведено исследование влияния различных вариантов уравнения состояния на интегральные параметры нейтронных звезд со скачком плотности, у которых масса максимальна, а также конфигурации с фиксированным значением полного числа барионов. Исследованы также конфигурации в области фазового перехода (возникновения неустойчивости). В этой работе в дифференциальном уравнении для определения момента инерции выпущен коэффициент 1/6, что может повлиять на вычисление момента инерции.

В данной работе мы подробно исследуем нейтронные звезды с фазовым переходом первого рода. Вычисления проведены для двух уравнений состояния нуклонного компонента. Для пионного конденсата использована модель развитого конденсата. В отличие от [12] в этом члене учтено наличие вырожденных электронов и μ^--мезонов. Вычисления проведены для трех различных наборов ядерных констант.

2. *Уравнение состояния.* Уравнение состояния сверхплотных звезд $P(\rho_c)$ обычно записывается в параметрическом виде в зависимости от полной концентрации барионов (числа барионов в единице объема)

$$P = n^2 d\varepsilon(n)/dn, \tag{1}$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \varepsilon(n)/m_n c^2), \tag{2}$$

$$\rho_0 = m_n n. \tag{3}$$

Здесь P — давление, ρ — плотность полной энергии, $\varepsilon(n)$ — энергия, приходящаяся на барион, ρ_0 — плотность массы покоя. При учете пионной конденсации ε представляется в виде суммы двух слагаемых

$$\varepsilon(n) = \varepsilon_0(n) + \varepsilon_\pi(n), \tag{4}$$

где $\varepsilon_n(n)$ — энергия нормального компонента, $\varepsilon_\pi(n)$ — энергия пионного конденсата. Каждая из этих величин определяется отдельно из условия своей минимальности. Такая некорректность, когда минимизируется не полная энергия ε, а ее отдельные слагаемые, присуща этой модели пионного конденсата и обусловлена трудностями теории сильного взаимодействия многих частиц. Для ε_0 при $n < n_0$ ($n_0 = 0.17\,\Phi^{-3}$ — ядерная плотность) воспользуемся результатами, протабулированными в [13]. В области же $n > n_0$ мы воспользуемся двумя моделями: а) модель Пандерипанде (PN) [14] и б) модель Бете-Джонсона-Мелоне (BJ) [15]. Для ε_π воспользуемся моделью развитого пионного конденсата (р. п. к.) [16]. Результаты этой работы с учетом электрической заряженности р. п. к. были модернизированы в [17]. При этом энергия р. п. к. зависит от электрического заряда, приходящегося на барион ν. При конкретных расчетах обычно рассматриваются два случая: $\nu = 0$ (нейтронное вещество) и $\nu = 1/2$ (ядерная материя). Правильнее рассматривать эту величину как функцию плотности: $\nu = \nu(n)$ и учесть, что заряженность пионного конденсата делает необходимым его нейтрализацию через вырожденные электроны и μ^- — мезоны [18]. В модели р. п. к. обычно принимается, что при сверхъядерных плотностях концентрации всех барионов равны. Тогда минимизация ε_π по концентрациям лептонов и пионов приводит к условию β равновесия - соотношению между химическими потенциалами: $\mu_e = \mu_\mu = \mu_\pi$. Получается замкнутая система уравнений, решение которой дает зависимость концентраций отдельных частиц от n, так что в результате и энергия р. п. к. зависит только от n: $\varepsilon_\pi = \varepsilon_\pi(n)$ [19]. Однако эта величина зависит также от значения параметра $a \equiv f^2(1-\gamma)$, где в системе единиц

$$m_\pi = \hbar = c = 1, \tag{5}$$

$f = g_A/F$, $F = 1.35$ — константа распада пиона, $g_A = 1.36$ — аксиальная константа, γ — фактор, учитывающий вклад нуклонных корреляций. Константы f и γ из-за модельного характера теории сильного взаимодействия многих частиц определяются неоднозначно. Обычно строятся модели, соответствующие различным значениям этих констант [17, 12]. Так как эти величины входят в ε_π не в отдельности, а в виде комбинации a, то здесь мы рассмотрим значения ε_π, соответствующие различным значениям a. Рассмотрим такие значения a, при которых $\varepsilon(n)$ имеет ван-дер-ваальсовский вид. В [20] были рассмотрены модели, когда $\varepsilon_{\min} < 0$. В этом случае фазовый переход к нормальному компоненту невозможен. Ядерное вещество с пионным конденсатом не может

находиться в термодинамически равновесном состоянии с веществом обычных нейтронных звезд. Такое вещество может образовать самоудерживающие ядерные капли любых размеров — пионные звезды, масса которых сверху ограничена только эффектами ОТО. Здесь мы рассмотрим модели, когда $\varepsilon_{min} > 0$. В этом случае будет происходить фазовый переход первого рода со скачком плотности, который определяется из условия Гиббса: равенства химических потенциалов и давления

$$\mu_1 = \mu_2, \quad P_1 = P_2 \equiv P_0. \tag{6}$$

Если иметь в виду, что $\mu = (P + \rho)/n$, то из (2) можно получить, что в точке перехода должно выполняться соотношение [19]

$$\varepsilon(n_2) - \varepsilon(n_1) = P_0(1/n_1 - 1/n_2). \tag{7}$$

В [9] на основе одной из первых моделей пионного конденсата было рассмотрено уравнение состояния со скачком плотности, на основе которого вычислены модели нейтронных звезд. Если подставить из табл. 2 этой работы данные точки перехода в (7), то можно заметить, что они не удовлетворяют этому соотношению, т. е. определены ошибочно.

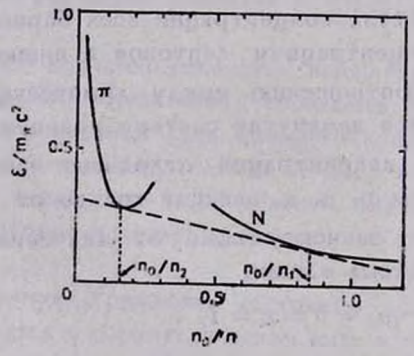

Рис. 1. Построение Максвелла в случае уравнения состояния PN, $a = 0.475$. n_0 — ядерная плотность.

Параметры точки перехода можно определить и графически из построения Максвелла, которое для одного варианта уравнения состояния приведено на рис. 1. В табл. 1 для трех вариантов приведены уравнения состояния, использованные в настоящей работе. В табл. 2 для этих уравнений состояния приведены значения характерных параметров в точке фазового перехода (скачка плотности).

Таблица 1

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

PN, $a=0.475$			BJ, $a=0.411$			BJ, $a=0.5$		
n Φ^{-3}	ρ 10^{15}г/см^3	P 10^{35}дин/см^2	n Φ^{-3}	ρ 10^{15}г/см^3	P 10^{35}дин/см^2	n Φ^{-3}	ρ 10^{15}г/см^3	P 10^{35}дин/см^2
0.05	0.084	0.005	0.10	0.169	0.017	0.10	0.169	0.017
0 07	0.118	0.008	0.15	0.255	0.045	0.15	0.255	0.045
0.09	0.153	0.012	0.20	0.342	0.093	0.20	0.342	0.093
0.11	0.187	0.017	0.25	0.433	0.164	0.25	0.433	0.164
0.13	0.221	0.023	0.30	0.524	0.261	0.30	0.524	0.261
0.15	0.256	0.030	0.40	0.715	0.530	0.32	0.568	0.317
0.17	0.290	0.038	0.47	0.845	0.831	0.65	1.180	0.317
0.19	0.325	0.050	0.68	1.280	0.831	0.70	1.275	0.448
0.20	0.338	0.055	0.70	1.318	0.894	0.80	1.470	0.757
0.98	1.713	0.055	0.80	1.532	1.340	0.90	1.665	1.137
1.00	1.736	0.083	0.90	1.748	1.874	1.00	1.867	1.658
1.10	1.913	0.374	1.00	1.968	2.490	1.10	2.075	2.260
1.25	2.163	1.001	1.10	2.202	3.363	1.25	2.402	3.432
1.40	2.464	1.824	1.25	2.559	4.856	1.40	2.742	4.899
1.55	2.757	2.924	1.40	2.943	6.685	1.50	2.982	6.153
1.70	3.061	4.340	1.50	3.211	8.203	1.70	3.490	8.859
1.90	3.493	6.566	1.70	3.777	11.493	2.00	4.328	14.517
2.10	3.952	9.404	2.00	4.736	18.162	2.50	5.977	27.971
2.30	4.446	12.916	2.50	6.602	33.667			
2.60	5.255	19.081						
2.90	6.154	26.756						

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

Ур-е состояния	n_1 Φ^{-3}	ρ_1 10^{15}г/см^3	n_2 Φ^{-3}	ρ_2 10^{15}г/см^3	P_0 10^{35} дин/см^2	$\lambda=\frac{\rho_2}{\rho_1+P_0/c^2}$
PN, $a=0.475$	0.198	0.338	0.985	1.713	0.546	4.98
BJ, $a=0.411$	0.471	0.845	0.674	1.280	8.311	1.36
BJ, $a=0.5$	0.322	0.568	0.655	1.180	3.166	1.96

3. Основные уравнения. Для нахождения основных параметров сферически-симметрических сверхплотных звезд необходимо проинтегрировать релятивистские уравнения звездного равновесия (уравнения Толмена—Оппенгеймера—Волкова, «TOV») [21], дополненные уравнениями для

определения релятивистского момента инерции I [13, 22]. Система этих уравнений имеет вид

$$dP/dr = -0.5\, r_g m r^{-2}(P+\rho)(1+br^3P/m)/(1-r_g m/r), \tag{8}$$

$$dm/dr = b\rho r^2, \tag{9}$$

$$dm_0/dr = b\rho_0 r^2/(1-r_g m/r)^{1/2}, \tag{10}$$

$$dm_p/dr = b\rho r^2/(1-r_g m/r)^{1/2}, \tag{11}$$

$$d\nu/dr = r_g m r^{-2}(1+br^3P/m)/(1-r_g m/r), \tag{12}$$

$$d\omega/dr = 3r_g l r^{-4} e^{\nu/2}/(1-r_g m/r)^{1/2}, \tag{13}$$

$$dl/dr = 2/3\, b\omega\rho r^4 (1+P/\rho)\, e^{-\nu/2}/(1-r_g m/r)^{1/2}. \tag{14}$$

Здесь P, ρ и ρ_0 определяются через (1) — (3), $m(r)$ — накопленная в сфере радиуса r масса, $m(R) \equiv M$, где M — полная масса звезды, R — ее радиус, который определяется из условия $P(R) = 0$. При этом $M_0 \equiv m_0(R) = m_n A$, где A — полное число барионов в звезде. $M_p \equiv m_p(R)$ — собственная масса. Через эту величину в ньютоновском пределе определяется как гравитационная энергия E_G $\left(E_G = M - M_p,\ E_G = -(G/c^2)\int_0^M m(r)\,dm/r\right)$, так и полная внутренняя энергия E_{in} $\left(E_{in} = M_p - M_0,\ E_{in} = 1/c^2 \int_0^R n\varepsilon dv\right)$. Метрический коэффициент $g_{00}(r)$ $(ds^2 = g_{ik}\,dx^i\,dx^k)$ связан с функцией $\nu(R)$, определяемой (12) соотношением

$$g_{00}(r) = (1 - r_g M/R)\, e^{\nu(r)-\nu(R)}. \tag{15}$$

Через (15) можно вычислить красное смещение

$$z = \Delta\lambda/\lambda = [g_{00}(r)]^{-1/2} - 1. \tag{16}$$

Уравнения (13) и (14) служат для определения релятивистского момента инерции I [12]

$$I = l(R)/\Omega, \tag{17}$$

где

$$\Omega = \omega(R)\, e^{-\nu(R)}(1 - r_g M/R)^{1/2} + r_g l(R)/R^3. \tag{18}$$

Укажем, что в работе [12] в (13) вместо коэффициента 3 ошибочно написано 1/2.

В (8) — (14) P, ρ и ρ_0 выражены в системе единиц (5), m, m_0, m_p — в солнечных массах $M_\odot$, r — в км, момент инерции I в $M_\odot$км^2 (т. е. в единицах $1.989\cdot10^{43}$ г·см^2). Коэффициент $r_g = 2GM_\odot/c^2 = 2.949$ км — гравитационный радиус Солнца. Возникновение этого коэффициента в (8) — (14) очевидно и не требует отдельных объяснений. Коэффициент $b = 5.546\cdot10^{-4}$ и обусловлен следующим. Рассмотрим для примера сомножитель выражения (8), который содержит этот коэффициент: $1 + br^3P/m$. Если пользоваться системой CGS, то имеем $1 + 4\pi r^3P/mc^2$. Следовательно $b = 4\pi r_n^3P_n/M_nc^2$, где r_n, P_n и M_n — переводные коэффициенты от CGS к используемой системе единиц. Подставляя значения переводных коэффициентов $r_n = 10^5$, $M_n = 1.989\cdot10^{33}$, $P_n = m_\pi c^2/\lambda\!\!\!^{-3}_\pi = 7.9\cdot10^{34}$ ($\lambda\!\!\!^{-}_\pi = h/m_\pi c^2$) в выражении b получим: $b = 5.546\cdot10^{-4}$. Аналогично можно объяснить возникновение этого коэффициента в остальных уравнениях системы (8) — (14).

Интегрирование начинается с центра конфигурации при $r = 0$, где в качестве начального условия задается значение давления $P(0)$ и из уравнения состояния ему соответствующие значения $\rho(0)$ и $\rho_0(0)$, а также условия $m(0) = m_0(0) = m_p(0) = \nu(0) = l(0) = 0$. Значение $\omega(0)$ задается произвольно, например $\omega(0) = 1$. Интегрирование заканчивается при $r = R$, когда $P(R) = 0$.

4. *Результаты расчета.* Вычисления были проведены для трех серий моделей согласно уравнениям состояния, данные которых приведены в табл. 1. В табл. 3 в зависимости от центральных значений плотности ρ_c и концентрации барионов n_c приведены значения радиуса R, полной массы M, массы покоя M_0, собственной массы M_p, релятивистского момента инерции I, красного смещения с поверхности звезды z_s. Последние два столбца дают значения массы M_c и радиуса R_c центрального ядра звезды, где ядерное вещество содержит пионный конденсат.

Из табл. 3 следует, что для варианта PN, $a = 0.475$ максимальная масса меньше $1.36\ M_\odot$ — наиболее точно определенной в настоящее время массы пульсара (PSR 1913+16, $M/M_\odot = 1.43 \pm 0.07$). Поэтому эта серия может служить лишь теоретической иллюстрацией.

Для варианта BJ, $a = 0.411$ максимальная масса оказывается равной $M_{max}/M_\odot = 1.45$. В [12] для этого набора ядерных констант ($f^2 = 0.822$, $\gamma = 0.5$), $M_{max}/M_\odot = 1.59$ (вариант BJI+b по обозначениям [12]). Различие обусловлено тем фактом, что в указанной работе в выражении для энергии пионного конденсата не учтено наличие лептонов, о котором го-

ворилось выше. Таким образом, учет лептонов может значительно понизить значение максимальной массы.

Таблица 3

ρ_c 10^{15} г/см^3	n_c Ф$^{-3}$	R км	M $M_\odot$	M_0 $M_\odot$	M_p $M_\odot$	I $M_\odot \cdot$км^2	z_s	M_c $M_\odot$	R_c км
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Уравнение Пандхарипанде, a=0.475									
0.325	0.190	18.374	0.257	0.260	0.263	11.813	0.021	—	—
0.337	0.197	17.846	0.261	0.264	0.268	11.320	0.022	—	—
1.736	1.000	18.574	0.252	0.254	0.258	11.749	0.021	0.002	0.819
1.806	1.038	20.430	0.211	0.213	0.216	11.698	0.016	0.020	1.769
1.878	1.121	18.567	0.169	0.170	0.170	6.489	0.014	0.046	2.306
1.957	1.123	12.632	0.149	0.149	0.153	1.808	0.018	0.083	2.794
2.025	1.161	9.365	0.168	0.170	0.175	1.256	0.028	0.122	3.156
2.093	1.198	7.972	0.199	0.202	0.209	1.378	0.039	0.160	3.439
2.464	1.398	6.378	0.402	0.421	0.439	3.732	0.108	0.374	4.445
3.952	2.098	6.234	0.991	1.152	0.225	15.798	0.372	0.978	5.616
7.151	3.196	5.821	1.238	1.519	1.701	20.819	0.638	1.231	5.504
10.329	3.996	5.503	1.239	1.520	1.768	19.344	0.725	1.234	5.246
15.510	4.994	5.191	1.196	1.444	1.755	16.751	0.766	1.192	4.963
22.201	5.993	4.968	1.147	1.357	1.712	14.583	0.770	1.144	4.753
Уравнение Бете-Джонсона, a=0.411									
0.514	0.321	17.772	0.803	0.848	0.867	39.298	0.074	—	—
0.617	0.379	16.156	0.950	1.013	1.042	46.083	0.100	—	—
0.756	0.463	14.740	1.150	1.247	1.294	56.125	0.140	—	—
0.771	0.472	14.621	1.171	1.271	1.321	57.194	0.144	—	—
1.211	0.704	14.560	1.172	1.272	1.323	56.777	0.145	0.011	1.584
1.548	0.875	13.418	1.175	1.275	1.348	48.355	0.161	0.241	4.297
2.011	1.100	11.784	1.236	1.346	1.464	42.031	0.197	0.568	5.480
2.688	1.400	10.261	1.342	1.479	1.665	39.697	0.248	0.896	6.060
3.449	1.700	9.312	1.412	1.572	1.820	38.424	0.307	1.093	6.200
4.325	2.000	8.644	1.443	1.615	1.920	36.604	0.374	1.201	6.150
4.939	2.180	8.295	1.448	1.621	1.961	35.119	0.435	1.240	6.071
5.809	2.435	7.951	1.443	1.613	1.990	33.249	0.467	1.266	5.963
7.389	2.818	7.519	1.419	1.577	2.002	30.204	0.502	1.276	5.775
8.163	3.000	7.370	1.406	1.556	1.999	28.973	0.512	1.273	5.697

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Уравнение Бете-Джонсона, $a=0.5$									
0.317	0.185	32.862	0.546	0.560	0.567	69.320	0.025	—	—
0.524	0.300	18.796	0.741	0.779	0.794	36.940	0.064	—	—
1.237	0.679	17.846	0.780	0.821	0.841	37.143	0.071	0.016	1.833
1.342	0.734	17.473	0.744	0.781	0.803	32.100	0.067	0.068	2.958
1.442	0.786	16.768	0.724	0.760	0.785	27.977	0.069	0.125	3.590
1.867	1.000	12.854	0.775	0.816	0.865	19.935	0.103	0.408	5.106
2.075	1.100	11.598	0.841	0.892	0.956	20.010	0.128	0.537	5.493
2.401	1.250	10.336	0.955	1.028	1.116	21.736	0.172	0.718	5.888
2.742	1.400	9.565	1.059	1.156	1.270	23.913	0.219	0.868	6.114
2.982	1.500	9.166	1.124	1.238	1.370	25.362	0.251	0.957	6.208
3.490	1.700	8.633	1.216	1.359	1.524	27.407	0.308	1.082	6.286
4.328	2.000	8.036	1.308	1.487	1.703	29.001	0.387	1.209	6.261
5.977	2.500	7.363	1.366	1.571	1.863	28.632	0.486	1.299	6.064
7.999	3.000	6.897	1.362	1.565	1.918	26.500	0.547	1.311	5.823

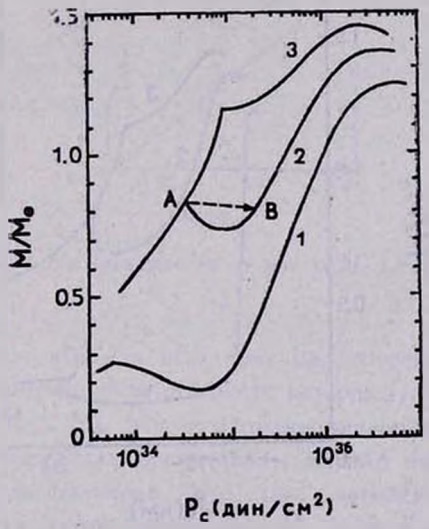

Рис. 2. Зависимость массы M звезды от центрального давления P_c. 1 — PN $a=0.475$; 2 — BJ. $a=0.5$; 3 — BJ, $a=0.411$.

Так как для рассматриваемых моделей в уравнении состояния плотность имеет скачок, то удобно рассматривать зависимость интегральных параметров от центрального давления. На рис. 2 приведена зависимость

массы от центрального давления. Заметим, что вид этих кривых в области рождения пионного конденсата зависит от значения параметра λ, который в ньютоновском приближении определяется как $\lambda = \rho_2/\rho_1$ [3], а в случае релятивистских моделей [23]

$$\lambda = \rho_2/(\rho_1 + \rho_0), \tag{19}$$

где ρ_1, ρ_2 и P_0 — значения плотности и давления в точке фазового перехода. Если $\lambda > 3/2$ (в нашем случае это PN, $\alpha = 0.475$ и BJ, $\alpha = 0.5$), то на устойчивой ветви нейтронных звезд образуется дополнительный максимум — область неустойчивости. Конфигурации, для которых $dM/dP_c < 0$,— неустойчивы. Это явление может привести к весьма интересным наблюдательным проявлениям типа взрыва сверхновых. Действительно, конфигурация, находящаяся у дополнительного максимума (точка A на рис. 2) неустойчива по отношению к увеличению общего числа барионов, которое может произойти, например, из-за аккреции. Такая модель должна сжаться и перейти на устойчивую ветвь кривой. При этом выделится энергия, равная разности масс этих моделей: $\Delta\varepsilon = M_A - M_B$, $M_0 = \text{const}$. Эта энергия сильно зависит от вида уравнения состояния.

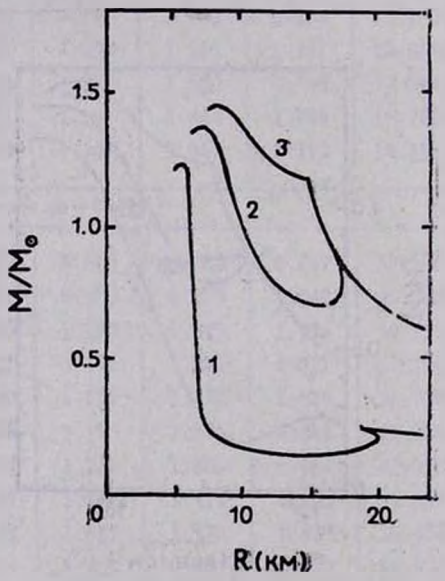

Рис. 3. Зависимость массы M звезды от радиуса R. 1 — PN, $\alpha = 0.475$; 2 — BJ, $\alpha = 0.5$; 3 — BJ, $\alpha = 0.411$.

Так, для варианта BJ, $\alpha = 0.5$ (кривая 2 на рис. 2) $\Delta\varepsilon \approx 7.4 \cdot 10^{50}$ эрг, $M_0 = 0.85\, M_\odot$. В [4—6] была рассмотрена динамика этого процесса и вычислено время сжатия, которое оказывается порядка $\tau_{ff} \sim 10^{-4}$ с.

Для исследования устойчивости сверхплотных звезд представляет интерес рассмотрение зависимости массы от радиуса, которая приведена на рис. 3. Из этого рисунка видно, что в точке образования пионного конденсата (скачка плотности) образуется острый пик и общий ход кривой $M(R)$ зависит от значения параметра λ. Для устойчивых нейтронных звезд с фазовым переходом при росте массы радиус уменьшается.

На рис. 4 изображена зависимость момента инерции от массы. Острый пик этих кривых также обусловлен рождением пионного конденсата. Укажем, что наличие пионного конденсата приводит к значительному уменьшению момента инерции по сравнению с обычными нейтронными звездами.

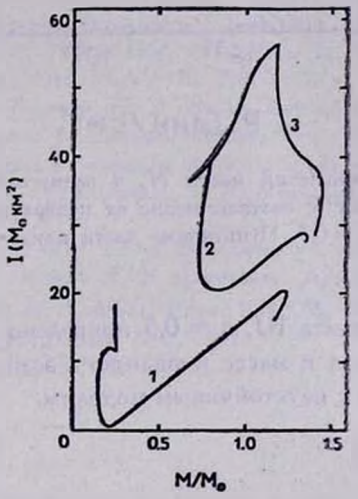

Рис. 4. Момент инерции I в зависимости от массы M. 1 — PN, $a = 0.475$; 2 — BJ, $a = 0.5$; 3 — BJ, $a = 0.411$.

Из табл. 3 следует, что для всех трех рассмотренных серий моделей в области фазового перехода — зарождения конденсатного ядра энергия связи отрицательна: $M < M_0$. Мы это подчеркиваем в той связи, что в работе [12], где впервые были исследованы модели нейтронных звезд со скачком плотности, было получено, что при зарождении конденсатного ядра энергия связи имеет аномальный знак: $M > M_0$. Если бы этот результат был правильным, то такие модели не могли бы осуществляться в природе, и весь тот механизм энерговыделения при сжатии предельной нейтронной звезды (точка A на рис. 2), о котором говорилось выше, был бы исключен. Наш расчет энергии связи говорит о том, что результат [12] нереален, а может и ошибочен.

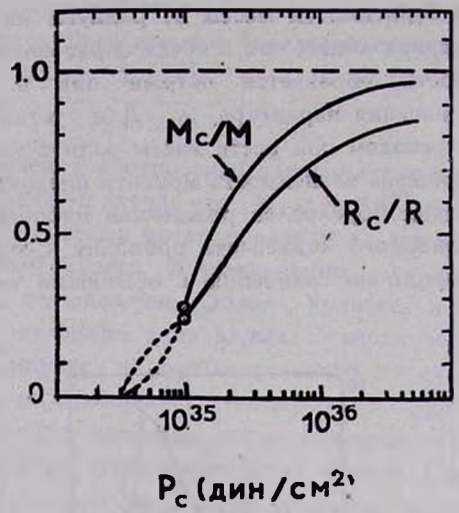

Рис. 5. Зависимость отношений массы M_c и радиуса R_c конденсированного ядра к полной массе M и радиусу R соответственно от центрального давления ρ_c в случае уравнения состояния BJ, $a = 0.5$. Пунктирные части кривых соответствуют неустойчивым конфигурациям.

На рис. 5 для варианта BJ, $a = 0.5$ приведено отношение массы и радиуса конденсатного ядра к массе и радиусу всей звезды. Пунктирная часть кривых относится к неустойчивым моделям.

Ереванский государственный
университет

NEUTRON STARS

Yu. L. VARTANIAN, G. B. ALAVERDIAN

Neutron stars in which the presence of pion-condensate causes first-order phase transition are investigated. Calculations are done for two equations of state of nucleon components. For pion condensate we use a model of developed condensate in which the presence of degenerated electron and μ^- mesons is considered. Calculations have been made for various sets of nuclear constants. The mass, the total number of baryons, the binding energy, the relativistic moment of inertia and the red shift are calculated depending on the central density of three series of neutron stars with density jumps.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Б. Мигдал*, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 2209, 1971.
2. *R. F. Sawyer*, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972;
   R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Phys. Rev., D7, 953, 1972.
3. *W. H. Ramsey*. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 110, 325, 1950.
4. *A. B Migdal, A. J. Chernoutsan, I. N. Mitshustin*, Phys. Lett., 83B. 158, 1979.
5. *P. Haensel, M. Proszynski*, Phys. Lett., 96B, 233, 1980.
6. *Ю. А. Березин, О. Е. Дмитриева, Н. Н. Яненко*, Письма в Астрон. ж., 8, 86, 1982.
7. *C. Alcock, E. Farhi, A. Olinto*, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
8. *P. Haensel, J. L Zdunik, R. Shaeffer*, Astrophys. J., 160, 121, 1986.
9. *H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Cooperstein*, Nucl. Phys. A462, 791, 1987.
10. *J. B. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino*, Astrophys. J., 199, 471, 1975.
11. *O. Maxwell*, Phys. Lett., 62B. 159, 1976.
12. *P. Haensel, M. Proszynski*, Astrophys. J., 258, 306, 1982.
13. *G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland*, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
14. *V. R. Pandharipande*, Nucl. Phys., 170, 290, 1971.
15. *R. C. Malone, M. B. Johnson, H. A. Bethe*, Astrophys. J., 199, 741, 1975.
16. *D. Campbell, R. Dashen, J. Manassah*, Phys. Rev., D12, 979, 1010, 1975.
17. *А. Б. Мигдал*, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
18. *Д. Н. Воскресенский, Г. А. Сорокин, А. И. Черноуцан*, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 25, 495, 1977.
19. *Г. С. Аджян, А. С. Арутюнян, Ю. Л. Вартанян*, Уч. зап. Ереван. ун-та, 3, 78, 1982.
20. *Ю. Л. Вартанян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян*, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
21. *J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff*, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
22. *J. B. Hartle*, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
23. *З. Ф. Сеидов*, Астрон. ж., 253, 908, 1971.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6—337:539.12

ЭЖЕКЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ИЗ ПОВЕРХНОСТИ ПУЛЬСАРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

С. В. БОГОВАЛОВ, Ю. Д. КОТОВ

Поступила 18 июля 1988
Принята к печати 20 августа 1988

Методом Монте-Карло рассчитаны характеристики каскада, инициируемого первичной частицей с энергией 10^{12}—10^{13} эВ, влетающей в вещество плотностью 10^{6} г/см^3 вдоль магнитного поля напряженностью $\sim 5\cdot 10^{12}$ Гс. В отличие от каскада в обычном веществе в рассматриваемых условиях, характерных для коры нейтронных звезд, элементарные процессы существенно модифицируются при больших энергиях за счет эффекта Ландау-Померанчука, а при малых становится существенным синхротронное излучение. Показано, что в результате действия этих процессов максимум каскада оказывается в несколько раз глубже, чем в обычном веществе. Дана оценка на коэффициент выбивания позитронов из поверхности. При энергии первичной частицы 10^{13} эВ он оказался равным ~ 1.

1. *Введение.* При вращении нейтронной звезды с магнитным полем 10^{12} Гс вблизи ее поверхности генерируются электрические поля, способные ускорять частицы до энергий $\sim 10^{13}$ эВ. Электроны (или позитроны) такой энергии, двигаясь в криволинейном магнитном поле с радиусом кривизны $\sim 10^7$ см, излучают изгибные фотоны [1], энергии которых достаточно для рождения в магнитном поле e^+e^--пар. Затем эти пары генерируют жесткое синхротронное излучение, которое, в свою очередь, также конвертирует в e^+e^--пары. В магнитосфере пульсара развивается электромагнитный каскад. Его свойства в основном и определяют характеристики наблюдаемого излучения.

Поскольку каскад развивается в области, где компонент электрического поля вдоль магнитного отличен от нуля, то часть частиц будет развернута электрическим полем и ускорена в сторону поверхности. Электрический заряд частиц этого обратного тока противоположен заряду основного потока от пульсара. Роль обратного тока чрезвычайно важна для всех существующих на сегодняшний день моделей пульсаров. Условно их можно разделить на два типа в зависимости от знака заряда частиц, уско-

ряемых от пульсара. Если величина $(\vec{\Omega}\,\vec{\mu}) > 0$, где $\vec{\Omega}$ — вектор угловой скорости вращения звезды, $\vec{\mu}$ — вектор магнитного момента, то от звезды будут ускоряться электроны. Согласно модели Аронса [2], рассматривавшего эту ситуацию, обратный ток позитронов будет нагревать поверхность до температур 10^6 К, достаточных для практически свободной эмиссии электронов из поверхности. В противоположном случае, когда $(\vec{\Omega}\,\vec{\mu}) < 0$, пульсар эжектирует положительно заряженные частицы. Эжекция ионов не будет приводить к генерации e^+e^--плазмы, так как они из-за малого лоренц-фактора не способны генерировать достаточно жесткие фотоны. Весьма вероятно, что из-за большой энергии связи с кристаллической решеткой ионы вообще не будут вырываться из поверхности [3, 4]. Поэтому в этой модели необходим механизм постоянного рождения позитронов над поверхностью звезды.

Модель пульсара с $(\vec{\Omega}\,\vec{\mu}) < 0$ была рассмотрена Рудерманом и Сазерлэндом в работе [5]. В настоящее время эта модель развита в работах Гуревича, Бескина и Истомина [6—8]. Показано, что позитроны над поверхностью пульсара будут генерироваться обратным пучком ультрарелятивистских электронов с энергией $\sim 10^{13}$ эВ за счет двух механизмов. Во-первых, позитроны будут рождаться над поверхностью за счет процессов конверсии изгибных фотонов. Во-вторых, позитроны будут рождаться при взаимодействии пучка с поверхностью пульсара. Эта вторая возможность анализируется в данной работе.

Конкретный механизм образования позитронов над поверхностью звезды был предложен Джонсом [9] и состоит в следующем. Электроны, ускоренные электрическим полем в сторону поверхности, падают на плотное вещество коры нейтронной звезды. В этом веществе, представляющем собой, вероятнее всего, железо [10], развивается электромагнитный каскад. Фотоны каскада за счет фотоядерного поглощения возбуждают ядра железа. Снятие возбуждения происходит в основном за счет испускания нейтронов. Эти нейтроны замедляются, диффундируют и затем захватываются ядром Fe^{56}. В результате образуется возбужденное ядро Fe^{57}, переходящее в основное состояние испусканием фотонов с энергией 1—7 МэВ. Если захват нейтрона происходит вблизи поверхности, то фотоны могут вылетать из вещества. При выполнении условия $E_\gamma \sin(\theta) \geqslant 2mc^2$, где θ — угол между импульсом фотона и направлением магнитного поля, они будут образовывать e^+e^--пары, обеспечивая тем самым, стационарный режим генерации частиц высокой энергии в пульсаре.

Для построения количественной самосогласованной модели пульсаров необходимо знать характеристики каскада в веществе нейтронной звезды.

Обычные расчеты развития электромагнитных ливней не применимы в условиях нейтронной звезды по двум причинам: во-первых, из-за высокой плотности вещества эффекты поляризации среды и Ландау—Померанчука сказываются на всем ходе развития каскада; во-вторых, присутствие сильного магнитного поля приводит к возникновению синхротронного излучения, при определенных условиях превышающего тормозное [11].

Ранее исследование каскада в такой среде и последующего переноса нейтронов проводилось в работах [9, 12], но там предполагалось, что каскад развивается обычным образом. Учет магнитного поля был произведен уменьшением радиационной длины в два раза. Влияние многократного рассеяния на тормозное излучение и образование e^+e^--пар не учитывалось. На необходимость учета этого эффекта указано в работе Розенталя и Усова [13]. По их оценкам эффект Ландау—Померанчука может существенно изменить характеристики электромагнитного каскада и, соответственно, выход вторичных частиц из вещества.

В данной работе методом Монте-Карло проведено моделирование электромагнитных ливней, инициированных ультрарелятивистскими электронами в коре нейтронной звезды с магнитным полем $4.4 \cdot 10^{12}$ Гс. Рассмотрены рождение нейтронов в фотоядерных процессах и их последующий перенос. Вычислено альбедо фотонов и количество позитронов, рождающихся этими фотонами вблизи поверхности звезды.

2. *Процессы генерации фотонов и e^+e^--пар в плотном веществе в сильном магнитном поле.* 1) *Тормозное излучение.* Плотность вещества в поверхностном слое нейтронной звезды определяется, в основном, магнитным полем. Согласно [4], зависимость концентрации ядер от напряженности магнитного поля B дается выражением $n = 4.74 \times 10^{25}\ (Z/26)^{-3/5}\ (B/10^{12}\ \text{Гс})^{6/5}\ (1/\text{см}^3)$. В [14] получено несколько иное значение для концентрации $n = 1.5 \times 10^{25} \times (Z/26)^{-1}\ (B/10^{12}\ \text{Гс})^{3/2}\ (1/\text{см}^3)$. Однако обе эти формулы дают примерно одинаковые значения плотности, составляющие при $B = 0.1 \times B_c$ ($B_c = 4.43 \times 10^{13}$ Гс) около $1 \div 3 \cdot 10^4$ г/см^3. При моделировании каскада мы полагали плотность вещества ρ равной 2×10^4 г/см^3, напряженность магнитного поля $B = 0.1 \times B_c$, а $Z = 26$.

При энергии электронов $E = 10^{12-13}$ эВ и указанной плотности вещества процесс тормозного излучения существенно модифицируется за счет двух факторов. Первый фактор связан с поляризацией среды [15, 16]. Второй связан с подавлением излучения за счет многократного рассеяния электрона (эффект Ландау—Померанчука). Вероятность тормозного излучения в среде с учетом многократного рассеяния и поляризации среды имеет вид [17]

$$\frac{dw}{dx} = \frac{\psi(s)}{3L}\frac{dE_\tau}{E_\tau}\left[\frac{2(E^2+(E-E_\tau)^2)\Phi(s)}{E^2(1+(\hbar\omega_p E/E_\tau mc^2)^2)} + \left(\frac{E_\tau}{E}\right)^2 G(s)\right], \quad (1)$$

где $\Phi(s)$ и $G(s)$ — функции Мигдала

$$\Phi(s) = 12s^2\int_0^\infty \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2}\right)e^{-sx}\sin sx\,dx - 6\pi s^2,$$

$$G(s) = 24s^2\left(\frac{\pi}{2} - \int_0^\infty e^{-sx}\frac{\sin sx}{\operatorname{sh} sx}\,dx\right), \quad (2)$$

а параметр s равен

$$s = (1+(\hbar\omega_p E/E_\tau mc^2)^2)\sqrt{\frac{(mc^2)^3 E_\tau L}{8\pi\varepsilon_s^2 E(E-E_\tau)\psi(s)}}. \quad (3)$$

Функция $\psi(s)$ имеет вид:

$$\psi(s) = \begin{cases} 2; & s < s_1 = (190Z^{-1/3})^{-2}, \\ 1+\ln s/\ln s_1; & s_1 < s < 1, \\ 1; & s \geqslant 1. \end{cases} \quad (4)$$

Во всех формулах L — радиационная длина, равная $1/(4\alpha n(zr_0)^2 \times \times \ln(190Z^{-1/3}))$, $\alpha = 1/137$, $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, $\lambda\!\!\!^{-}$ — комптоновская длина волны электрона, $\varepsilon_s = \sqrt{4\pi/\alpha}\,mc^2$. Функции $\Phi(s)$ и $G(s)$ при $s \geqslant 1$ стремятся к 1. При $\Phi(s) = G(s) = 1$ сечение (1) переходит в бете-гайтлеровское сечение тормозного излучения в пределе полного экранирования. При $s \leqslant 1$ $G(s) \sim s^2$, а $\Phi(s) \sim \sim 6s$. При выбранных параметрах задачи

$$s \simeq (1+(E/200E_\tau)^2)\sqrt{1.4\times 10^3\frac{E_\tau mc^2}{(E-E_\tau)E}}. \quad (5)$$

Поэтому при всех E_τ, кроме узкой области $(E-E_\tau)/E_\tau \sim 10^{-3}$, сечение будет существенно отличаться от бете-гайтлеровского. На рис. 1 сплошной линией показано спектральное распределение числа фотонов тормозного излучения, рассчитанного по формулам (1)—(3) для $Z = 26$, плотности 2.6×10^4 г/см^3, $E = 10^6$ МэВ. Там же для сравнения пунктирной линией показано распределения излучения в обычном веществе в приближении полного экранирования. При больших энергиях различие обусловлено эффектом Ландау—Померанчука, а при энергиях меньше 10^3 МэВ — эффектом поляризации среды.

2. *Синхротронное излучение.* В [11] было показано, что в среде с плотностью $\rho \leqslant 10^4$ г/см^3 в магнитном поле напряженностью 10^{12} Гс и при энергии электронов $\sim 10^4$ МэВ из-за многократного кулоновского рассеяния они генерируют синхротронное излучение более интенсивное, чем тормозное. При этом набираемый частицей поперечный импульс составляет около 10 mc, т. е. поперечное движение электрона является релятивистским. По-

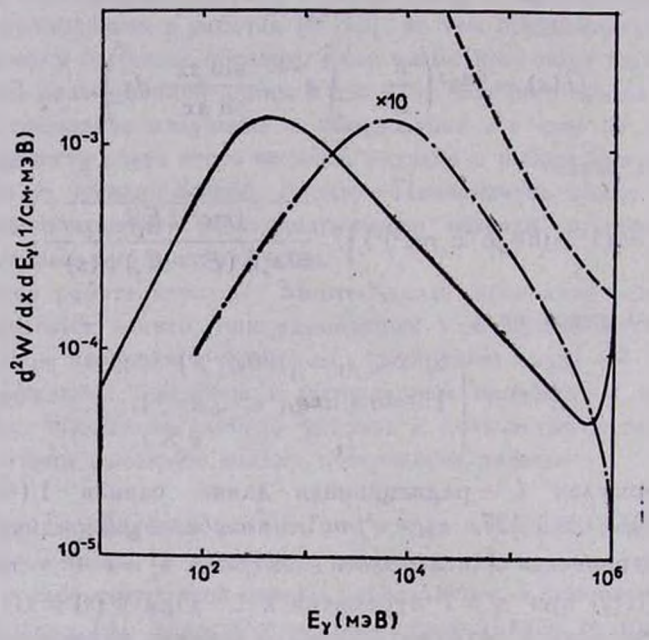

Рис. 1. Спектральное распределение фотонов, излучаемых электроном с энергией 10^6 МэВ в железе плотностью 2.6×10^4 г/см^3. Сплошная кривая — тормозное излучение. Пунктирная — тормозное излучение без учета эффектов Ландау—Померанчука. Штрих-пунктирная кривая — синхротронное излучение частицы с поперечным импульсом 10 МэВ/с.

этому для расчета использовалась формула для синхротронного излучения в квазиклассическом приближении [18], обобщенная нами на случай излучения в среде (учтена поляризация среды).

$$\frac{dw}{dx} = \frac{\alpha}{\sqrt{3\pi}} \frac{1}{\lambda} \frac{mc^2}{E} \frac{du}{(1+u)^2} \left| q^2 \int\limits_{\frac{2}{3}\frac{u}{\chi}q^3}^{\infty} K_{5/3}(y)\,dy + \frac{u^2}{(1+u)} K_{2/3}\left(\frac{2}{3}\frac{u}{\chi}q^3\right) \right|, \tag{6}$$

где $u = E_\gamma/(E - E_\gamma)$, $q^2 = 1 + (\hbar\omega_p E/E_\gamma mc^2)^2$,

$$\chi = BE \sin\theta/B_c mc^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m,$$

θ — угол между направлением движения электрона и вектором B. $K_{5/3}$ и $K_{2/3}$ — функции Макдональда порядка 5/3 и 2/3.

На рис. 1 штрих-пунктирной линией показано распределение синхротронного излучения, генерируемого частицей с энергией 10^6 МэВ и поперечным импульсом 10 МэВ/с в плотном веществе. Можно видеть, что в области энергий $E_\gamma < 10^3$ МэВ спектр фотонов существенно отличается от спектра фотонов синхротронного излучения в вакууме (в вакууме в этой области энергий спектр ведет себя как $E^{-2/3}$). Это отличие целиком обусловлено эффектом поляризации среды.

3) *Рождение e^+e^--пар на ядрах в плотной среде.* Вероятность рождения пары с энергией электрона E фотоном с энергией E_γ с учетом эффекта Ландау—Померанчука имеет вид [17]

$$\frac{dw}{dx} = \psi(s)\frac{dE}{3E_\gamma L}\left\{G(s) + 2\left(\left(\frac{E}{E_\gamma}\right)^2 + (1 - E/E_\gamma)^2\right)\Phi(s)\right\}. \qquad (11)$$

Здесь s определяется формулой

$$s = \sqrt{(mc^2)^3 E_\gamma L/8\pi\varepsilon^2 E(E_\gamma - E)\psi(s)}, \qquad (12)$$

а функции $\Phi(s)$ и $G(s)$, $\psi(s)$ выражениями (2) и (4). Вероятность (11) получена в приближении полного экранирования. Однако при расчете пробега фотона сечение рождения пары рассчитывалось нами с корректным учетом экранирования атомов и эффекта Ландау—Померанчука. Деформация атомных оболочек магнитным полем при этом не учитывалась [4]. По нашим оценкам последний эффект приводит к изменению радиационной длины не более чем на 25% из-за изменения кулоновского логарифма.

На рис. 2 показана зависимость вероятности образования пары на единице длины в железе с $\rho = 2.6 \cdot 10^4$ г/см^3 от энергии фотона. При малых энергиях сечение ведет себя как в обычном веществе: имеется логарифмический рост с выходом на плато, отвечающему полному экранированию атома. При энергиях $E_\gamma \geqslant 10^3$ МэВ начинает влиять многократное рассеяние пары на процесс рождения. В результате происходит уменьшение сечения. При энергии $E_\gamma = 10^6$ МэВ оно уменьшается почти в три раза по сравнению с максимальным.

Эффект Ландау—Померанчука существенно сказывается и на распределении энергии между компонентами пары. На вставке к рис. 2 показано распределение позитронов, рожденных гамма-квантами с энергией 10^6 МэВ по величине E/E_γ. Там же показано распределение в пределе полного экранирования в обычном железе. Оба распределения нормированы на единицу. Видно, что из-за эффекта Ландау—Померанчука увеличивается вероят-

ность передачи одному из компонентов пары почти всей энергии начального фотона. Однако это увеличение не столь значительно, как считалось в работе [13], где авторы полагали, что вероятность образования пары с энергиями, удовлетворяющими условию

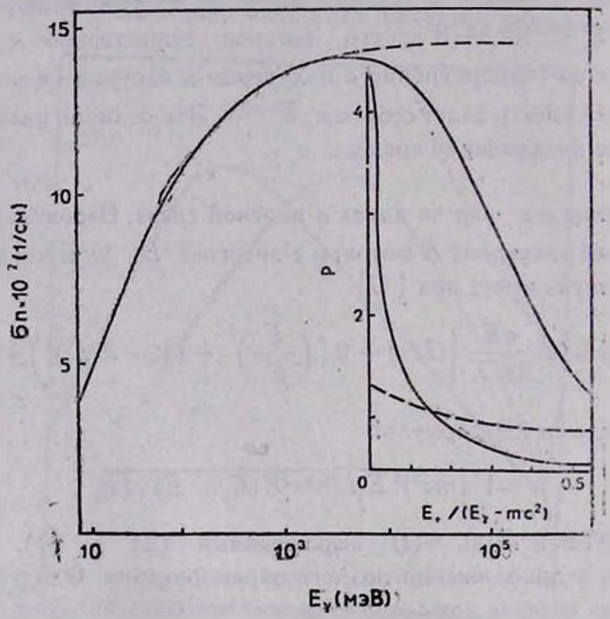

Рис. 2. Зависимость вероятности рождения e^+e^--пары на единице длины от энергии фотона в железе плотностью 2.6×10^4 г/см^3. Пунктирная линия — та же зависимость для обычного железа. На вставке показано распределение компонентов пары по энергии для фотона с энергией 10^6 МэВ. Пунктир — распределение для обычного вещества в пределе полного экранирования. Площади под кривыми нормированы на 1.

$$(1 - E/E_\gamma)\, E/E_\gamma > (mc^2)^3 L/8\lambda e_s^2 E_\gamma, \qquad (13)$$

пренебрежимо мала.

4) *Многократное рассеяние электронов.* Как уже отмечалось, синхротронное излучение в данной задаче возникает вследствие появления ненулевого питч-угла у электронов за счет многократного рассеяния [11]. Для его моделирования использовалось распределение Мольера [19] с учетом трех членов разложения

$$f(\tilde{\theta}) = \left(\frac{\sin\tilde{\theta}}{\tilde{\theta}}\right)^{1/2} \tilde{\theta} \left\{ f^{(0)}(\tilde{\theta}) + \frac{1}{B_*} f^{(1)}(\tilde{\theta}) + \frac{1}{B_*^2} f^{(2)}(\tilde{\theta}) \right\}, \qquad (14)$$

где $f^{(0)}(\tilde{\vartheta}) = 2e^{-\tilde{\vartheta}}$, а $f^{(1)}(\tilde{\vartheta}) \sim f^{(2)}(\tilde{\vartheta}) \sim 1/\tilde{\vartheta}^4$ при $\tilde{\vartheta} \gg 1$. Угол рассеяния ϑ с $\tilde{\vartheta}$ связан соотношением $\vartheta = \tilde{\vartheta}/\sqrt{\gamma_c^2 B_*}$, где $\gamma_c = 4\pi n e^4 z(z+1)t/Ap^2(v/c)^2$, а величина B_* является решением уравнения

$$B_* - \ln B_* = \ln|6680t(z+1)z^{1/3}/(v/c)^2 A(1+3.33(z\alpha)^2)|. \qquad (15)$$

Здесь везде A — атомный номер вещества, t — пробег в г/см^2, p — импульс частицы.

5) *Возбуждение ядер гамма-квантами.* Возбуждение ядер происходит, в основном, при фотоядерном поглощении фотонов в области гигантского резонанса. Сечение этого процесса мы аппроксимировали функцией вида [20]

$$\sigma = \sigma_0 E^2\Gamma^2/((E^2 - E_0^2)^2 + E^2\Gamma^2), \qquad (16)$$

где согласно [21]

$$\sigma_0 = 60z(A-z)(1+0.1\times A^2/(A-z)z)\,zA\pi\Gamma\,(mbarn). \qquad (17)$$

Ширина резонанса составляет 6.1 МэВ для Fe^{56}, а величина $E_0 = 70\,A^{-1/3}$ [22].

6) *Распространение нейтронов и альбедо излучения.* Возбужденное ядро Fe^{56} в более чем 80% случаев испускает нейтроны. Энергия связи нейтрона в этом ядре составляет 11 МэВ. После испускания нейтрона ядро остается в возбужденном состоянии с энергией возбуждения 5.5 МэВ [10]. Начальная энергия нейтрона около 1.5 МэВ. При этой энергии основным каналом потерь энергии являются неупругие столкновения. После нескольких взаимодействий энергия нейтрона падает ниже 850 кэВ — энергии первого возбужденного уровня ядра Fe^{56}. Далее энергия нейтрона уменьшается только за счет упругих столкновений. Практически весь путь до поглощения нейтрон проходит, упруго рассеиваясь на ядрах вещества. Уравнение переноса нейтронов в диффузионном приближении и приближении непрерывных энергетических потерь имеет вид [23]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \Delta D(E_H)N - \tilde{\alpha}N - \frac{\partial}{\partial E_H}\dot{\varepsilon}(E_H)N + Q(t,\vec{r}), \qquad (18)$$

где $D(E_H) = \frac{1}{3}v/\sigma_{tr}n$ — коэффициент диффузии, $\tilde{\alpha}(E_H)$ — коэффициент поглощения нейтронов, $Q(t,\vec{r})$ — функция источника, $\dot{\varepsilon}(E_H)$ — скорость энергетических потерь. Значения для σ_{tr} и $\tilde{\alpha}$ взяты нами из [24].

На границе вещества поток нейтронов мы полагали равным нулю. Физически это означает, что все нейтроны, вылетевшие из вещества, разворачиваются гравитационным полем и возвращаются обратно в вещество. При этом влияние гравитационного поля на сам процесс диффузии в среде оказывается несущественным.

Для физики пульсаров важное значение имеет вопрос о температурной зависимости коэффициента выбивания позитронов. Наблюдаемая температура поверхности ряда пульсаров лежит в области 10^6—10^7 К [25]. В рассматриваемых условиях характеристики каскада не зависят от температуры, т. к. плотность тепловых фотонов слишком мала, чтобы процессы $\gamma+\gamma \to e^+e^-$ и обратное комптоновское рассеяние могли давать заметный вклад. Однако от температуры зависит перенос нейтронов в среде, поскольку имеется энергетическая зависимость коэффициента диффузии и вероятности захвата нейтрона. Для оценки температурной зависимости процесса переноса нейтронов мы полагали, что нейтрон замедляется до энергии $3/2\ \varkappa\ T$ ($\varkappa$ — постоянная Больцмана) и далее диффундирует с этой энергией.

Особенностью диффузии нейтронов в конденсированном веществе является возможность упругого рассеяния нейтрона на ядре без передачи ему энергии [26]. По нашим оценкам этот эффект в данной задаче не играет заметной роли и не учитывался.

В результате захвата нейтрона образуется возбужденное ядро Fe^{57}. Снятие возбуждения происходит за счет электромагнитных переходов с излучением линейчатого спектра в диапазоне от 1 до 7 МэВ [27]. При расчете вероятности выхода этих фотонов из вещества нами учитывались процессы фотопоглощения, комптоновского рассеяния и конверсии в e^+e^--пары как в поле ядра, так и в магнитном поле. Причем для вероятности конверсии фотонов в магнитном поле мы использовали выражение [28].

$$g = \frac{3\sqrt{3}}{16\sqrt{2}}\,\frac{\alpha}{\lambda}\,\frac{B}{B_c}\sin\theta\exp\left(-\frac{8}{3}\,\frac{B_c}{B}\,\frac{mc^2}{E_\gamma\sin\theta}\,f(E_\gamma,\ B)\right), \qquad (19)$$

учитывающее близость порога реакции. Здесь θ — угол между $\bar{B}$ и направлением движения фотона, а

$$f(E_\gamma,\ B) = 1 + 0.42 \times (E_\gamma \sin\theta/2mc^2)^{-2.7} \times B^{-0.0038}. \qquad (20)$$

3. *Обсуждение результатов. Астрофизические следствия.* Как уже отмечалось, по сравнению с каскадом в обычном веществе, тормозное излучение и рождение e^+e^--пар на ядрах при развитии каскада в коре нейтронной звезды с сильным магнитным полем оказываются заметно подавленными. Это существенно увеличивает глубину проникновения ливня. На

рис. 3 сплошной линией показано распределение числа гамма-квантов с энергией больше 10 МэВ в зависимости от глубины проникновения в единицах радиационной длины. Радиационная длина для принятых нами параметров задачи равна 0.7×10^{-3} см. Пунктирной линией показано такое же распределение, но для каскада в обычном веществе, рассчитанного в приближении A [29]. Действительно, максимум каскада находится на заметно большей глубине. Однако она значительно меньше 300 радиационных единиц, полученных для таких же параметров в [13]. Это связано с переоценкой в [13] доли энергии, которая может быть передана вторичной частице.

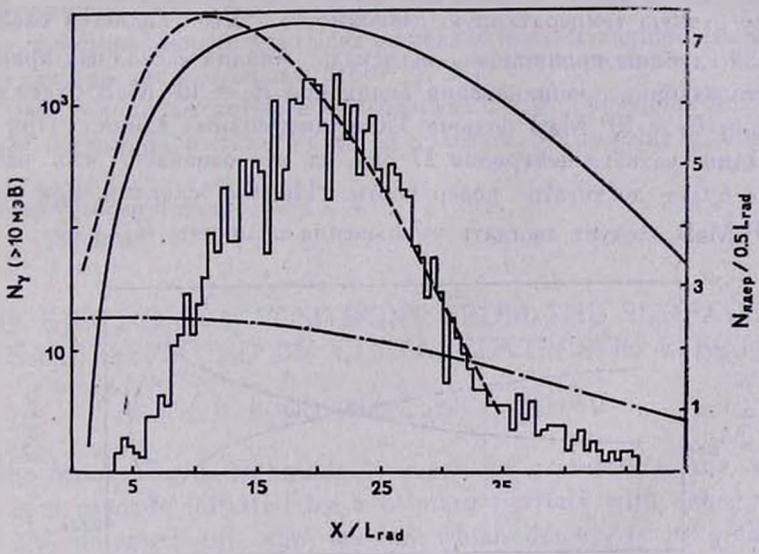

Рис. 3. Сплошная кривая — число фотонов с энергией больше 10 МэВ в ливне, инициированном электроном с энергией 10^6 МэВ. Пунктирная кривая — расчет в приближении A каскадной теории. Гистограмма — распределение возбужденных ядер Fe^{56}. Штрих-пунктирная кривая — распределение ядер Fe^{57}.

На рис. 3 приведена гистограмма, описывающая число возбужденных ядер Fe^{56}, в зависимости от глубины. При этом полное число ядер в диапазоне изменения энергии первичной частицы E_0 от 10^3 до 10^7 МэВ хорошо описывается законом $N_{яд} = 214\cdot(E_0 / 10^6$ МэВ). Наша оценка близка к полученной Джонсом $N_{яд} \sim 100$ при энергии первичного электрона $E_0 = 10^6$ МэВ [9]. Однако Джонс серьезно ошибся в оценке глубины проникновения каскада, полагая, что максимум числа фотонов находится на 5 радиационных единицах. В результате он получил коэффициент выбивания позитронов $K_B = 2\div3$ [12], а мы — на порядок меньше, $K_B \sim 0.2$ при $E_0 = 10^6$ МэВ.

Штрих-пунктирной линией на рис. 3 показано распределение возбужденных ядер Fe^{57}, образующихся в реакции (n, γ) после диффузии нейтронов при температуре $T = 10^6$ К. Максимум в распределении ядер Fe^{57} лежит вблизи границы вещества. Это является следствием выбранного нами граничного условия, отвечающего равному нулю потоку нейтронов через границу.

На рис. 4 показана температурная зависимость коэффициента выбивания K_B для двух значений энергии первичной частицы. Как видно, для $E_0 = 10^6$ МэВ $K_B \sim 0.2$, а для $E_0 = 10^7$ МэВ $K_B \sim 1$. Изменение этой величины с температурой составляет около 20%. Для различных энергий K_B имеет разную температурную зависимость. Это является следствием различной глубины проникновения каскада. Анализ каскадных кривых показал, что глубина проникновения ливня при $E_0 = 10^8$ МэВ будет больше 100, а при $E_0 = 10^9$ МэВ больше 350 радиационных единиц. При характерной длине захвата нейтронов 27 рад. ед. это означает, что нейтроны почти не будут достигать поверхности. Иными словами, при энергиях $E_0 > 10^7$ МэВ следует ожидать уменьшения величины K_B.

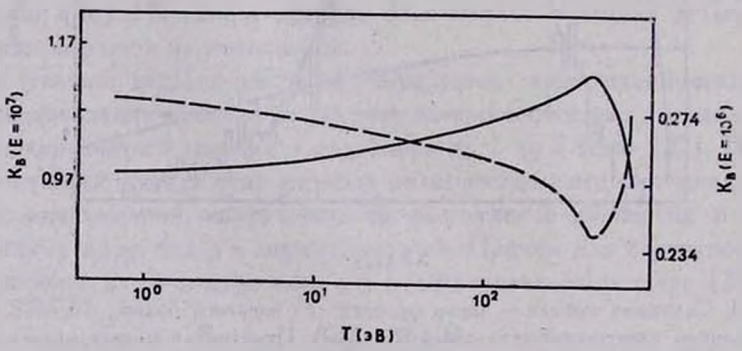

Рис. 4. Температурная зависимость K_B позитронов. Сплошная кривая — начальная энергия электрона 10^7 МэВ, пунктирная — 10^6 МэВ.

Величина K_B определяет по крайней мере две наблюдаемые характеристики пульсаров. Исходя из них, в работах [7, 30] была предпринята попытка оценить K_B на основе имеющейся астрофизической информации. В [7] была использована зависимость от K_B границы затухания пульсаров. Из нее получено, что $K_B \sim 10$—100. Однако эта граница зависит еще от целого ряда параметров, таких как угол наклона пульсара, величина магнитного поля и др., поэтому полученная оценка, возможно, не является вполне надежной.

Более достоверная величина K_B получается из сравнения энергии L_+, заключенной в пучке позитронов, эжектируемых от пульсара с энергией L_- в обратном потоке электронов. Первая величина определяется в рамках модели Рудермана и Сазерлэнда, а вторую можно получить из измерений потока мягкого рентгеновского излучения от полярной шапки, нагреваемой пучком электронов. Между этими величинами должно выполняться соотношение $L_+ = K_B \times L_-$. Такой анализ был проделан в [30] для пульсара PSR 1509—58, от которого хорошо известен поток рентгеновского излучения из полярной шапки [25]. Оказалось, что хорошее согласие для $K_B = 2$ достигается при энергии частиц 10^7 МэВ. Эта величина близка к полученной нами ($K_B \sim 1$). Расхождение в два раза вряд ли можно считать принципиальным, учитывая приближения, сделанные как нами при расчете каскада, так и авторами работ [7, 30].

В заключение мы хотим поблагодарить А. В. Гуревича, В. С. Бескина, Я. Н. Истомина и В. В. Усова за полезное обсуждение работы.

Московский инженерно-физический
институт

THE EJECTION OF POSITRONS FROM THE SURFACE OF PULSARS AFFECTED BY ULTRARELATIVISTIC ELECTRONS

S. V. BOGOVALOV, Yu. D. KOTOV

The Monte-Carlo technique is used for calculating the characteristics of a cascade initiated by a primary particle with energy 10^{12} — 10^{13} eV, injected into the matter which density is 10^4 g/cm^3 along magnetic field of 5×10^{12} Gs strength. In contrast to the cascade in ordinary matter under the conditions specific for the neutron star surface, the elementary processes are essentially modified at high energies, and at low energies the synchrotron radiation becomes more significant. As a result of these processes the maximum cascade appears several times deeper than in ordinary matter. The coefficient of positron ejection from the surface is estimated. It appeared about unity for the primary particles 10^{13} eV.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. З. Железняков*, Электромагнитные волны в космической плазме, Наука, М., 1977.
2. *J. Arons*, Astrophys. J., 266, 215, 1983.
3. *В. Л. Гинзбург, В. В. Усов*, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 15, 280, 1972.

4. *E. G. Flowers, J. P. Lee, M. A. Ruderman et al.*, Astrophys. J., 215, 291, 1977.
5. *M. A. Ruderman, P. G. Sutherland*, Astrophys. J., 196, 51, 1975.
6. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, Ж. эксперим. и теор. физ., 85, 401, 1983.
7. *А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, Ж. эксперим. и теор. физ., 89, 3, 1985.
8. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, Успехи физ. наук, 148, 257, 1986.
9. *P. B. Jones*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 184, 807, 1978.
10. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
11. *Ю. Д. Котов, С. Р. Кельнер, С. В. Боговалов*, Письма в Астрон. ж., 12, 168, 1986.
12. *P. B. Jones*, Astrophys. J., 228, 536, 1979.
13. *I. L. Rozental, V. V. Usov*, Astrophys. and Space Sci., 109, 865, 1985.
14. *P. B. Jones*, Phys. Rev. Lett., 55, 1338, 1985.
15. *В. Л. Гинзбург*, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1981.
16. *М. Л. Тер-Микаэлян*, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд-во АН Арм.ССР, Ереван, 1969.
17. *А. Б. Мигдал*, Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 633, 1957.
18. *В. Н. Байер, В. М. Катков, В. С. Фадин*, Излучение релятивистских электронов, Атомиздат, М., 1973.
19. *H. A. Bethe*, Phys. Rev., 89, 1256, 1953.
20. *J. H. Hubbel*, Photon Cross Sections Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients from 10 MeV to 100 GeV, NSRDS—NBS, 2969.
21. *J. S. Levinger*, Nuclear Photo-Disintegration, Oxford Univ. Press, 1960.
22. *K. Okowoto*, Phys. Rev., 110, 143, 1958.
23. *К. Бекурц, К. Виртц*, Нейтронная физика, Атомиздат, М., 1968.
24. *И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев*, Ядерно-физические константы, Госатомиздат, М. 1963.
25. *F. D. Seward, F. R. Harnden*, Astrophys. J. Lett., 265, L45, 1982.
26. *И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов*, Физика нейтронов низких энергий, Наука, М., 1965.
27. *Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко*, Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, Госатомиздат, М., 1958.
28. *J. K. Daugherty, A. K. Harding*, Astrophys. J., 273, 761, 1983.
29. *И. П. Иваненко*, Электромагнитные каскадные процессы, Изд-во МГУ, М., 1972.
30. *V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Yu. N. Istomin*, Proc. Joint. Varenna-Abastumani International School, 1986, p. 361.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1.

УДК: 524—4

ТЕОРИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ДИСКОВОЙ АККРЕЦИИ НА ЗВЕЗДЫ И ЯДРА ГАЛАКТИК

А. М. КРИГЕЛЬ

Поступила 11 февраля 1988
Принята к печати 11 марта 1988

Представлена самосогласованная модель стационарной турбулентной дисковой аккреции идеального газа на массивный объект. Внешними параметрами задачи являются масса центрального тела, скорость аккреции и интенсивность турбулентности. Показано, что поверхностная плотность диска, азимутальный и радиальный компоненты скорости упорядоченного движения, скорость турбулентных флуктуаций, скорость турбулентного переноса вещества и скорость звука обратно пропорциональны квадратному корню из расстояния до центра объекта. Найдены соотношения между этими величинами.

1. *Введение.* Аккреция вещества в поле силы тяжести при наличии заметного вращательного момента приводит к возникновению аккреционного диска [1]. Теория дисковой аккреции применима к астрономическим объектам различной природы и масштаба — планетам, звездам, планетарным системам, рентгеновским звездам, галактикам и их скоплениям. В последние годы развитие теории дисковой аккреции связано в основном с рентгеновскими звездами в тесных двойных системах и с ядрами активных галактик. Особый интерес к этим объектам оживляется надеждой на обнаружение в них черных дыр.

Аккреция приводит как к монотонному нарастанию массы центрального объекта, так и к квазипериодическим осцилляциям его светимости. Строго говоря, аккреция не может быть стационарной. Однако, если ограничиться рассмотрением не слишком протяженных объектов, то монотонную эволюцию динамики диска, связанную с медленным увеличением массы центрального тела можно учесть параметрически, пренебрегая производными по времени по сравнению с другими членами уравнений. Быстрые периодические процессы не пренебрежимы, но их следует рассматривать как малые возмущения стационарного фона. В этом смысле мы и будем понимать стационарность дисковой аккреции.

Теория стационарной дисковой аккреции на массивный объект в приложении к рентгеновским звездам, ядрам галактик и квазарам разрабаты-

валась в [2—8] (так называемая стандартная модель). В стандартной модели предполагается кеплеровское вращение газа. Но кеплеровское вращение нарушается турбулентностью, которая необходима для поддержания аккреции. Стационарная аккреция возможна только при условии согласованности закона вращения газа, величины турбулентной вязкости и скорости аккреции [9, 10]. Поток вещества на центр складывается из упорядоченного и турбулентного. В стандартной модели рассматривается сумма этих величин. Но эти компоненты играют разную роль в динамике аккреционного диска. Вопрос об относительной роли упорядоченного и турбулентного переноса вещества требует доработки.

Цель данной работы состоит в развитии стандартной модели стационарной дисковой аккреции с более полным учетом эффектов, обусловленных турбулентностью.

2. *Модель стационарной аккреции.* Рассмотрим нерелятивистское приближение задачи стационарного вращения сжимаемого турбулентного газа, сосредоточенного в тонком диске. Пусть по времени, по толщине диска и по азимутальному углу произведено осреднение. Считаем, что все осредненные величины зависят только от расстояния от центра вращения R. Вывод соответствующей системы уравнений дисковой аккреции был дан еще в [11]. В более полном приближении модель стационарной аккреции представлена в [12].

Осредненное уравнение сохранения массы имеет вид

$$2\pi R\,(u v_r + S_r) = -\dot{M}, \tag{1}$$

где $u = 2\int_0^{\infty} \rho dz = \langle \rho \rangle H$ — средняя поверхностная плотность, ρ — объемная плотность, H — толщина диска, v — вектор средней скорости газа, $S_r = \langle \rho' v_r' \rangle H$ — турбулентный поток массы, $\dot{M}$ — скорость аккреции, z — осевая координата. Угловыми скобками обозначена операция осреднения по времени, по толщине диска и по азимутальному углу, штрих — знак отклонения от среднего. Для упрощения записи знак осреднения будем опускать везде, где нет корреляции. Осредненные уравнения движения в радиальной и азимутальной проекциях, а также уравнение баланса энергии турбулентности имеют вид

$$\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left[R\left(u v_r^2 + 2S_r v_r + \tau_{rr}\right)\right] - \frac{1}{R}\left(u v_\varphi^2 + 2S_\varphi v_\varphi + \tau_{\varphi\varphi}\right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial R}(pH) - g_r u = 0, \tag{2}$$

$$\frac{1}{R^2}\frac{\partial}{\partial R}\left[R^2\left(\rho v_r v_\varphi + S_r v_\varphi + S_\varphi v_r + \tau_{r\varphi}\right)\right] = 0, \tag{3}$$

$$\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(\rho R v_r b^2 + T_r\right) + \tau_{rr}\frac{\partial v_r}{\partial R} + \tau_{r\varphi}\frac{\partial v_\varphi}{\partial R} + \frac{1}{R}\left(\tau_{\varphi\varphi} v_r - \tau_{r\varphi} v_\varphi\right) +$$

$$+ S_r\left(v_r\frac{\partial v_r}{\partial R} - \frac{v_\varphi^2}{R} - g_r\right) + S_\varphi v_r\left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial R} + \frac{v_\varphi}{R}\right) + \varepsilon = 0. \tag{4}$$

Здесь p — давление, g_r — ускорение свободного падения, $\tau_{ij} = \langle \rho \rangle \langle v_i' v_j' \rangle + \langle \rho' v_i' v_j' \rangle$ тензор напряжения трения (молекулярного и турбулентного), $\rho b^2 = \sum_{i=1}^{3} \tau_{ii}/2$ — плотность энергии турбулентности, ε — скорость диссипации энергии турбулентности. В (4) мы пренебрегли $S_z g_z$ по сравнению с $S_r g_r$, поскольку $g_r \gg g_z$ и $S_r \gg S_z$; члены, содержащие флуктуации давления, считаются включенными в диссипацию. В предположении изотропности турбулентных вихрей в плоскости диска следует

$$\tau_{rr} = \tau_{\varphi\varphi} = \rho b^2. \tag{5}$$

Традиционные для полуэмпирической теории турбулентности гипотезы замыкания [13] для условий нашей задачи запишем в виде

$$\tau_{r\varphi} = -\rho l b R\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{v_\varphi}{R}\right), \tag{6}$$

$$\varepsilon = \rho\sigma b^3/l, \tag{7}$$

$$T_r = -\rho l b\frac{\partial}{\partial R}(b^2), \tag{8}$$

где l — масштаб турбулентности, σ — константа диссипации. При определении масштаба турбулентности мы считаем, что он пропорционален среднему размеру вихрей, лежащих в плоскости аккреционного диска [14]

$$l = \eta R v_s/|v_\varphi|, \tag{9}$$

где η — универсальная константа, v_s — адиабатическая скорость звука. Считаем, что коэффициент турбулентного обмена есть lb.

Кинетическая теория газов для околозвуковой турбулентности позволяет представить величину турбулентного потока массы в виде [15].

$$S_r = lb\left[\frac{u\left(g_r + \dfrac{v_\varphi^2}{R}\right)}{v_c^2 + \dfrac{2}{3}b^2} - \frac{\partial u}{\partial R}\right], \tag{10}$$

где $v_c = v_s\Gamma^{1/2}$, $\Gamma = C_p/C_v$ — показатель адиабаты. Уравнение состояния идеального газа с учетом давления, создаваемого турбулентностью [15], имеет вид

$$p = \rho\left(v_c^2 + \frac{2}{3}b^2\right). \tag{11}$$

Пусть гравитационным полем газового диска можно пренебречь по сравнению с полем, создаваемым центральным телом с массой M, тогда на расстояниях, много больших по сравнению с гравитационным радиусом,

$$g_r = -\frac{GM}{R^2}, \tag{12}$$

где G — гравитационная постоянная. В случае изотропной турбулентности флуктуационный поток массы (10) пропорционален внешнему полю и градиенту поверхностной плотности. Поскольку в нашей модели плотность диска не зависит от азимутального угла φ, то $S_\varphi = 0$.

3. Решение стационарной задачи. Система уравнений (1)—(12) определяет стационарный режим дисковой турбулентной аккреции. Если перейти к пределу $v_c \to 0$, $v_r \to 0$, $b \to 0$, то мы приходим к режиму кеплеровского вращения. Будем искать решение сформулированной системы уравнений, регулярное на бесконечности, по виду близкое к кеплеровскому,

$$v_\varphi = (\alpha GM/R)^{1/2},\ v_c = \beta v_\varphi,\ v_r = \delta v_\varphi,\ b = \gamma v_\varphi,\ S_r = \lambda u v_\varphi,\ u = DR^{-1/2}. \tag{13}$$

где α, β, δ, γ, λ, D — постоянные, которые определяются системой алгебраических уравнений, полученных после подстановки (13) в (1) — (12),

$$\alpha(2 + 3\beta^2 + \delta^2 + 2\delta\lambda + 5\gamma^2) = 2, \tag{14}$$

$$\delta + \lambda + \frac{3}{2}\theta\beta\gamma = 0, \tag{15}$$

$$\frac{\partial\gamma^3}{\theta\beta} - \frac{9}{4}\theta\beta\gamma + \frac{1}{2}\delta\gamma^2 - \lambda\left(1 - \frac{1}{\alpha} + \frac{\delta^2}{2}\right) - \theta\beta\gamma^3 = 0, \tag{16}$$

$$\lambda = \theta\beta\gamma\left[\frac{1}{2} + \frac{3(\alpha-1)}{\alpha(3\beta^2 + 2\gamma^2)}\right]. \tag{17}$$

Здесь введена постоянная $\theta = \eta\Gamma^{1/2}$. Константа D связана со скоростью аккреции $\dot{M}$ соотношением, вытекающим из (1), (15),

$$\dot{M} = -2\pi D(\delta + \lambda)(\alpha GM)^{1/2}. \tag{18}$$

Система уравнений (14)—(18) определяет режим стационарного квазикеплеровского вращения газа вдали от массивного центра. Решение задачи удобно представить в зависимости от интенсивности турбулентности γ. При этом константы задачи будем считать известными: $\Gamma = 5/3$, $\eta \simeq \simeq 0.24$, $\sigma \simeq 0.45$. Значения констант η и σ взяты из анализа геофизических наблюдений и лабораторных экспериментов с вращающимися сосудами [16]. Поскольку эти константы считаются независящими от состава и термодинамического состояния среды, можно допустить их универсальность.

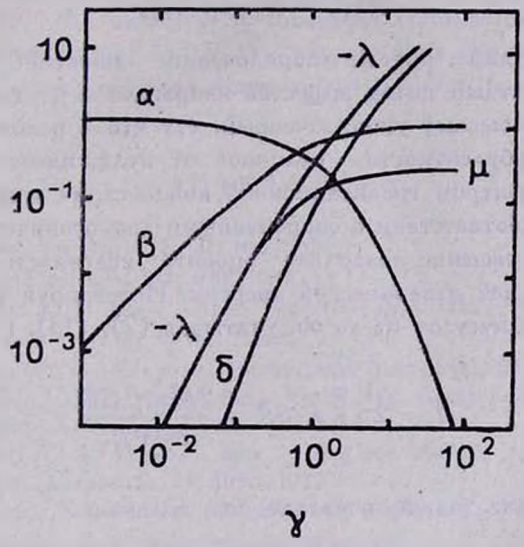

Рис. 1.

Результат численного решения системы уравнений (14)—(17) представлен на рис. 1. Полученное решение справедливо вдали от внутреннего пограничного слоя диска, где квазикеплеровское приближение заведомо неприемлемо. Из анализа решения задачи следует, что строго кеплеровское вращение ($\alpha = 1$) возможно только при отсутствии турбулентности. Этот результат подтверждает вывод о том, что строго кеплеровское вращение несовместимо с аккрецией [9, 10]. Если есть аккреция, то скорость вращения будет меньше кеплеровской. Численное решение задачи указывает на то, что аккреция возможна только при наличии турбулентности. Если $\gamma \to 0$, то и $\lambda \to 0$, $\delta \to 0$.

Поскольку в аккреционном диске есть условия поддержания турбулентности, то она будет развиваться. Закономерен вопрос — есть ли предел этому развитию? Возможно, пределом такого рода в изучаемом объек-

те является значение величины турбулентности, при которой скорость турбулентных флуктуаций достигнет скорости звука ($b = v_s$). В этом случае решение задачи имеет вид $\alpha = 0.78$, $\beta = 0.31$, $\delta = 0.0032$, $\gamma = 0.24$, $\gamma = -0.038$. Скорость аккреции удобно характеризовать величиной

$$\mu = \dot{M}/2\pi D(GM)^{1/2} = -\alpha^{1/2}(\delta + \lambda), \tag{19}$$

зависимость которой от γ приведена на рис. 1.

Из полученного стационарного решения вытекает, что упорядоченный поток вещества (струя) имеет форму логарифмической спирали

$$R(\varphi) = R_0 \exp(\delta\varphi), \tag{20}$$

где R_0 — радиус ядра, причем упорядоченное движение направлено от центра. Турбулентный поток вещества направлен к центру и по абсолютной величине превышает упорядоченный, так что в целом при любой интенсивности турбулентности, отличной от нуля, имеет место аккреция. Ядро является центром гравитационной конденсации вещества, как это и должно быть в соответствии с современными космогоническими моделями.

Полученное решение позволяет оценить светимость диска, обусловленную диссипацией механической энергии. Интегрируя плотность потока энергии по радиусу от R_0 до ∞, учитывая (7), (13), (15), имеем

$$L = 2\pi \int_{R_0}^{\infty} R\varepsilon dR = \frac{2\dot{M}\sigma\alpha\gamma^2 GM}{3\theta^2\beta^2 R_0}. \tag{21}$$

Численное решение задачи показало, что величина

$$\frac{LR_0}{GM\dot{M}} = \frac{2\sigma\alpha\gamma^2}{3\theta^2\beta^2} \simeq 1.$$

Рассмотренная модель может быть легко обобщена на случай неизотропной турбулентности, при которой $S_\varphi \neq 0$, а предположение (5) нарушается. Однако для развития модели в этом направлении нужны сведения о фактической структуре турбулентности в аккреционном диске.

Ленинградский государственный
университет

A THEORY OF THE STATIONARY DISK ACCRETION BY STARS AND GALACTIC NUCLEI

A. M. KRIGEL

A self-consistent model of turbulent disk accretion of an ideal gas by massive object (planet, star, galactic nuclei) is presented. This theory takes into consideration the departure of rotation from Kepler's law, the ordered as well as the turbulent flux of matter in radial direction. The surface density, the tangential and the radial components of ordered velocity, the velocity of turbulent fluctuations and the sound velocity are proportional to $R^{-1/2}$, where R is the distance from the center. The relations between these quantities are found.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Г. Горбацкий*, Тр. АО ЛГУ, 22, 16, 1965.
2. *D. Lynden-Bell*, Nature, 223, 690, 1969.
3. *J. M. Pringle, M. J. Rees*, Astron. and Astrophys., 21, 1, 1972.
4. *Н. И. Шакура*, Астрон. ж., 49, 921, 1972.
5. *N. I. Shakura, R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys., 24, 337, 1973.
6. *D. Lynden-Bell, J. M. Pringle*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 168, 603, 1974.
7. *A. P. Lightman*, Astrophys. J., 194, 419, 1974.
8. *N. I. Shakura, R. A. Sunyaev*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 613, 1976.
9. *В. Г. Горбацкий*, Астрон. ж., 54, 1036, 1977.
10. *В. Г. Горбацкий*, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977, стр. 360.
11. *C. F. Weizsäcker, Z. Naturforsch*, 3a, 524, 1948.
12. *А. М. Кригель*, Астрон. ж., 60, 242, 1983.
13. *А. С. Монин, А. М. Яглом*, Статистическая гидромеханика, Ч. 1. Наука, М., 1965, стр. 639.
14. *А. М. Обухов*, Изв. АН СССР. Сер. географ. и геофиз., 13, 281, 1949.
15. *А. М. Кригель*, Ж. техн. физ., 53, 2282, 1983.
16. *A. M. Krigel*, Geophys. and Astrophys. Fluid Dynamics, 16, 1, 1980.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6—728

О ПОГЛОЩЕНИИ НЕЙТРИНО В НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ

В. В. СКОБЕЛЕВ

Поступила 27 июля 1988
Принята к печати 12 марта 1989

Определена длина пробега нейтрино в вырожденном релятивистском ферми-газе электронов и нейтронов. Указано, что взаимодействие с нейтронным компонентом приводит к подавлению жесткого нейтринного излучения нейтронных звезд.

По существующим представлениям, нейтринное излучение сколлапсированных объектов типа нейтронных звезд, доминирующее на ранних стадиях эволюции [1], является неравновесным из-за малого поглощения. Вообще говоря, данное обстоятельство неочевидно и требует уточнения. Сложность вопроса заключается как в учете реального химического состава нейтронной звезды, так и в анализе роли температурных эффектов. В веществе нейтронной звезды, наряду с нейтронным компонентом, создаются условия для рождения других сортов частиц [2], включая странные барионы [3]. Однако в собственно нейтронной звезде с плотностью нейтронного компонента $\rho_n \gtrsim 10^{-4}\rho_{кр}$, $\rho_{кр} = 6.1\cdot 10^{15}\,\frac{г}{см^3}$ относительная концентрация электронов и протонов n_e/n_n, n_p/n_n невелика, достигая в минимуме 0.002 [4]. С увеличением плотности ρ_n возможен медленный рост относительной концентрации электронов и протонов [4] и появление примеси μ-мезонов, Δ-барионов и др., становящихся стабильными из-за принципа Паули. Все же в достаточно широком диапазоне плотностей до $\rho_{кр}$ и более нейтронный компонент является определяющим, и при изучении взаимодействия нейтрино с веществом нейтронной звезды большинство авторов делает акцент на νn — взаимодействия. Так, в приближении ферми-газа рассчитывалась длина пробега нейтрино относительно реакции $\nu n \to \nu n$ с учетом температурных эффектов [5 — 7], а в приближении ферми-жидкости — в модели квазичастичного nn — взаимодействия [8] и в реалистической форме нуклон-нуклонного взаимодействия [1]. Было отмечено, что учет нуклон-нуклонного взаимодействия существенно не изменяет длины

пробега в рассматриваемой реакции, а температурные эффекты имеют порядок $(T/T_0)^3$, где $T_0 = 5 \cdot 10^{10}$ K [1]. Поэтому с достаточно хорошей точностью можно ограничиться моделью невзаимодействующего ферми-газа нейтронов, взятого при нулевой температуре и вырожденного до релятивистских значений энергии Ферми [4]. При этом следует учесть, что процессы типа $\nu n \to pe^-$ (как и β — распад нейтрона $n \to pe^-\bar{\nu}$) существенно подавлены для энергий нейтрино $k_0 \lesssim m_e$ при релятивистских значениях энергии Ферми для электронов. Наиболее последовательное изучение процесса $\nu n \to \nu n$ (и аналогичного ему $\nu \cdot e^- \to \nu \cdot e^-$) было проведено в работе [5]. Полученный точный результат для физических характеристик процесса, в том числе и в случае полностью вырожденного ферми-газа, содержит тройные интегралы и выглядит неоправданно громоздким, что осложняет его анализ. Причиной затруднений математического характера в указанной работе и в других исследованиях на эту тему является неинвариантный способ вычисления интегралов по фазовому объему. В предлагаемой заметке мы сводим интегралы к инвариантным, что, как известно, значительно упрощает расчеты. Полученный точный результат для длины пробега нейтрино относительно частичного поглощения в реакциях $\nu n \to \nu n$, $\nu e^- \to \nu e^-$ в полностью вырожденном электронном или нейтронном газе является достаточно компактным и содержит двойной интеграл. Это позволяет довести вычисления до конца для важного случая $k_0 \ll m$, p_f (p_f — импульс на уровне Ферми), причем газ необязательно релятивистский. В случае $V_f \to 1$ (V_f — скорость на уровне Ферми) соответствующий результат совпадает с [5]. Указано, что основную роль играет взаимодействие с вырожденным газом нейтронов. Обобщение развитой методики для нетривиального теплового распределения представляется очевидным.

Эффективный лагранжиан взаимодействия в контактном приближении модели Вайнберга-Салама записывается в виде (масса нейтрино считается равной нулю)

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}\gamma^\alpha (C_V + C_A\gamma^5)\Psi][\bar{\Psi}_\nu \gamma_\alpha (1+\gamma^5)\Psi_\nu], \qquad (1)$$

где G — постоянная Ферми, а для вершины ($\nu\nu ee$) структурные константы различных типов нейтрино равны

$$C_V^{(e)} = \frac{1}{2} + 2\sin^2\Theta_W, \quad C_A^{(e)} = \frac{1}{2}, \qquad (2)$$

$$C^{(\mu)} = C^{(\tau)} = C^{(e)} - 1,$$

$$\sin^2\Theta_W \simeq 0.23.$$

Вершине $(\nu\nu nn)$ соответствует лагранжиан такого же вида [1, 9], причем $C^{(s)} = C^{(a)} = C^{(v)}$ со значениями порядка единицы.

Получаемая обычными методами вероятность поглощения в единицу времени в одном акте рассеяния имеет вид

$$W = \frac{G^2}{\pi^2 p_0 k_0 V} F[(C_V + C_A)^2 (kp)^2 + \\ + (C_V - C_A)^2 (kp')^2 - m^2 (kk')(C_V^2 - C_A^2)], \tag{3}$$

где k и p — импульсы начальных нейтрино и электрона (или нейтрона), k' и p' — конечных, V — нормировочный объем, а оператор F определяется соотношением

$$F[A] = \int\int_{(\Gamma)} \frac{d^3p'}{2p_0'} \frac{d^3k'}{2k_0'} \delta(q - k' - p') A, \tag{4}$$

$$q = k + p,$$

с областью интегрирования

$$\Gamma = \{|\vec{P}'| \geqslant p_f\},$$

$p_f = (3\pi^2 c)^{1/3}$ — импульс на уровне Ферми, c — концентрация электронов (нейтронов). Введем единичный времениподобный вектор n, $n^2 = 1$, компоненты которого в „системе покоя звезды" $n = (1, 0)$. Тогда условие на область может быть записано в инвариантной форме

$$(np') \geqslant E_f, \quad E_f = (m^2 + p_f^2)^{1/2}.$$

При произвольном распределении фиксированная область Γ отсутствует, а в подынтегральное выражение (4) должна быть введена функция распределения по энергиям $1 - f(E')$ с заменой на $1 - f(np')$, что также оставляет интегралы инвариантными.

Вычисление необходимых инвариантных интегралов приводит к результатам

$$F[1] = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{q^2 - m^2}{q^2} f_1(a), \tag{5}$$

$$F[p_\mu'] = \frac{\pi}{8} \frac{q^4 - m^4}{q^4} f_1(a) q_\mu - \frac{\pi}{16} \frac{(nq)}{\sqrt{(nq)^2 - q^2}} \cdot \frac{(q^2 - m^2)^2}{q^4} \times \\ \times f_2(a) \left[q_\mu - \frac{q^2}{nq} n_\mu \right], \tag{6}$$

$$F[p_\mu' p_\nu'] = A_1 q_\mu q_\nu + A_2 n_\mu n_\nu + A_3 (q_\mu n_\nu + q_\nu n_\mu) + A_4 g_{\mu\nu}, \tag{7}$$

$$A_1 = \frac{\pi}{12}\cdot\frac{q^2-m^2}{q^6}(q^4+q^2m^2+m^4)f_1(a) + \frac{\pi}{48}\cdot\frac{(q^2-m^2)^2}{q^6[(nq)^2-q^2]^{3/2}}\times$$

$$\times\left\{(nq)(q^2+m^2)\left|\frac{7}{2}q^2-2(nq)^2\right| - q^2E_f[q^2+2(nq)^2]\right\}f_2(a), \qquad (7а)$$

$$A_2 = \frac{\pi}{32}\frac{(q^2-m^2)^3}{q^2[(nq)^2-q^2]}af_2(a), \qquad (7б)$$

$$A_3 = \frac{\pi}{32}\frac{(q^2-m^2)^2}{q^2[(nq)^2-q^2]^{3/2}}[2E_f(nq)-q^2-m^2]f_2(a), \qquad (7в)$$

$$f_1(a) = (1-a)\theta(a-1)+(1+a)\theta(1+a), \qquad (8)$$

$$f_2(a) = (a^2-1)[\theta(a+1)-\theta(a-1)], \qquad (8а)$$

$$a = [(nq)(q^2+m^2)-2q^2E_f]/[(q^2-m^2)\sqrt{(nq)^2-q^2}]. \qquad (8б)$$

Здесь $\theta(x)$ — ступенчатая функция, коэффициент A_4 не дает вклада в (3) и не приводится.

Обратная длина пробега в вырожденном ферми-газе получается из (3) с учетом формул (5)—(8) интегрированием по плотности состояний начальных электронов (нейтронов) с переходом в систему покоя звезды (последнее сводится к замене $(nq)\to q_0$, $(np)\to p_0$, $[(nq)^2-q^2]^{1/2}\to|\vec{q}|$)

$$l^{-1} = \frac{G^2}{4\pi^3k_0}\left\langle\int_0^{p_f}\frac{\vec{P}^2d|\vec{P}|}{\sqrt{m^2+\vec{P}^2}}\cdot\frac{q^2-m^2}{q^2}\right\{[(C_V+C_A)^2(kp)^2+$$

$$+m^2(C_V^2-C_A^2)]f_1(a)-m^2(C_V^2-C_A^2)\times$$

$$\times\left[\frac{q^2+m^2}{2q^2}(pq)f_1(a)-\frac{q_0(q^2-m^2)}{4|\vec{q}|q^2}\left(pq-q^2\frac{p_0}{q_0}\right)f_2(a)\right]+$$

$$+(C_V-C_A)^2\left|\frac{(kq)^2}{3q^4}(q^4+q^2m^2+m^4)f_1(a)+\frac{(kq)^2(q^2-m^2)}{12q^4|\vec{q}|^3}\times\right.$$

$$\times\left(\frac{1}{2}q_0(3q_0^2-7\vec{q}^2)(q^2+m^2)-E_fq^2(q^2+2q_0^2)\right)f_2(a)+$$

$$\left.\left.+\frac{k_0^2(q^2-m^2)^2}{8\vec{q}^2}af_2(a)+\frac{k_0(kq)}{4|\vec{q}|^3}(q^2-m^2)(2q_0E_f-q^2-m^2)f_2(a)\right|\right\}\Big\rangle, \qquad (9)$$

где операция $<\ >$ означает усреднение по направлениям импульса, причем интегрирование по азимутальному углу $\vec{P}$ при выборе сферической оси по $\vec{k}$ тривиально. Значение a в указанной системе записывается в виде

$$a = \frac{q_0(q^2+m^2) - 2q^2E_f}{(q^2-m^2)|\vec{q}|}. \tag{9a}$$

Нижний предел интегрирования по $|\vec{P}|$ фактически обрезается θ-функциями и зависит от угла α между импульсами начальных нейтрино и электрона (нейтрона).

Аналитическое вычисление остающегося двойного интеграла в (9) в общем случае произвольных энергий нейтрино не представляется возможным. Рассмотрим реалистический случай $\omega \equiv k_0 \ll m$, p_f, вводя новую переменную $\Delta = p_f - |\vec{P}|$, изменяющуюся от 0 до Δ_m. Очевидно, $\Delta \ll \Delta_m \sim \omega$, и, раскладывая (9a) в ряд по ω, находим

$$a = \frac{1}{p_f}\left[-E_f + \frac{m^2\left(\omega - \Delta\frac{p_f}{E_f}\right)}{\omega\sigma}\right], \tag{10}$$

где $\sigma = E_f - p_f\cos\alpha$. Максимальное значение $a = 1$ достигается при $\Delta = 0$, $\cos\alpha = 1$, и, следовательно, вклад в (9) в этом случае дают лишь члены, пропорциональные $\theta(1+a)$. Из условия $\min(a) = -1$ находим верхний предел интегрирования по Δ

$$\Delta_m = \omega\frac{E_f}{p_f}\left(1 - \frac{E_f - p_f}{m^2}\sigma\right). \tag{11}$$

Удерживая в (9) лишь первую неисчезающую степень ω и интегрируя по Δ, имеем

$$l^{-1} = \frac{G^2\omega^3 p_f m}{6\pi^3}(C_V^2\langle F_V\rangle + C_A^2\langle F_A\rangle), \tag{12}$$

$$F_V = \frac{m^3}{2p_f^3} - 2\frac{m}{V_f p_f^2}\sigma + \frac{3}{mp_f V_f^2}\sigma^2 + \frac{2}{m^3}\left(1 - \frac{1}{V_f^3}\right)\sigma^3 + \frac{E_f(1-V_f)^2}{2m^5 V_f}\left(3 + \frac{2}{V_f} + \frac{1}{V_f^2}\right)\sigma^4, \tag{12a}$$

$$F_A = -\frac{m^3}{2p_f^3} + 2\frac{m}{V_f p_f^2}\sigma + \frac{6}{mp_f}\left(1 - \frac{1}{2V_f^2}\right)\sigma^2 + \frac{2}{m^3}\left(5 - \frac{6}{V_f} + \frac{1}{V_f^3}\right)\sigma^3 + \frac{E_f(1-V_f)^2}{2mV^5{}_f}\left(9 - \frac{2}{V_f} - \frac{1}{V_f^2}\right)\sigma^4. \tag{12б}$$

Усредняя по углам, получаем окончательно после некоторых преобразований

$$l^{-1} = \frac{2G^2\omega^3}{15\pi^3}\,\frac{m^2 V_f^2}{(1-V_f^2)^2}\left(\frac{1-V_f}{1+V_f}\right)[C_V^2(2-V_f+V_f^2)+$$
$$+ C_A^2(8-9V_f+3V_f^2)]. \qquad (13)$$

При $V_f \to 1$ получающийся результат при переопределении (13) в терминах [5] совпадает с формулой (35а) этой работы.

Основным фактором, определяющим порядок l^{-1} в смысле различия между процессами $\nu e^- \to \nu e^-$ и $\nu n \to \nu n$, является m^2 ($m_n \gg m_e$), и, таким образом, доминирующую роль играет последний процесс, т. е. рассеяние на вырожденных релятивистских нейтронах. Рассмотрим характерную плотность нейтронного компонента $\rho_n \simeq \rho_{кр} = 6.1 \cdot 10^{15}$ г/см^3 со значением импульса Ферми $p_f \simeq 6m_n$ [4]. Элементарный расчет приводит к результату (для удобства введена масса электрона, а не нейтрона)

$$l \simeq (C_V^2 + C_A^2)^{-1}\left(\frac{m_e}{\omega}\right)^3 \cdot 150 \text{ км}. \qquad (14)$$

Например, при $C_V^2 = C_A^2 = 1$ длина пробега уменьшается до 10 км для $\omega = 2m_e$ (но $\omega \ll m_n$ в соответствии с принятым приближением (13)). Таким образом, есть основания полагать, что высокоэнергетичный компонент нейтринного излучения $\omega \lesssim m_e$ будет существенно подавлен вследствие взаимодействия с релятивистским вырожденным газом нейтронов.

ON THE NEUTRINO ABSORPTION IN A NEUTRON STAR

V. V. SKOBELEV

Neutrino path length in a relativistically degenerate electron and neutron Fermi gas is determined. It has been pointed out that the interaction with the neutron component leads to depression of the neutron star's neutrino hard emission.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Haensel, A. J. Jersak*, Astron. and Astrophys., 179, 127, 1987.
2. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
4. *С. Вейнберг*, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
5. *D. L. Tubbs, D. N. Schramm*, Astrophys. J., 201, 467, 1975.
6. *W. R. Yuch, J. R. Buchler*, Astrophys. and Space Sci., 41, 221, 1976.
7. *R. F. Sawger, A. Sont*, Astrophys. J., 230, 859, 1979.
8. *N. Iwamoto, C. J. Pethick*, Phys. Rev., D25, 313, 1982.
9. *В. В. Скобелев*, Ж. эксперим. и теор. физ., 93, 1168, 1987.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524.3—355

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД С ДВИЖУЩИМИСЯ ОБОЛОЧКАМИ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДОРОДА

М. А. ПОГОДИН

Поступила 20 июня 1988
Принята к печати 22 февраля 1989

Описывается метод построения теоретических профилей эмиссионных линий в спектрах звезд с движущимися оболочками с учетом зависимости атомного коэффициента поглощения от частоты. Проводится сравнение результатов расчетов для фойгтовского, доплеровского и прямоугольного профилей коэффициента поглощения. Приводится пример построения профиля линии H_α для дисковой оболочки при ее различной ориентации относительно наблюдателя.

1. *Введение.* В предыдущей работе [1] были описаны методика и процедура построения теоретических профилей бальмеровских линий A_e/B_e-звезд, в оболочках которых присутствуют крупномасштабные движения. Считалось, что градиент скорости достаточно велик, и при расчетах использовались приближения, существенно упрощающие процедуры вычислений:

1) Для определения функций источников в линиях применялся вероятностный метод Соболева для движущихся сред [2].

2) Предполагалось, что профили эмиссионных линий полностью определяются распределением излучающего вещества по лучевым скоростям. При этом для их построения использовался прямоугольный профиль коэффициента поглощения водорода в линиях.

В работе была рассмотрена серия моделей оболочек с различным набором исходных параметров, описывающих особенности ее структуры и кинематики, а также основные характеристики звезды. Сравнение теоретических профилей линий $H_{\alpha-\gamma}$ с наблюдаемыми показало, что в ряде случаев можно добиться вполне удовлетворительного согласия.

Между тем существуют условия, когда рассматриваемая методика становится неприменимой или применимой лишь частично. Здесь можно выделить три случая:

1. Наиболее общий случай, когда а) либо оболочка непрозрачна в непрерывном спектре на частотах исследуемых линий, б) либо градиент скорости в оболочке недостаточно велик, чтобы выполнялись оба описанные выше условия, положенные в основу расчетов.

Тогда задача требует совместного решения уравнений стационарности для энергетических уровней и уравнения переноса излучения в линиях по всей оболочке. Она достаточно сложна и требует специального рассмотрения, выходящего за рамки настоящей работы.

2. Градиент скорости еще недостаточно велик, чтобы можно было применять метод Соболева для расчета населенностей уровней, но уже слишком мал, чтобы на вид профилей линий не влиял реальный профиль коэффициента поглощения водорода.

Такая ситуация допустима, так как по оценкам ряда авторов (см., например, [3, 4]) второе условие оказывается существенно жестче первого.

3. Градиент скорости в оболочке анизотропен. Он велик в одних направлениях (например, в направлении на возбуждающую звезду), и для построения распределений населенностей уровней и функций источников в линиях можно использовать метод Соболева. Но он мал в направлении на наблюдателя, и видимые профили линий будут определяться как распределением излучающего газа по лучевым скоростям, так и профилем коэффициента поглощения в линиях.

Примером такого случая может быть вращающаяся дисковая оболочка, обращенная к наблюдателю полюсом.

В настоящей работе сделана попытка распространить нашу методику расчетов, описанную в [1], на II и III случаи, существенно расширив, таким образом, область ее применения. При этом часть программы, относящаяся к расчетам населенностей, осталась без изменения, а в программе построения профилей был предусмотрен учет спектральной зависимости коэффициента поглощения водорода в бальмеровских линиях.

2. *Отличительные особенности программы расчетов.* Следует отметить, что подобная методика уже использовалась различными авторами. Например, в работах Берту [5] и Ламерса и др. [6] построение профиля эмиссионной линии осуществлялось так же, как и у нас, путем численного интегрирования по объему оболочки согласно точным формулам переноса излучения в линии, а использованное при этом распределение функции источника и непрозрачности в линии определялось предварительно по методу Соболева. В обеих работах представлены результаты, относящиеся к двухуровенному атому, имеющему доплеровский профиль коэффициента поглощения в линиях. Были рассмотрены модели расширяющихся оболочек, в которых скорость истечения увеличивается при удалении от центра.

Эти особенности делают результаты Берту и Ламерса наиболее пригодными для интерпретации характеристик резонансных линий различных элементов в оболочках звезд большой светимости, которые наблюдаются главным образом в УФ-диапазоне.

В нашей программе производятся расчеты для атома водорода с учетом 12 энергетических уровней. Представлены результаты для моделей оболочек, расширяющихся с замедлением. Основная область применения программы — интерпретация особенностей профилей бальмеровских линий в спектрах A_e/B_e-звезд средней массы и светимости, к которым относятся, в частности, молодые звезды Хербига [7].

В наших расчетах использовался фойгтовский профиль коэффициента поглощения в линиях, состоящий из доплеровского ядра и лоренцевских крыльев, которые могут оказывать значительное влияние на вид профиля линии при большой оптической толщине оболочки. Еще в 60-х годах Боярчук [8] отмечал, что широкие крылья эмиссионных бальмеровских линий в спектрах классических B_e-звезд обусловлены, по-видимому, излучением оболочки в крыльях затухания коэффициента поглощения водородного атома, где она становится прозрачной.

В работе на примере конкретных моделей оболочки приводится сравнительный анализ теоретических профилей линии H_α, построенных для разных типов профилей коэффициента поглощения водорода (фойгтовский, доплеровский и прямоугольный). В качестве характерного примера применения программы показаны профили линии H_α, рассчитанные для дисковой оболочки, наблюдаемой с полюса и с ребра.

3. Метод расчета профилей. Первый этап расчетов, связанный с определением степени ионизации и населенностей энергетических уровней по всей оболочке, описан в работе [1]. Он предполагает решение системы уравнений стационарности для 12 первых уровней с учетом всех радиационных и столкновительных процессов перехода атома в другие энергетические состояния. Входными параметрами являлись: распределение энергии в спектре звезды при данной эффективной температуре $T_{эфф}$, электронная температура оболочки T_e, поле скоростей крупномасштабного движения $\vec{v}(\vec{r})$ и распределение плотности водородных атомов $N(\vec{r})$. Как уже отмечалось, вероятности выхода квантов в линиях, входящие в уравнения стационарности, определялись по вероятностному методу Соболева, а функция источника для полного перераспределения по частотам внутри линии выражалась через населенности i-го и j-го уровней ($j>i$) по формуле:

$$S_{ij}=\frac{2h\nu^3}{c^2}\left(\frac{N_i g_j}{N_j g_i}-1\right)^{-1}, \qquad (1)$$

где g_i и g_j — статистические веса уровней i и j.

Полученное на первом этапе расчетов распределение населенностей $N_i(\bar{r})$ для первых энергетических уровней являлось исходным материалом для последующего построения профилей бальмеровских линий оболочки.

В системе отсчета, связанной со звездой, неподвижной относительно наблюдателя, вводилась цилиндрическая система координат (φ, ρ, z), где ось аппликат z ориентировалась вдоль луча зрения, а множество $(\varphi, \rho, 0)$ представляло собой картинную плоскость, проходящую через центр звезды.

В этом случае интенсивность излучения оболочки на частоте ν в линии будет:

$$I_\nu = \int_{(\tau, \rho)}^{} ds \cdot I_\nu(\varphi, \rho), \tag{2}$$

где ds — элемент площади на картинной плоскости, а

$$I_\nu(\varphi, \rho) = I_\nu^0 e^{-\int_{z_0}^{z_k} \alpha_{\nu+\Delta\nu} dz} + \int_{z_0}^{z_k} S \cdot \alpha_{\nu+\Delta\nu} \cdot e^{-\int_{z}^{z_k} \alpha_{\nu+\Delta\nu} dz'} dz, \tag{3}$$

где z_0 и z_k — начальное и конечное пересечение осью z границ оболочки для данной пары (φ, ρ); $I_\nu^0 = I_\nu^0(\varphi, \rho)$ — начальная интенсивность при $z = z_0$ ($I_\nu^0 = 0$ при $\rho > R_*$ и $I_\nu^0 = I_\nu^*$ при $\rho \leqslant R_*$, где I_ν^* — интенсивность излучения звезды на частоте ν, зависящая от фотосферного профиля линии); $S = S(\varphi, \rho, z)$ — функция источника; $\alpha_{\nu+\Delta\nu}$ — коэффициент поглощения на единицу объема на частоте $\nu + \Delta\nu$, зависящий также от координат (φ, ρ, z); $\Delta\nu = \Delta\nu(\varphi, \rho, z) = \nu_0(1 + v_z/c)$ — доплеровское смещение по частоте в зависимости от лучевой скорости $v_z = v_z(\varphi, \rho, z)$; ν_0 — центральная частота рассматриваемой линии.

Объемный коэффициент поглощения α_ν можно представить как

$$\alpha_\nu = k_\nu N_i \left(1 - \frac{g_i}{g_j} \cdot \frac{N_j}{N_i}\right). \tag{4}$$

Атомный коэффициент по предположению имеет фойттовский профиль:

$$k_\nu = \begin{cases} k_0 e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_T}\right)^2}, & \text{если } |\nu - \nu_0| \leqslant 3\Delta\nu_T \text{ (доплеровское ядро)} \\ k_0 \frac{a}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_T}\right)^{-2}, & \text{если } |\nu - \nu_0| \geqslant 3\Delta\nu_T \text{ (крылья затухания),} \end{cases} \tag{5}$$

где $\Delta\nu_T = \nu_0 v_T/c$; v_T — тепловая скорость для электронной температуры T_e в оболочке, a — константа для данной линии при заданной T_e, выражаемая через эйнштейновские коэффициенты перехода (при плотностях $N_e \sim 10^{11} \div 10^7$, характерных для рассматриваемых моделей оболочки, эффектами давления можно пренебречь); K_0 определяется из нормировки:

$$\int_0^\infty k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{ij}, \tag{6}$$

где B_{ij} — эйнштейновский коэффициент радиативного перехода ($i \to j$).

Для численного вычисления интегрального выражения (3) весь диапазон значений z от z_0 до z_k разбивается на N интервалов $\Delta z_i = z_i - z_{i-1}$, $i = 1, 2, \ldots, N$. Было сделано предположение, что в пределах каждого такого интервала значения S и α_ν не изменяются и равны соответственно S_i и $\alpha_i(\nu)$.

Тогда интегральная формула (3) может быть легко преобразована к виду:

$$I_\nu(\varphi, p) = I_\nu^0 e^{-\sum_{i=1}^{N} \Delta z_i \alpha_i(\nu+\Delta\nu_i)} + \sum_{i=1}^{N} S_i e^{-\sum_{j=i+1}^{N} \Delta z_j \alpha_j(\nu+\Delta\nu_j)} (1 - e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu+\Delta\nu_i)}), \tag{7}$$

где $\Delta\nu_i = \Delta\nu(\varphi, p, z)$.

Если же вместо пределов интегрирования z_0 и z_k подставить значения z_{i-1} и z_i, то получится дифференциальная формула, описывающая перенос излучения в линии при одном шаге сканирования по z:

$$I_\nu(\varphi, p, z_i) = I_\nu(\varphi, p, z_{i-1}) e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu+\Delta\nu_i)} + S_i(1 - e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu+\Delta\nu_i)}). \tag{8}$$

Нетрудно показать, что последовательное использование рекуррентной формулы (8), когда i проходит значения от 1 до N, приводит к интегральному выражению (7).

В наших расчетах непосредственно использовалась дифференциальная формула (8). Весь диапазон частот, на котором рассматривалась линия, разбивался на 120 равных интервалов $\Delta\nu_k = \nu_k - \nu_{k-1} = \Delta\nu_T$. Профиль коэффициента поглощения водорода задавался в виде массива, содержащего 39 значений k_l, где k_{20} соответствовал центральной частоте линии ν_0, а $l = 20 + [(\nu - \nu_0)/\Delta\nu_T + 0.5(\nu - \nu_0)/|\nu - \nu_0|]$. В области доплеровского ядра ($l = 17 \div 23$), где очень сильна зависимость k_ν от ν, значения k_l, как и в работе Берту [5], определялись как средние для соответствующего интервала $\Delta\nu_l$:

$$k_l = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\left(erf\left(l-\frac{1}{2}\right) - erf\left(l+\frac{1}{2}\right)\right). \qquad (9)$$

В области лоренцевских крыльев k_l рассчитывался непосредственно по формуле (6) для $\nu = \nu_l$.

На каждом i-м шаге сканирования вдоль оси z осуществлялось преобразование массива $I_{\nu_k}(\varphi, \rho, z_{i-1}) \equiv I_{k,\,i-1}$ в массив $I_{k,\,i}$ по формуле (8):

$$I_{k,i} = I_{k,\,i-1}e^{-\Delta z_i \cdot \alpha_{l,\,k+\Delta k}} + S_l\left(1 - e^{-\Delta z_i \cdot \alpha_{l,\,k+\Delta k}}\right), \qquad (10)$$

где $\alpha_{l,\,k+\Delta k} = \alpha_l(\nu_k + \Delta\nu)$, $\Delta k[\Delta\nu/\Delta\nu_T + 0.5\Delta\nu/|\Delta\nu|]$.

После интегрирования массива $\{I_{\nu_k}\}$ по картинной плоскости (φ, ρ) и нормировки к интенсивности излучения звезды в непрерывном спектре на центральной частоте ν_0, получался теоретический профиль линии.

Особое внимание было уделено вопросам оптимального выбора: а) величины шага Δz_i и количества шагов N при сканировании вдоль оси z; б) числа L — количества значений k_l, описывающих профиль атомного коэффициента поглощения.

Величина каждого шага сканирования Δz_i должна была соответствовать следующим условиям: а) $|v_z(z_i) - v_z(z_{i-1})| \ll \frac{\Delta\nu_k \cdot c}{\nu_0}$ — в противном случае профиль линии утрачивал гладкость и напоминал „пилу“; б) $\Delta z_i < r_{хар}$ — характерного размера изменения физических условий (конкретно S и α_ν) в оболочке. Поскольку величина $\frac{dv_z}{dz}$ может изменяться в оболочке в весьма значительных пределах, то на каждом шаге приходилось выбирать Δz_i в зависимости от конкретной кинематики и координат (φ, ρ, z). Для ряда моделей были рассчитаны профили линий при разных значениях N и Δz_i. Величина шага Δz_i задавалась формулой:

$$\Delta z_i = a \cdot \min\left(\Delta v_T\left(\frac{dv_z}{dz}\right)^{-1};\ R_*\right). \qquad (11)$$

Для каждой модели определялось наибольшее значение a, начиная с которого результаты расчетов при дальнейшем уменьшении a совпадали с точностью до 5%. Так, например, для модели оболочки, расширяющейся со скоростью $v(r) = V_0(r/R_*)^{-1/2}$, оптимальными оказались значения: $a = 1/4$, $N \approx 100$ для $V_0 = 100$ км/с и $a = 1/8$, $N \approx 300$ для $V_0 = 500$ км/с.

Аппроксимация фойгтовского профиля атомного коэффициента поглощения ступенчатой функцией с 39 значениями k_l также оказалась достаточной. Во всех случаях увеличение числа ступеней L с 39 до 79 (каждая шириной $\Delta\nu_T/2$) практически не меняло результатов расчета.

Расход машинного времени на ЭВМ ЕС-1033 при расчете профилей трех линий $H_{\alpha,\beta,\gamma}$ для модели чисто расширяющейся оболочки при оптимальном выборе шагов сканирования по ρ и по z составлял, как правило, 5÷10 минут.

4. *Влияние вида профиля атомного коэффициента поглощения на результаты расчетов.* На рис. 1, 2 показаны профили эмиссионной линии H_α, построенные для некоторых кинематических моделей оболочки и разных видов спектральной зависимости атомного коэффициента k_ν. Для сравнения были использованы фойгтовский, доплеровский и прямоугольный профили.

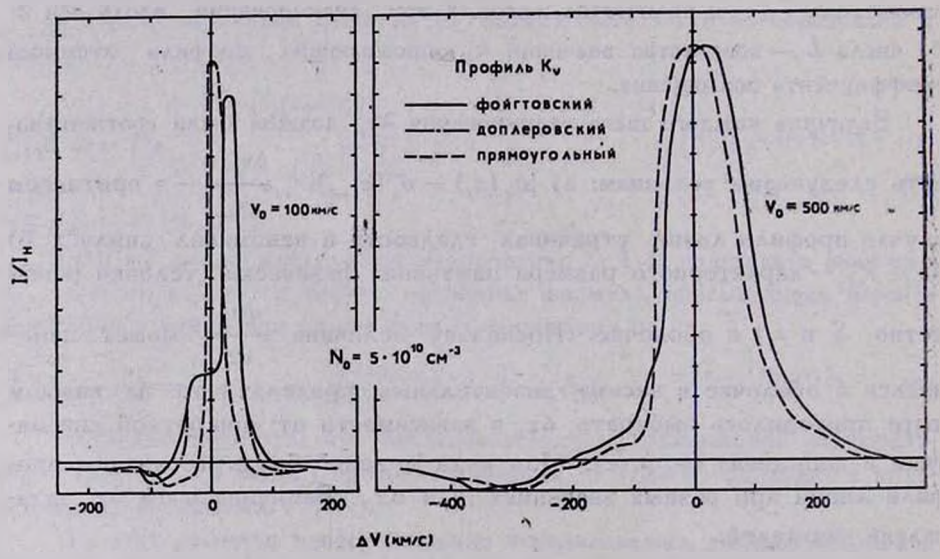

Рис. 1. Теоретические профили линии H_α для сферически-симметричной расширяющейся оболочки звезды класса А0, рассчитанные для модели: $T_e = 10^4$, $v(r) = V_0(R_*/r)^{1/2}$, $N(r) = N_0(R_*/r)^{3/2}$, $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Использованы различные зависимости атомного коэффициента k_ν от ν.

Для примера были рассмотрены модели оболочки, расширяющейся со скоростью $v(r) = V_0(R_*/r)^{0.5}$ и, соответственно, с распределением плотности $N(r) = N_0(R_*/r)^{1.5}$. При этом параметры принимали значения: $V_0 = 100$ и 500 км/с и $N_0 = 10^{10}$ и $5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$.

Как видно на рисунках, различия профилей линии весьма велики при $V_0 = 100$ км/с, они уменьшаются с ростом скорости, но еще заметны при $V_0 = 500$ км/с. Наиболее характерной особенностью профилей линий, рассчитанных с учетом спектральной зависимости k_ν, является смещение центральной и длинноволновой частей профиля в красную сторону. Этот эффект сохраняется даже при больших скоростях расширения. Некоторые дополнительные детали, заметные в коротковолновой части профиля, возникают в результате особенностей экранировки одних излучающих частей оболочки другими. Они являются признаком определенных кинематических моделей и постепенно исчезают при увеличении градиента скорости в оболочке.

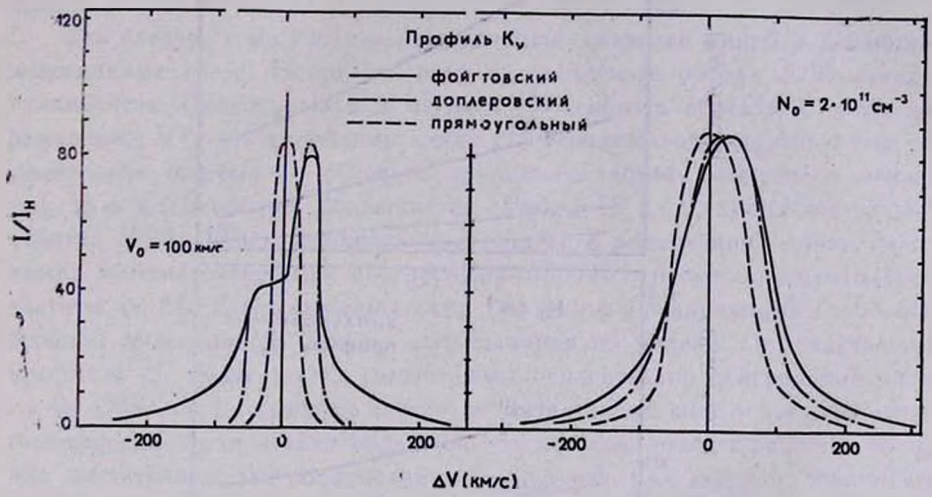

Рис. 2. То же, что рис. 1 для $N_0 = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$.

Сравнение профилей, рассчитанных для доплеровской и фойгтовской зависимостей k_ν, показывает, что при значениях начальной плотности $N_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$ различий практически нет; в фойгтовском профиле оказывается существенным только доплеровское ядро. С увеличением плотности N_0 до $5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ влияние крыльев затухания становится заметным для $V_0 = 100$ км/с, а при $N_0 = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$ различия будут существенны уже при любых значениях V_0. Изменение профиля линии за счет появления дополнительной эмиссии в крыльях затухания становится эффективным, когда оптическая толщина оболочки на этих частотах приближается к единице. Это соответствует толщине на центральной частоте линии порядка 10^3—10^4. Эффект будет тем заметнее, чем больше плотность газа и меньше средний градиент скорости в оболочке.

При этом происходит также увеличение энергии, излучаемой в линии, по сравнению с профилем, рассчитанным для k_ν прямоугольного вида. На

рис. 3 показаны избытки эквивалентной ширины линии H_α для уже рассмотренной модели с доплеровским и фойгтовским профилями k_ν при разных значениях N_0 и V_0. Для больших плотностей и малых скоростей крупномасштабного движения они становятся весьма значительными. В подобных условиях использование метода Соболева для вычисления вероятностей выхода кванта в линии, как это описано в работе [1], приводит к их заведомо заниженным значениям. В этом случае требуется уже более точ-

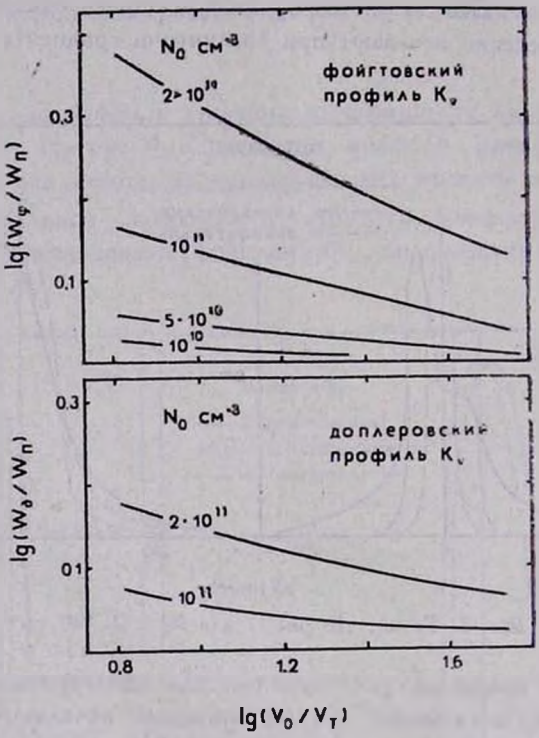

Рис. 3. Увеличение эквивалентной ширины эмиссионной линии H_α, рассчитанной для фойгтовского (W_ϕ) и доплеровского ($W_\text{д}$) профиля k_ν по сравнению со значениями, полученными при прямоугольном профиле k_ν ($W_\text{п}$), в зависимости от параметров модели V_0 и N_0.

ный метод для расчета населенностей уровней и функций источников. Но большинство наших моделей, которые могут использоваться для интерпретации наблюдаемых профилей эмиссионных линий у A_e/B_e-звезд по характерным значениям N_e и градиента скорости, оказываются в области применимости метода Соболева для расчета населенностей уровней (величина $\lg W_\phi/W_\text{п} \leqslant 0.05$).

5. Применение метода расчета профилей линий для интерпретации наблюдений. Как показывает сравнительный анализ результатов расчетов, профили линий оболочки оказываются очень чувствительными к задаваемой спектральной зависимости атомного коэффициента поглощения. Эффекты, связанные с видом профиля этого коэффициента, остаются весьма существенными даже для больших характерных скоростей (до нескольких десятков v_T) в широком диапазоне исходных параметров моделей, соответствующих реальным характеристикам оболочек. Поэтому в большинстве случаев для интерпретации наблюдаемых особенностей линий у звезд с оболочками, независимо от ожидаемой кинематики, следует использовать модели с доплеровским и фойгтовским профилями коэффициента поглощения.

Это следует и из анализа наблюдаемых профилей линий у различных эмиссионных звезд. Например, если из известного обзора A_e/B_e-звезд в туманностях Финкенцеллера и Мундта [7] выбрать объекты с резко выраженными P Cyg—профилями линии H_α (свидетельствующими о том, что радиальное истечение — основное крупномасштабное движение в оболочке), то в подавляющем большинстве случаев (8 из 9, кроме пекулярного объекта MWC 1080), максимум интенсивности эмиссионной линии оказывается заметно смещенным в «красную» сторону относительно центральной частоты υ_0. Нетрудно показать, что для чисто расширяющейся оболочки вершина эмиссионной линии, рассчитанная по модели с прямоугольным профилем k_ν, будет всегда симметрична относительно центральной частоты υ_0. Объяснить «красный сдвиг» вершины линии может введение осевого вращения в кинематику оболочки. Но, как показывают расчеты, вращение, достаточное для объяснения такого сдвига, уже заметно повлияет на профиль коротковолновой абсорбционной детали в P Cyg-структуре линии, что, однако, не наблюдается. Между тем, как обсуждалось выше, подобные смещения профилей эмиссионных линий являются всеобщим обязательным признаком теоретических профилей, построенных с учетом спектральной зависимости k_ν. Таким образом, это наблюдаемое явление может быть интерпретировано в рамках модели оболочки с чистым расширением.

Но наиболее широкая, ранее не затрагиваемая область применения новой программы расчетов — это построение профилей дисковых вращающихся оболочек, при всем их многообразии формы, структуры, особенностей кинематики и ориентации относительно наблюдателя. В настоящее время эта модель является наиболее общепринятой для большинства типов звезд с оболочками.

На рис. 4 показаны теоретические профили линии H_α для модели дисковой оболочки при различной ее ориентации относительно наблюдателя. Параметры использованной модели: звезда A0, дисковая оболочка, вра-

щающаяся с постоянной линейной скоростью $v_{вр} = 400$ км/с и расширяющаяся с $v_р = 300\left(\frac{R_*}{r}\right)^{1/2}$ км/с, начальная плотность $N_0 = 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$, изменение плотности поперек диска $N(z) = N(0)\exp(-z/R_*)$, где ось z параллельна оси вращения.

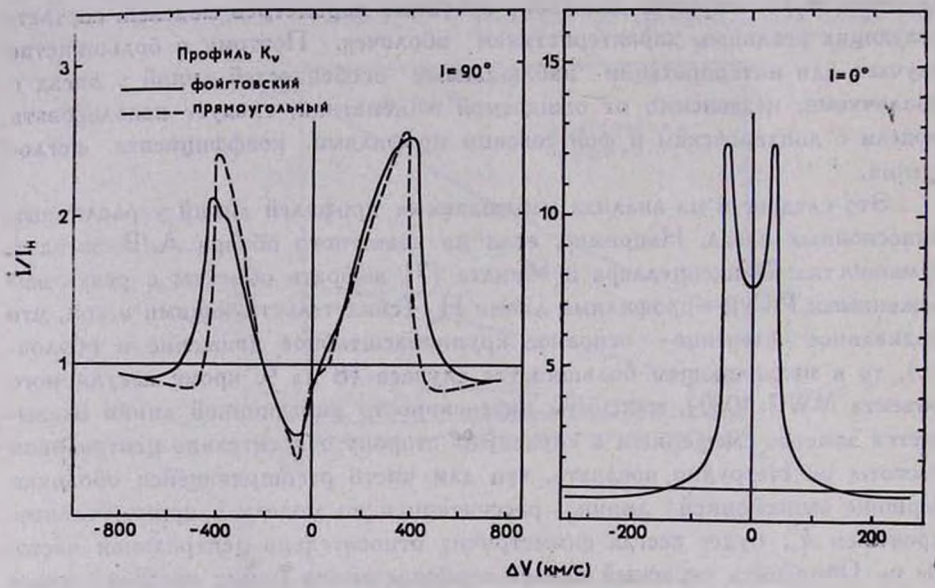

Рис. 4. Теоретические профили линии H_α для модели дисковой вращающейся и расширяющейся оболочки при различном угле наклона оси вращения i к лучу зрения. Параметры модели: A0, $T_e = 10^4$, $v_{расш} = 300\,(R_*/r)^{1/2}$ км/с, $v_{вр} = 400$ км/с, $N(r, z) = N_0\left(\frac{R_*}{r}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{z}{R_*}\right)$, z — расстояние от экваториальной плоскости диска.

Новая программа дает возможность также рассчитывать профили эмиссионных линий, возникающих в периферийных областях аккреционных дисков,— объектов, привлекающих к себе в последнее время наиболее пристальное внимание исследователей.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

THEORETICAL BALMER LINE PROFILES IN THE SPECTRA OF STARS WITH MOVING ENVELOPES TAKING INTO ACCOUNT THE SPECTRAL DEPENDENCE OF HYDROGEN ABSORBTION COEFFICIENT

M. A. POGODIN

A method for construction of emission line theoretical profiles in the spectra of stars with moving envelopes is described taking into account the frequency dependance of the atomic absorbtion coefficient. A comparison of the results of culculations is made for Faugt, Doppler and restangular profiles of the absorbtion coefficient. An example of a construction of the H_α profile of a disk envelope for its different orientations relative to the observer is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Погодин*, Астрофизика, 24, 491, 1986.
2. *В. В. Соболев*, Движущиеся оболочки звезд, ЛГУ, Л., 1947.
3. *W. R. Hamman*, Astron. and Astrophys., 93, 353, 1981.
4. *Н. Н. Чугай*, Письма в Астрон. ж., 6, 166, 1980.
5. *C. Bertout*, Astrophys. J., 285, 269, 1984.
6. *H. J. G. L. M. Lamers, M. Cerruti Sola, M. Perinotto*, Astrophys. J., 314, 726, 1987.
7. *U. Finkenzeller, R. Mundt*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 55, 109, 1984.
8. *А. А. Боярчук*, Вопросы космогонии, 7, 231, 1960.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 52—64

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТНОГО МЕТОДА К ЗАДАЧАМ ПЕРЕНОСА В СТОХАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Р. С. ВАРДАНЯН, Н. Б. ЕНГИБАРЯН

Поступила 27 июня 1988
Принята к печати 27 апреля 1989

Рассматривается задача переноса излучения в случайно-неоднородной среде. Предполагается, что коэффициент поглощения, вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния, функция перераспределения по частотам являются случайными функциями точки. Учитывается корреляция между значениями указанных параметров в двух последовательных точках рассеяния. На основании вероятностного метода В. В. Соболева выводится соответствующее уравнение переноса. Изучаются полученное уравнение и нелинейные уравнения факторизации.

1. *Введение.* В теории переноса излучения обычно предполагается, что локальные оптические свойства среды либо одинаковы во всех ее частях (однородная среда), либо описываются функциями координат или времени (неоднородная или нестационарная среда). При более строгом рассмотрении физических процессов, происходящих в астрофизических и других объектах, возникает необходимость учета случайных изменений (флуктуаций) локальных свойств среды (случайно-неоднородная или стохастическая среда—СС). В атмосферах звезд и планет, в туманностях и в других астрофизических объектах вследствие турбулентных движений или при случайных изменениях внешних электромагнитных полей электронная температура, концентрации атомов, ионов, свободных электронов, их распределение по скоростям могут подвергаться случайным изменениям. Все указанные факторы приводят к флуктуациям коэффициента поглощения $\varkappa$, вероятности λ выживания кванта при элементарном акте рассеяния, функции $r(x, x')$ перераспределения излучения по частотам и др.

В работе Н. Б. Енгибаряна и А. Г. Никогосяна [1] впервые была рассмотрена задача переноса излучения в СС. В указанной работе применялся метод, который был основан на принципе инвариантности (ПИ) В. А. Амбарцумяна. В работах авторов [2—4], наряду с развитием и обобщением метода работы [1], найден способ применения вероятностного метода (ВМ) В. В. Соболева к задачам переноса в СС.

К настоящему времени в статистической радиофизике накоплен богатый материал по решению задач распространения электромагнитных волн в СС (см. [5—8]). Методы статистической радиофизики находят применение и в феноменологической теории переноса в СС [9—12]. Однако возможности такого применения сильно ограничены из-за специфики требований, предъявляемых к характеру флуктуаций оптических параметров. В работе [13] рассмотрена задача переноса излучения в турбулентной среде, при предположении, что вдоль траектории фотона поле скоростей описывается марковским процессом.

Следует отметить, что, как в статистической радиофизике, так и в теории переноса излучения, в СС не удается получить точные замкнутые уравнения относительно статистических характеристик поля излучения. В связи с этим обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Как известно, в теории переноса излучения в детерминированных средах можно использовать различные уравнения: краевые задачи для интегро-дифференциальных уравнений переноса или их интегральные формы, интегральные уравнения, полученные применением ВМ, нелинейные функциональные уравнения, к которым приводит ПИ. Все эти уравнения полностью согласованы друг с другом: разработаны математические методы формального перехода от одного уравнения к другому. Что касается задач переноса в СС, то выбор метода имеет более принципиальное значение. Дело в том, что применение каждого конкретного метода связано с определенным приближением. В ряде случаев априори неизвестно, каким методом можно получить более точное уравнение. Поэтому сравнение результатов, полученных тем или иным методом, может дать существенную информацию о степени точности метода и решения соответствующей задачи переноса в СС. С этой точки зрения роль вероятностного метода Соболева в теории переноса излучения в СС оказывается важнее роли этого метода в классической теории переноса. В случае детерминированной среды ВМ является удобным и наглядным способом прямого вывода интегральных уравнений переноса и вероятностной трактовки той или иной величины. Что касается переноса в СС, то ВМ позволяет получить замкнутые уравнения для ряда задач переноса излучения при таких приближениях, которые с большим трудом поддаются (либо вовсе не поддаются) компактному описанию другими методами. К преимуществам ВМ относится возможность его применения к задачам переноса в трехмерных стохастических средах, а также возможность его сочетания с методом Монте-Карло. Отметим также следующие преимущества ПИ и ВМ по сравнению с методами статистической радиофизики: а) в отличие от последних, ПИ и ВМ можно применить при весьма общих предположениях о характере флуктуаций самых различных параметров, описывающих локальные свойства среды; б) применение методов статистической радиофизики предполагает выполнение операции

усреднения в исходном стохастическом уравнении переноса по всему ансамблю реализаций случайного поля. Применение ПИ и ВМ основано на составлении уравнений относительно некоторых условных вероятностей при заданном значении u поля в некоторой точке, что равносильно проведению операции усреднения по подансамблю реализаций случайного поля. Далее, после решения полученного уравнения, в котором u играет роль одного из аргументов, проводится усреднение по распределению u. Такой путь увеличивает точность решения задачи.

В настоящей работе будет показано, что сочетание ВМ с методом нелинейных уравнений факторизации работ [14—15] приводит к эффективному решению ряда задач переноса в СС.

2. *Постановка задачи.* Предположим, что случайным изменениям подвергается некоторый параметр u, от которого зависят α, λ или другие величины, описывающие элементарный акт рассеяния. Так, например, в задачах переноса в спектральных линиях от u может зависеть функция перераспределения по (безразмерным) частотам $r(x, x')$. В задачах анизотропного рассеяния от u может зависеть индикатриса рассеяния. Указанные и другие величины являются детерминированными функциями от u, которая в свою очередь является случайной функцией от координат точки z: $u = U(z)$. В качестве примера рассмотрим задачу переноса в спектральной линии при предположении, что случайным изменениям подвергается λ вследствие флуктуаций концентрации n_e свободных электронов.

Имеем (см. [16])

$$\lambda = \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e a_{21}},$$

где A_{21} — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода, a_{21} — коэффициент деактивации атома вследствие электронных ударов.

Следуя работе [3], в качестве u можно взять $u = -\ln n_e$, т. е.

$$\lambda = \lambda(u) = \frac{1}{1 + \gamma e^{-u}}; \quad \gamma = \frac{a_{21}}{A_{21}}. \tag{1}$$

Тогда, если u изменяется от $-\infty$ до $+\infty$, то λ изменяется от 0 до 1.

Теперь несколько слов о возможных случайных изменениях функции перераспределения r. Рассмотрим случай, когда уширение спектральной линии обусловлено совместным влиянием эффекта Доплера и эффектов давления. Тогда (см. [20])

$$r(x, x') = \pi^{-\frac{5}{2}} \int_0^\infty f(x, y) f(x', y) e^{-y^2} dy,$$

где

$$f(x, y) = \operatorname{arc\,tg}\frac{x+y}{a} - \operatorname{arc\,tg}\frac{x-y}{a}.$$

Флуктуации концентрации атомов может привести к случайным изменениям величины a, т. е. $a = a(u)$, что и обуславливает зависимость r от u.

Нами будет принята следующая модель случайного поля $U(z)$: а) Пусть z и z' — две точки среды. Обозначим через g плотность распределения величины u в точке z, при условии, что $U(z') = u'$. Предполагается, что g зависит от расстояния между точками z и z', т. е. $g = g(|z - z'|, u, u')$. Пусть $G = G(z)\,(z \geqslant 0)$ — оператор с ядром g: $[G(z)f](u) = \int_{-\infty}^{\infty} g(z, u, u')\,f(u')\,du'$. G является стохастическим интегральным оператором, т. е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(z, u, u')\,du' = 1. \tag{2}$$

б) Предполагается, что оператор-функция $G = G(z)$ обладает полугрупповым свойством

$$G(z_1 + z_2) = G(z_1)\,G(z_2);\ G(0) = I;\ z_{1,2} \geqslant 0. \tag{3}$$

Здесь I — единичный оператор.

Условие (3) означает марковость случайного поля U вдоль каждого луча.

в) При составлении уравнения переноса будем исходить из следующего (приближенного) допущения о корреляции между значениями u в разных точках: пусть $z_1, \ldots z_n$ — последовательные точки рассеяния кванта, после чего квант поглощается или рассеивается в точке z. Распределение величины u в точке z считается зависящим только лишь от значения $u_n = U(z_n)$. Таким образом, в принятом нами приближении не учитывается информация о значениях поля в предыдущих точках рассеяния $z_1, \ldots z_{n-1}$. Приведем некоторые аргументы в пользу сделанного выше допущения.

В известных моделях случайных полей [7] корреляция между значениями поля в двух точках z и z' быстро убывает с возрастанием расстояния $|z - z'|$ между этими точками. Если же известны значения поля в точках $z_1, \ldots z_n$, то основную роль в распределении u в точке z играет та из этих точек, которая наиболее близка к точке z. В случае задач переноса в трехмерной среде с достаточно большой вероятностью p близлежащей к z точкой является предыдущая точка рассеяния z_n. Так, например, в случае задачи когерентного изотропного рассеяния $p \approx 0,8$; в случае некоге-

рентного рассеяния эта вероятность еще ближе к 1. Что касается одномерных задач переноса, то их мы рассматриваем как приближения к трехмерным, поэтому качественные особенности трехмерных задач можно считать выполненными также в одномерном случае. В связи со сказанным представляет интерес рассмотрение задачи в более точной постановке, когда учитывается информация о значениях u в двух или трех предыдущих точках рассеяния.

Рассмотрим теперь случай быстрых флуктуаций, когда реализация случайного поля может подвергаться случайным изменениям за время, порядка времени диффузии одного кванта. Если величина u меняется только лишь со временем t и случайный процесс $U(t)$ является марковским, то сделанное нами выше предположение выполняется точно. Вопросы, связанные с существованием таких полей, мы здесь затрагивать не будем.

Предположим теперь, что при диффузии частица между двумя последующими рассеяниями подвергается непрерывным слабым воздействиям со стороны среды, вследствие чего флуктуирует энергия, направление движения или какой-нибудь другой параметр, характеризующий частицу. Согласно известной предельной теореме Маркова—Линдберга указанные флуктуации будут распределены нормально. Очевидно также, что при этом выполняется условие марковости вдоль траектории. Такие задачи вполне укладываются в вышеописанную схему.

Обозначим через M инфинитезимальный производящий оператор полугруппы G (см. [17, 18, 1]):

$$M = \left.\frac{dG(z)}{dz}\right|_{z=0^+}. \tag{4}$$

$G(z)$ удовлетворяет следующей задаче Коши:

$$\frac{dG}{dz} = MG; \quad G(0) = I. \tag{5}$$

Формальное решение (5) следующее:

$$G(z) = e^{Mz}. \tag{6}$$

В случае гаусс-марковского случайного поля функция g и оператор G имеют вид (см. [17, 18, 1])

$$g = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi(1-k^2)}} \exp\left\{\frac{-[u-\bar{u}-k(u'-\bar{u})]^2}{2\sigma^2(1-k^2)}\right\}, \tag{7}$$

$$M = \varepsilon\frac{\partial^2}{\partial u^2}; \quad \varepsilon = \frac{\sigma^2}{l}, \tag{8}$$

где σ^2 — дисперсия поля $U(z)$, $k = k(|z - z'|)$ — коэффициент корреляции, $\bar{u}$ — среднее значение величины u, l — эффективный радиус корреляции. В случае экспоненциально-коррелированного поля $U(z)$ имеем

$$k(z) = e^{-\frac{|z|}{l}}. \tag{9}$$

3. Распределение длины свободного пробега. Рассмотрим одну вспомогательную задачу, решение которой будет использовано при составлении уравнения переноса в СС. Случайные изменения коэффициента поглощения α приводят к флуктуациям величины оптического расстояния между двумя точками среды. Обозначим через $q(z, u, u')\,du'$ вероятность того, что квант без поглощения пройдет путь длины z и в конце пути значение случайного поля $U(z)$ будет лежать в интервале $(u', u' + du')$, при условии, что в начальной точке пути $U = u$.

Из определения q, марковости поля $U(z)$ вдоль лучей и формулы полной вероятности следует

$$q(z_1 + z_2, u, u') = \int_{-\infty}^{\infty} q(z_1, u, u'')\, q(z_2, u'', u')\, du'', \quad z_{1,2} \geqslant 0. \tag{10}$$

Имеем также

$$q(0, u, u') = \delta(u - u'). \tag{11}$$

Определим операторы Q и A_0:

$$[Q(z)f](u) = \int_{-\infty}^{\infty} q(z, u, u') f(u')\, du'; \quad [A_0 f](u) = \alpha(u) \cdot f(u).$$

Равенства (10), (11) означают, что оператор-функция $Q(z)$ обладает полугрупповым свойством. Обозначим через A инфинитезимальный оператор этой полугруппы: $Q = e^{-Az}$. Займемся вопросом нахождения вида A.

Согласно определению функций q, g и коэффициента поглощения α, для «малого» пути Δz имеем

$$q(\Delta z, u, u') = (1 - \alpha(u)\,\Delta z)\, g(\Delta z, u, u') + 0(\Delta z),$$

или в операторной форме

$$Q(\Delta z) = (1 - A_0 \Delta z)\, G(\Delta z) + 0(\Delta z). \tag{12}$$

Из (12) имеем

$$\frac{Q(\Delta z) - 1}{\Delta z} = \frac{G(\Delta z) - 1}{\Delta z} - A_0 G(\Delta z) + \frac{0(\Delta z)}{\Delta z}.$$

Совершая предельный переход при $\Delta z \to 0$ получаем вид искомого оператора A:

$$A = A_0 - M. \tag{13}$$

Оператор $e^{-(A_0-M)z}$, вообще говоря, нельзя представить в виде произведения $e^{-A_0 z} \cdot e^{Mz}$. Это возможно тогда, когда операторы A_0 и M коммутативны. Так обстоит дело в том частном случае, когда коэффициент поглощения α не флуктуирует: $\alpha = \text{const}$. Тогда для оператора $Q(z)$ получаем выражение:

$$Q(z) = e^{-\alpha z} \cdot G(z). \tag{14}$$

Мы до сих пор не учитывали возможную зависимость α и q от частоты кванта x. Если считать, что во время свободного пробега частота кванта не изменяется, то q зависит от x как от параметра:

$$q(z,\ u,\ u') \equiv q(z,\ x,\ u,\ u').$$

Определим теперь оператор $Q(z)$ посредством

$$[Q(z)f]_{(x,\ u)} = \int_{-\infty}^{\infty} q(z,\ x,\ u,\ u')\, f(x,\ u')\, du'.$$

Легко убедиться, что в рассматриваемой ситуации, как и прежде, оператор Q обладает полугрупповым свойством, с тем же инфинитезимальным оператором — A, но с той разницей, что A_0 является функций умножения на $\alpha(u, x)$. Оператор Q формально можно представить в виде

$$[Q(z)f]_{(x,\ u)} = \int\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Q}(z,\ x,\ x',\ u,\ u')\, f(x',\ u')\, dx'\, du',$$

где

$$\tilde{Q}(z,\ x,\ x',\ u,\ u') = Q(z,\ x,\ u,\ u')\, \delta(x - x').$$

4. Уравнение переноса в одномерном приближении. Рассмотрим задачу некогерентного рассеяния в одномерной стохастической среде геометрической толщины z_0. Следуя вероятностному методу В. В. Соболева, введем понятие вероятности выхода кванта из среды, поглощенной или переизлученной в некоторой точке z.

Пусть на глубине z среды переизлучен один квант частоты x, причем известно, что $U(z) = u$. Обозначим через $P(z,\ x,\ x',\ u,\ u')\, dx'\, du'$ вероятность того, что после ряда рассеяний этот квант выйдет из границы $z = 0$ среды, причем будет иметь некоторую частоту, заклю-

ченную между x' и $x'+dx'$, а значение поля U будет лежать между u' и $u'+du'$. Мы будем придерживаться модели, описанной в разделе 2.

Применение ВМ с учетом вероятностного смысла функции q приводит к следующему интегральному уравнению относительно функции P:

$$P(z, x, x', u, u') = \frac{1}{2}\delta(x-x')\,q(z, x, u, u') +$$

$$+\frac{1}{2}\int_0^{z_0} dz' \int_{-\infty}^{\infty} dx'' \int_{-\infty}^{\infty} du''\, q(|z-z'|, x, u, u'')\,a(x, u'')\,r(x, x'', u'') \times$$

$$\times P(z', x'', x', u'', u'). \qquad (15)$$

Перепишем уравнение (15) в операторной форме

$$P(z) = \frac{1}{2}Q(z) + \int_0^{z_0} Q(|z-z'|)\,LP(z')\,dz'. \qquad (16)$$

Здесь $Q(z)$ — оператор, введенный в конце раздела 3: L и P — суть операторы вида

$$[Lf](x, u) = \frac{a(x, u)\,\lambda(u)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x', u)\,f(x', u)\,dx',$$

$$[P(z)f](x, u) = \int_{-\infty}^{\infty}\int P(z, x, x', u, u')\,f(x', u')\,dx'\,du'.$$

Заметим, что уравнение (16) является интегральной формой следующей краевой задачи для интегро-дифференциальных уравнений переноса

$$\frac{dJ^{\pm}}{dz} = -AJ^{+} + L(J^{+}+J^{-}),$$

$$J^{+}(0) = \frac{1}{2}I; \quad J^{-}(z_0) = 0.$$

5. *Полубесконечная среда.* Рассмотрим уравнение (16) в случае $z_0=\infty$. Будем применять метод нелинейных уравнений факторизации работ [14, 15]. Перепишем (16) при $z_0 = +\infty$ в «супероператорной» форме

$$(I-\widehat{K})P = \frac{1}{2}Q. \qquad (17)$$

Здесь $\hat{K}$ — следующий интегральный оператор типа Винера—Хопфа.

$$[\hat{K}f](z)=\int_0^\infty Q(|z-z'|)\,f(z')\,dz'.$$

Рассмотрим следующую факторизацию:

$$I-\hat{K}=(I-\hat{V}_-)(I-\hat{V}_+), \tag{18}$$

где $\hat{V}_\pm$ — суть искомые вольтерровские операторы вида

$$[\hat{V}_+f](z)=\int_0^z V_+(z-t)\,f(t)\,dt;\quad [\hat{V}_-f](z)=\int_z^\infty V_-(t-z)\,f(t)\,dt.$$

Ядра $V_\pm$ операторов $\hat{V}_\pm$ удовлетворяют следующей системе нелинейных (операторных) уравнений (см. [14]):

$$\begin{aligned} V_+(z)&=Q(z)L+\int_0^\infty V_-(t)\,V_+(z+t)\,dt,\\ V_-(z)&=Q(z)L+\int_0^\infty V_-(z+t)\,V_+(t)\,dt. \end{aligned} \tag{19}$$

Ищем решение (19) в виде

$$V_+(z)=\varphi Q(z)L;\quad V_-(z)=Q(z)\varphi L. \tag{20}$$

Здесь φ (как и L) — не зависящий от z оператор. Легко проверить, что система (19) будет иметь решение вида (20), если φ удовлетворяет уравнению

$$\varphi=I+\int_0^\infty Q(t)\varphi L\varphi Q(t)\,dt. \tag{21}$$

Из (21) можно перейти к следующему уравнению типа уравнения Амбарцумяна относительно $\rho=\varphi-I$:

$$A\rho+\rho A=(I+\rho)L(I+\rho). \tag{22}$$

ρ — искомый интегральный оператор, имеющий смысл оператора отражения.

Уравнение (22) обладает тем преимуществом над (17), что ρ в (22), в отличие от P, не зависит от z.

Вопрос о применении факторизации (18) к решению уравнения (17) будет рассмотрен в разделе 8.

6. *Вопросы разрешимости.* Вкратце рассмотрим вопросы разрешимости уравнения переноса (16) и уравнения Амбарцумяна (22) (или его интегральной формы (21)). Мы ограничимся рассмотрением того частного случая, когда флуктуирует только λ, т. е. α и r не зависят от u. Тогда оператор-функция $Q(z)$ имеет вид (14).

Рассмотрим вопрос разрешимости уравнения (16). Введем последовательные приближения для (16):

$$P_{n+1}^{(z)} = \frac{1}{2} e^{-A_0 z} G(z) + \int_0^{\infty} e^{-A_0|z-z'|} G(|z-z'|) L P_n(z') dz', \qquad (23)$$

$P_0 = 0$; $n = 0, 1, \ldots$

Очевидно, (23) определяет последовательность P_n положительных операторов, монотонно возрастающих по n. Пусть $J = J(x, u)$ — функция, тождественно равная единице. Из (23) индукцией по n доказывается оценка

$$P_n J \leqslant J. \qquad (24)$$

Из монотонности P_n и оценки (24) следует существование ее предела P, который удовлетворяет уравнению (16), причем $\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int P(x, x', u, u', z)\, dx'\, du' \leqslant 1$. Это неравенство согласуется с вероятностным смыслом функции P. Можно доказать единственность такого решения.

Рассмотрим теперь уравнение (21). Введем следующие последовательные приближения:

$$\rho_{n+1} = \int_0^{\infty} Q(t)(I+\rho_n) L (I+\rho_n) Q(t)\, dt, \quad \rho_0 = 0, \quad n = 0, 1, \ldots \qquad (25)$$

Предел ρ последовательности ρ_n назовем каноническим решением (КР) уравнений (21) и (22). Очевидно, $\rho_n \geqslant 0$ и ρ_n возрастает по n. Перепишем (25) в форме (22):

$$(A_0 - M)\rho_{n+1} + \rho_{n+1}(A_0 - M) = L + \rho_n L + L\rho_n + \rho_n L \rho_n. \qquad (26)$$

Воспользуемся соотношениями

$$LJ \leqslant \frac{1}{2} A_0 J; \quad G(t) J \leqslant J; \quad \forall t > 0; \quad MJ = 0. \qquad (27)$$

Здесь первое неравенство выполняется в силу $\lambda(u) \leqslant 1$, второе — в силу (2). Последнее равенство следует из предыдущего. M имеет вид (8).

Индукцией по n докажем неравенство

$$\rho_n J \leqslant J. \tag{28}$$

Введем обозначения $\beta_n = \rho_n J$; $\gamma_n = \rho_n A_0 J$.

Пусть (28) выполняется для некоторого $n \geqslant 0$. Применяя обе части операторного равенства (26) на функцию J, с учетом (27) и (28) получим

$$(A_0 - M)\beta_{n+1} + \gamma_{n+1} \leqslant \frac{1}{2} A_0 J + \frac{1}{2}\gamma_n + \frac{1}{2} L\beta_n + \frac{1}{2}\rho_n L\beta_n$$

$$\leqslant \frac{1}{2} A_0 J + \frac{1}{2}\gamma_n + \frac{1}{2} A_0 J + \frac{1}{2}\gamma_n = A_0 J + \gamma_n.$$

В силу $\gamma_{n+1} > \gamma_n$, получаем

$$(A_0 - M)\beta_{n+1} \leqslant A_0 J. \tag{29}$$

Применяя к обеим частям (29) положительный оператор $Q(t) = e^{-At} = e^{-(A_0 - M)t}$ и интегрируя по t от 0 до $+\infty$, получаем:

$$\int_0^\infty e^{-At} A\beta_{n+1}\, dt \leqslant \int_0^\infty e^{-A_0 t} A_0 G(t) J dt = \int_0^\infty e^{-A_0 t} A_0 J dt = J. \tag{30}$$

Оценка (28) доказана.

Из монотонности ρ_n и (28) следует существование КР ρ уравнения (21), которое является (сильным) пределом ρ_n, причем справедлива оценка

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int \rho(x, x', u, u')\, dx'\, du' \leqslant 1. \tag{31}$$

Таким образом, мы построили положительное решение уравнений (21) и (22). По формулам (20) это решения определяет функции $V_\pm$, с помощью которых строится факторизация (18).

7. *Случай гауссовского поля.* Рассмотрим уравнение Амбарцумяна (21) и (22) в случае гауссовского случайного поля $U(z)$. Тогда оператор M имеет вид (8), следовательно в этом случае уравнение (22) является интегро-дифференциальным уравнением в частных производных. Для ядра $\rho(x, x', u, u')$ оператора ρ это уравнение следующее:

$$[\alpha(x, u) + \alpha(x', u')]\rho(x, x', u, u') - \varepsilon\left(\frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial u'^2}\right)\rho =$$

$$= \frac{1}{2}\lambda(u)\alpha(x, u) r(x, x', u) + \frac{1}{2}\lambda(u)\alpha(x, u)\int_{-\infty}^{\infty} r(x, x'', u)\rho(x'', x', u, u')\times$$

(32)

$$\times dx'' + \frac{\lambda(u')}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\rho(x, x'', u, u')\alpha(x'', u') r(x'', x', u')\,dx'' + \int\int\int\int \times$$

$$\times \rho(x, x'', u, u'')\frac{\lambda(u'')}{2}\alpha(x'', u'') r(x'', x''', u'')\rho(x''', x', u'', u')\,dx''\,dx'''\,du''.$$

Из результатов предыдущего пункта следует, что при $\alpha = \text{const}$ уравнение (32) обладает положительным решением таким, что выполняется неравенство [31]. Построение этого «физического» решения уравнения (32), исходя из итерационного процесса (25), является довольно трудоемким, так как предполагает интегрирование по дополнительному параметру t. Вопросам эффективного построения ρ намечается посвятить отдельную работу авторов.

8. *Решение основного уравнения.* Факторизация (18) и формулы (20) сводят уравнение переноса (16) к последовательному решению следующих двух уравнений:

$$F(z) = \frac{1}{2}Q(z) + \int_{z}^{\infty} V_{-}(t - z)F(t)\,dt, \tag{33}$$

$$P(z) = F(z) + \int_{0}^{z} V_{+}(z - t)P(t)\,dt. \tag{34}$$

Уравнение (33) может быть решено в замкнутом виде: справедлива формула

$$F(z) = \frac{1}{2}\varphi Q(z). \tag{35}$$

Рассмотрим теперь уравнение (34). С учетом (35) и (20) получим следующее уравнение для P:

$$P(z) = \frac{1}{2}\varphi Q(z) + \int_{0}^{z}\varphi Q(z - t)LP(t)\,dt. \tag{36}$$

Обозначим

$$H(z)=\int_0^z Q(z-t)\,L\,P(t)\,dt. \tag{37}$$

Из (36) для $H(z)$ получается следующее уравнение:

$$\frac{dH}{dz}=-(A-L\varphi)\,H+\frac{1}{2}L\varphi Q(z), \tag{38}$$

с условием

$$H(0)=0. \tag{39}$$

Решение задачи (38), (39) имеет вид

$$H(z)=\frac{1}{2}\int_0^z \Omega(z-t)\,L\varphi Q(t)\,dt, \tag{40}$$

где

$$\Omega(z)=e^{-(A-L\varphi)z}. \tag{41}$$

Итак, мы получили следующее представление для решения уравнения (16):

$$P(z)=\frac{1}{2}\varphi\left[Q(z)+\int_0^z \Omega(z-t)\,L\varphi Q(t)\,dt\right]. \tag{42}$$

9. *Среда конечной толщины.* С помощью найденного выше оператора ρ можно построить решение также задачи переноса в среде конечной толщины z_0. Ниже мы опишем способ решения уравнения (16) для $z_0<+\infty$, используя при этом решение (42) задачи (16) на полуоси. Этот метод исходит из работы [19]. Обозначим через $Y(z)\equiv Y_{z_0}(z)$ решение уравнения (16) (или (15)), а через $P(z)$ — решение задачи на полуоси. Оно имеет вид (42). Уравнение (16) при $z_0=+\infty$ можно переписать в виде

$$P(z)=\frac{1}{2}\,Q(z)+\int_{z_0}^{\infty} Q(|z-t|)\,L\,P(t)\,dt+\int_0^{z_0} Q(|z-t|)\,L\,P(t)\,dt. \tag{43}$$

Будем считать, что $z\leqslant z_0$. Тогда в первом интеграле правой части (43) $z-t\leqslant 0$. Поэтому (43) можно представить в виде

$$P(z)=\frac{1}{2}\,Q(z)+Q(z_0-z)\,W+\int_0^{z_0} Q(|z-t|)\,L\,P(t)\,dt, \tag{44}$$

где

$$W \equiv W_{z_0} = \int_{z_0}^{\infty} Q(t-z_0)\, L\, P(t)\, dt. \tag{45}$$

С учетом формулы (42) для W можно получить следующее выражение:

$$W = \frac{1}{2} \int_{z_0}^{\infty} Q(t-z_0)\, L \left\{ \varphi Q(t) + \varphi \int_0^t \Omega(t-y)\, L\, \varphi Q(y)\, dy \right\} dt. \tag{46}$$

Сравнение свободных членов уравнений (16) и (44) приводит к следующему соотношению между их решениями:

$$P(z) = Y(z) + Y(z_0 - z)\, W. \tag{47}$$

Из (47) получаем явную формулу для $Y(z)$:

$$Y(z) = [P(z) - P(z_0 - z)]\,(I - W^2)^{-1}.$$

Несколько слов об обратимости оператора $I - W^2$. Из (24) и (27) следует, что $\|WJ\| \leqslant \lambda_0 \|J\|$, где $\lambda_0 = \max \lambda(u) \leqslant 1$. Если $\lambda_0 < 1$, то оператор W сжимающий, а $I - W^2$ обладает положительным обратным. Заметим также, что при $\lambda_0 < 1$ норма оператора W экспоненциально убывает по z_0, что существенно упрощает вычисления при больших z_0.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценное обсуждение результатов работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

APPLICATION OF THE PROBABILITY METHOD TO PROBLEMS OF TRANSFER IN STOCHASTIC MEDIA

R. S. VARDANIAN, N. B. YENGIBARIAN

The present paper deals with the problem of radiation transfer in randomly inhomogeneous medium. The absorption coefficient, the quantum survival probability in case of the elementary act of scattering and the frequency redistribution function are supposed to be random functions of the point. Correlation between the values of the parameters mentioned above are taken into account in two successive points of scattering. A corresponding transfer equation is derived on the basis of V. V. Sobolev's probability method. The obtained transfer equation and non-linear equations of factorization are studied.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 65.
2. *Р. С. Варданян*, Канд. диссертация, Ереван, 1972.
3. *Р. С. Варданян, Н. Б. Енгибарян*, Принцип инвариантности и его применения, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1989.
4. Отчет ИППФ АН Арм.ССР, «Разработать мат. методы решения задач переноса излучения в среде со случайными локальными свойствами...», № Гос. рег. 01.84.0, 038492, 0286.0, 000953, ВНТИЦ.
5. *В. И. Татарский*, Распространение волн в турбулентной атмосфере, Наука, М., 1967.
6. *А. Исимару*, Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, ч. 1, 2, Мир, М., 1981.
7. *С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский*, Введение в статистическую радиофизику, ч. 2, Наука, М., 1978.
8. *Л. А. Апресян, Ю. А. Кравцов*, Теория переноса излучения, Наука, М., 1983.
9. *Р. С. Варданян*, Астрофизика, 24, 550, 1986.
10. *Р. С. Варданян, Г. В. Папян*, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 22, 316, 1987.
11. *Р. С. Варданян, Н. Б. Енгибарян*, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 23, 9, 1988.
12. *R. S. Vardanian*, Astrophys. and Space Sci., 141, 375, 1988.
13. *H. Frisch, U. Frisch*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 157, 1976.
14. *Н. Б. Енгибарян, А. А. Арутюнян*, Мат. сб., 97, 35, 1975.
15. *Л. Г. Арабаджян, Н. Б. Енгибарян*, Итоги науки и техн. ВИНИТИ, Мат. анализ, 22, 175, 1984.
16. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
17. *А. Д. Вентцель*, Курс теории случайных процессов, Наука, М., 1975.
18. *К. Иосида*, Функциональный анализ, Мир, М., 1967.
19. *Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян*, Мат. заметки, 19, 927, 1976.
20. *Д. Михалас*, Звездные атмосферы, Мир, М., 1, 2, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 524—52—54

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ ЧАСТИЦ И АНТИЧАСТИЦ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

А. Ф. КАДНИКОВ, В. И. МАСЛЯНКИН, М. Ю. ХЛОПОВ

Поступила 18 января 1988
Принята к печати 27 мая 1988

Предложен метод проверки существования в очень ранней Вселенной сверхмассивных метастабильных частиц, обладающих достаточно сильным взаимодействием с релятивистскими частицами. На основе численного моделирования эволюции квазизвездных объектов, формируемых сверхмассивными частицами и античастицами на стадии их доминантности в ранней Вселенной, сделан вывод о вероятности превращения таких объектов в черные дыры в ходе достаточно быстрой эволюции. Из астрофизических ограничений на спектр первичных черных дыр получены жесткие ограничения на допустимые параметры таких сверхмассивных частиц.

1. *Физико-математическая постановка задачи.* Если в ранней Вселенной существовали метастабильные частицы массы m и соответствующие им античастицы, то при температуре $kT \ll mc^2$ должна была происходить закалка их относительной концентрации [1, 2]. В ходе последующего расширения закаленная относительная концентрация $\nu = n_m/n_r$ (где n_r — концентрация релятивистских частиц с уравнением состояния $P_r = E_r/3$) не меняется. При $kT_0 \sim \nu mc^2$ плотность энергии покоя массивных частиц $E_m = mc^2 n_m$ начинает превышать плотность энергии релятивистских частиц $E_r \sim kTn_r$, и наступает стадия доминантности массивных частиц. На этой стадии плотность энергии Вселенной определяется массивными частицами $E_{tot} = E_m + E_r \approx E_m$, а давление, вклад в которое дают и массивные и релятивистские частицы, $P = P_m + P_r = n_m kT + E_r/3 = \nu n_r kT + E_r/3 \approx E_r/3$ при $\nu \ll 1$, определяется релятивистскими частицами. Для однородной и изотропной Вселенной уравнения Эйнштейна имеют на этой стадии следующий вид:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi GE_{tot}}{3c^2} \approx \frac{8\pi G}{3}\rho_m, \qquad (1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(E_{tot} + 3P) \approx -\frac{4\pi G}{3}(\rho_m + 3P_r/c^2), \qquad (2)$$

где a — масштабный фактор. Поскольку при $kT \ll kT_0 \sim \varkappa mc^2$ $P_r = E_r/3 \sim kTn_r \ll \varkappa mc^2 n_r = E_m$, решение системы уравнений (1) — (2) практически совпадает с законом $a(t) \propto t^{2/3}$, характерным для пылевидной стадии ($P = 0$) расширения. На такой стадии развивается гравитационная неустойчивость газа массивных частиц в масштабах, превышающих масштаб Джинса (см. обзор [3]). Если спектр начальных возмущений плотности характеризуется дисперсией $\delta^2 = \langle(\delta\rho/\rho)^2\rangle \ll 1$, то линейная стадия развития возмущений, охватывающих область массы M, продолжается от момента $t_0(M)$, когда возмущение „выходит из-под горизонта", до момента $t_1(M) \sim \delta^{-3/2}(M)\, t_0(M)$. В спектре возмущений оказывается выделенным масштаб M_0 — масса, охватываемая горизонтом в момент t_0. Другой характерный параметр спектра — масштаб $M_{заг}$ — характеризует затухание коротковолновых возмущений. Не рассматривая здесь детально вопрос о выходе возмущений плотности на нелинейную стадию эволюции неоднородностей (см. обзоры [3 — 5,]), укажем, что свойства образующихся неоднородностей существенно определяются законом взаимодействия тяжелых частиц с релятивистским компонентом. При $n_m \sigma_{rm} R > 1$, где σ_{rm} — сечение взаимодействия релятивистских и тяжелых частиц, неоднородность размером R непрозрачна для релятивистских частиц, давление которых существенно влияет на её дальнейшую судьбу. Прежде всего, если при $t = t_0$ выполнено условие $n_m(t_0)\, \sigma_{rm}\, ct_0 > 1$, то масса Джинса для тяжелых частиц $M_J = \rho_m \lambda_J^3$, при $t < t_0$ практически совпадавшая с горизонтом, при $t > t_0$ не меняется, оставаясь порядка величины $M_0 = \rho_m(t_0)(ct_0)^3$ до тех пор, пока в ходе расширения остается справедливым условие непрозрачности. Поскольку рост возмущений плотности происходит только в масштабах больше джинсовского и первыми формируются неоднородности минимального масштаба растущих возмущений, в этом случае первыми должны формироваться неоднородности массы $M \sim M_0$, где (см. [4—6.]):

$$M_0 = \rho_m(t_0)(ct_0) = m_{pl}\left(\frac{m_{pl}}{\varkappa m}\right)^2. \qquad (3)$$

Можно утверждать, что хотя на первом этапе формируются уплощенные объекты—«блины» [3], давление релятивистских частиц за времена, сравнимые с характерным гидродинамическим временем $\sim t_1(M_0)$, должно приводить к их сферизации. Таким образом, задача об эволюции неоднород-

ностей на стадии доминантности массивных метастабильных частиц может быть сведена к анализу эволюции таких сферически симметричных объектов.

Рассмотрим сферически симметричную неоднородную конфигурацию массы M. В ее плотности доминируют пары частиц и античастиц массы m, а давление определяется релятивистскими частицами и излучением, дающими малый вклад в плотность. В нулевом приближении плотность распределена по радиусу по закону, близкому к политропному.

Таким образом, имеется двухкомпонентная среда. «Тяжелый» компонент (пары m и $\bar{m}$) может аннигилировать в легкий. «Легкий» компонент (релятивистские частицы и излучение) может диффундировать сквозь тяжелый и излучаться. Для тяжелого компонента имеется сток массы, обусловленный аннигиляцией.

$$\frac{d\rho_{m}}{dt} = -\frac{\rho_m^2}{m^2}\,\sigma_{\text{ани}}\,v_{\text{отн}}, \tag{4}$$

где величина $\sigma_{\text{ани}}\,v_{\text{отн}}$ зависит от типа частиц. Для магнитных монополей (см. обзор [4, 5]):

$$(\sigma v) = \frac{1}{\alpha^2\, m^{11/10}\, T^{9/10}}. \tag{5}$$

Для G-фермионов [4—6]:

$$(\sigma v) = \frac{\alpha^2}{m^2} \tag{6}$$

(система единиц $\hbar = c = k = 1$). Для легкого компонента имеется приток массы. В зависимости от конкретного механизма аннигиляции этот приток определяется непрозрачностью среды для продуктов аннигиляции.

Характерный размер конфигурации $R \sim \frac{m_{pl}}{\gamma^2 m\delta}$. Длина свободного пробега варьируется от $l_1 \sim \frac{1}{\alpha^2 \gamma\delta m}$ до $l_2 \sim \frac{1}{\alpha^2 \gamma^2 \delta^2 m}$. В первом случае $\frac{l_1}{R} \sim \frac{\gamma m}{\alpha^2 m_{pl}} < 1\ (\ll 1)$ и допустимо приближение локального перехода энергии аннигиляции в энергию (массу) легкого компонента. В принципе возможны такие параметры частиц и их гравитационно-связанных конфигураций, что

$$\frac{l_2}{R} = \frac{m}{\delta\alpha^2 m_{pl}} > 1 \text{ (при } m \geqslant 10^{12} \text{ Гэв)}. \tag{7}$$

Тогда энергия аннигиляции частично теряется системой, частично перераспределяется во всем ее объеме. Здесь мы не будем обсуждать эти возможности и рассмотрим подход, основанный на аналогии релятивистского компонента в «квазизвездах» с излучением в обычных звездах.

2. *Система уравнений и начальные данные.* Для численного моделирования эволюции гравитационно-связанной конфигурации была использована одномерная одножидкостная модель газовой динамики в случае сферической симметрии с учетом источников массы, импульса и энергии за счет аннигиляции, которая описывается следующей системой уравнений в «квазилагранжевых [7] массовых» координатах q и t:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \varkappa\psi, \tag{8}$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v, \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\psi}{\rho}\right) = \frac{\partial r^{\nu} v}{\partial q}, \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(v\psi) = -r^{\nu}\frac{\partial P}{\partial q} + \varkappa\psi v + \psi f, \tag{11}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(E_1\psi) = -P_1\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\psi}{\rho}\right) + \psi Q_{12} + \psi G_1, \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(E_2\frac{\psi}{\rho}\right) = -P_2\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\psi}{\rho}\right) - \frac{\partial W_2}{\partial q} - \psi Q_{12} + \psi G_2, \tag{13}$$

где $P = P_1 + P_2$, $\nu = N - 1$, где N—размерность пространства ($\nu=2$—в сферически симметричной задаче), $\psi = dm(r, t)/dq$ — отношение текущей массы к начальной, $\varkappa$ — скорость аннигиляции частиц и античастиц, v—скорость движения лагранжевых слоев „тяжелого" компонента, P_1—давление „тяжелого" компонента, P_2— давление излучения „легкого" компонента, E_1—внутренняя энергия „тяжелого" компонента, E_2—плотность внутренней энергии „легкого компонента, W_2— поток „легкого" компонента, G_1 и G_2— локальный сток и источник соответственно „тяжелого" и „легкого" компонентов за счет аннигиляции, Q_{12}— обменный член, описывающий обмен энергией между „легким" и „тяжелым" компонентами, f — гравитационная сила. Далее везде индекс „1" показывает, что величина относится к „тяжелому" компоненту, а „2"—к легкому.

Скорость аннигиляции имеет вид [4, 5]:

$$\varkappa = -\varkappa_0 \rho_1, \tag{14}$$

где ρ_1 — плотность

$$\varkappa_0 = \frac{c\alpha_c^2}{m}\left(\frac{m_p}{m}\right)^2 \cdot \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2, \tag{15}$$

где $\alpha_c = 1/30$, $m = 10^{-11}$ г — масса G-фермионов, $m_p = 1.6 \cdot 10^{-24}$ г — масса протона, $c = 2.99 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света, $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-27}$ эрг с — постоянная Планка (система единиц — СГС).

Скорость передачи энергии от «легкого» компонента к «тяжелому» равна:

$$Q_{12} = 4\sigma\left[-\frac{T_1^4}{l_{p1}} + \frac{T_2^4}{l_{p2}}\right], \tag{16}$$

T_1 и T_2 — температуры, l_{p1} и l_{p2} — пробеги, осредненные по Планку:

$$l_p = l_p(T) = \frac{2\pi^2}{5}\, l_0(T), \text{ где } l_0 = \frac{1}{n_0 \sigma_p}, \tag{17}$$

$$n_0 = \frac{\rho_1}{m}, \quad \sigma_p = 4 \cdot 10^{-28}\left|\frac{m_p c^2}{k T_2}\right|, \tag{18}$$

т. е. $l_0 = \tilde{l}_0\, T_2^2 \cdot \rho_1^{-1} m$, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5}$ эрг/см^2 с К^4 — постоянная Стефана-Больцмана.

Уравнения состояния имеют вид:

$$P_1 = \rho_1 k \frac{T_1}{m}, \quad P_2 = \frac{E_2}{3} = 2.52 \cdot 10^{-15} \cdot T_2^4, \tag{19}$$

$$E_1 = \frac{3}{2}\, k T_1 \frac{1}{m}, \quad E_2 = a T_2^4 = 7.56 \cdot 10^{-15}\ T_2^4. \tag{20}$$

Сила гравитации с учетом поправки на ОТО имеет вид:

$$f(r) = -\frac{G M_\Sigma(r)}{r^2} - \frac{2G^2 M_\Sigma^2(r)}{c^2 r^3}, \tag{21}$$

где $G = 6.6732 \cdot 10^{-8}$ см^3/г с^2 — гравитационная постоянная, $M_\Sigma = M_1(r) + M_2(r)$ — суммарная масса „легкого“ и „тяжелого“ компонентов, заключенная внутри сферы радиуса r:

$$M_1(r) = 4\pi \int_0^r \rho_1 r^2\, dr, \tag{22}$$

$$M_2(r) = 4\pi \int_0^r \rho_2 r^2 dr = 4\pi \int_0^r \frac{E_2}{c} r^2 dr, \tag{23}$$

где ρ_1 и $\rho_2 = E_2/c^2$ — плотность „тяжелого" и „легкого" компонентов соответственно.

Источники G_1 и G_2 определяются по формулам:

$$G_1 = \varkappa E_1, \tag{24}$$

$$G_2 = -G_1 \frac{\rho_1}{\rho_2}. \tag{25}$$

Обособившаяся от общего расширения Вселенной гравитационно-связанная система сверхмассивных частиц, в силу того, что расширение происходит термодинамически равновесно [1, 2], должна быть в квазистационарном состоянии, т. е. градиент давления должен компенсироваться силой гравитации.

Для сферически симметричных гравитационно-связанных систем частиц с уравнением состояния: $P = K\rho^{1}=K\rho^{1+1/n}$ (т. е. для политропных газовых сфер) существует равновесная конфигурация, которая при $n=3$ не зависит от радиуса системы [8].

В нашем случае уравнение состояния отличается от политропного, хотя, как показали расчеты, близко к нему. Кроме того, в теории политропных газовых сфер [8] не учитывается перенос «легкого» компонента. Поэтому в качестве начального («нулевого») приближения было взято «политропное» распределение начальной плотности, а профиль температуры уточнялся из условия:

$$\frac{\partial W_2}{\partial q} = 0. \tag{26}$$

Расчеты показали, что выбранные таким образом начальные профили плотности и температуры практически совпадают с равновесным.

Граничные условия для системы уравнений (8)—(13) были взяты следующие:

$$r = 0:\ v(0,\ t) = 0,\ W_2(0,\ t) = 0,$$
$$r = R:\ P = P_1(r,\ t) + P_2(r,\ t) = 0. \tag{27}$$
$$W_2 = (r,\ T) = \sigma r^2\ T_2^4 = \frac{cE_2}{4} - r^2,$$

Поток легкого компонента равен

$$W_2 = -\frac{cl_p}{3} r^{2} \rho \frac{\partial E_2}{\partial q}, \tag{28}$$

где $l_p = 10 \cdot l_0 = \dfrac{10}{n_0 \sigma_p}$.

Кроме того, рассматривался физически более оправданный случай, когда граничные условия брались следующие:

$$\begin{gathered} r = 0: \ v(0, t) = 0, \quad W_2(0, t) = 0, \\ r = R: \ P = P_1(r, t) + P_2(r, t) = P_{\text{гр}} = \text{const}, \\ T_1 = T_2 = T_{\text{гр}} = \text{const}, \end{gathered} \tag{29}$$

где $P_{\text{гр}}$ и $T_{\text{гр}}$ определялись следующим образом: начальный профиль распределения плотности обрезался из условия, чтобы отношение $\rho_{\max}/\rho_{\min}$ было меньше 10^2. При этом внутри такой „урезанной" гравитационно-связанной системы частиц оказывалось 98.2% первоначальной массы. Соответствующие этой точке обрезания температура и давление и брались за $T_{\text{гр}}$ и $P_{\text{гр}}$.

Профили плотности и температуры для этого случая изображены на рис. 1.

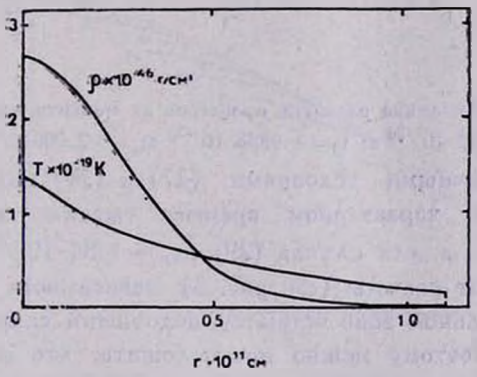

Рис. 1. Начальные профили плотности и температуры.

Система уравнений (8)—(13) с граничными условиями (27) или (29) численно решалась с помощью конечно-разностных алгоритмов, подробно описанных в работах [9, 10]. Не останавливаясь здесь на алгоритме решения, отметим, что соответствующая разностная схема является полностью консервативной. Вопросы программной реализации рассматриваются в работе [9], где приводится описание используемой нами программы «ТРИ-

ТОН», входящей в функциональное наполнение пакета прикладных программ САФРА [11].

3. *Результаты расчетов.* Были проведены численные расчеты системы уравнений (8)—(13) с граничными и начальными условиями (27) и (29). Динамика развития процессов представлена на рис. 2. На рис. 3 представлена динамика развития процессов в центральной зоне, охватывающей $\sim 87.6\%$ первоначальной массы. В остальной части (на периферии, охватывающей $\sim 12.4\%$ первоначальной массы) картина практически не меняется за характерное время развития коллапса.

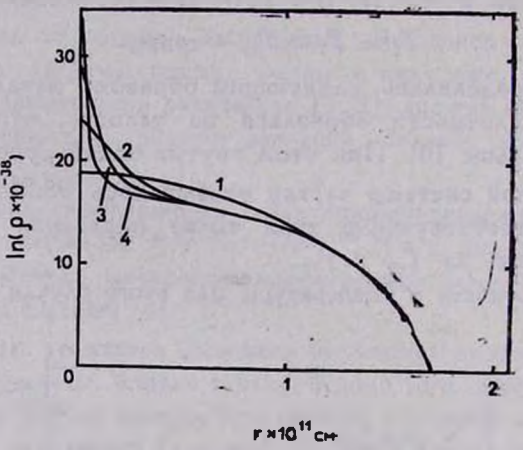

Рис. 2. Динамика развития процессов на моменты времени: $t_1 = 0.0$; $t_2 = 1.8792 \cdot 10^{-20}$ с; $t_3 = 1.9838 \cdot 10^{-20}$ с; $t_4 = 2.0002 \cdot 10^{-20}$ с.

Случаи с граничными условиями (27) и (29) подобны друг другу. Отличие только в характерном времени сжатия: для случая (27) $t_{\text{хар}} \sim 2.014 \cdot 10^{-20}$ с, а для случая (29) $t_{\text{хар}} \sim 1.84 \cdot 10^{-20}$с.

Как показывают расчеты (см. рис. 3), зависимости плотности и температуры в центральной зоне остаются подобными самим себе в каждый момент времени. Поэтому можно предположить, что эволюция гравитационно-связанной системы имеет автомодельный характер и носит черты «режимов с обострением» [12]. На рис. 4 представлены в двойном логарифмическом масштабе зависимости $\rho_{\max}$ и $T_{\max}$ от $t^* - t$, где t^* — характерное время обострения, на интервале времен $t \in [1.87 \cdot 10^{-20}; 2.0147 \cdot 10^{-20}]$. Предположение, что гравитационно-связанная система сжимается в режиме с обострением, т. е.:

$$\rho \sim (t^* - t)^k \cdot R(m), \tag{30}$$

$$T \sim (t^* - t)^n \cdot \Theta(m), \tag{31}$$

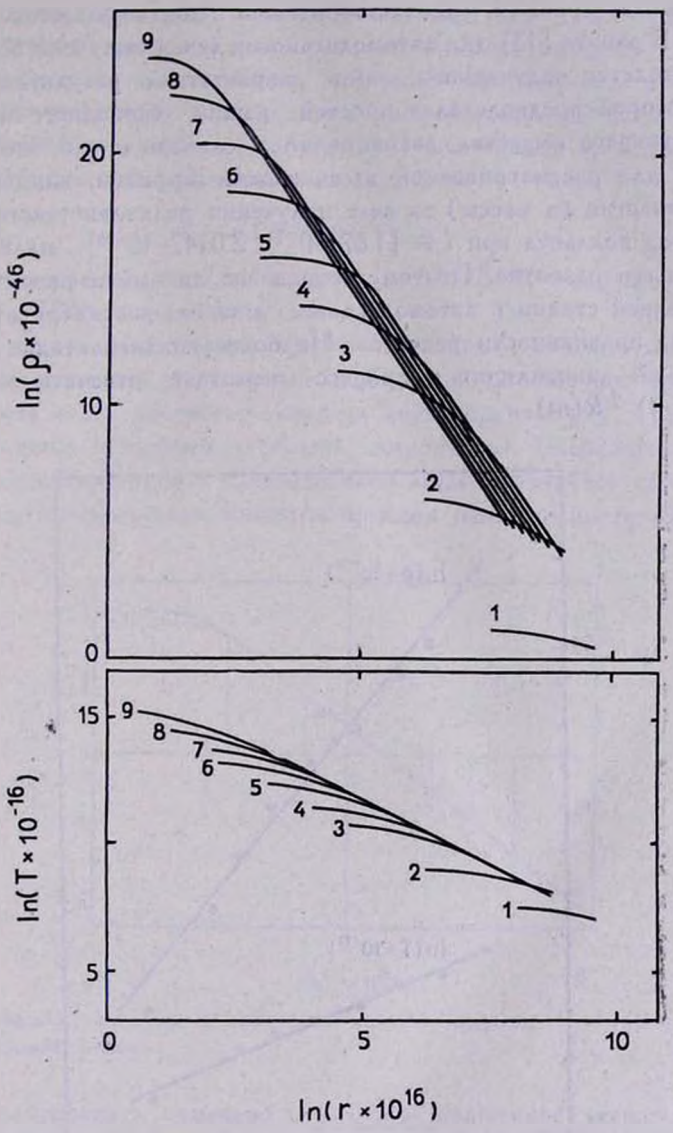

Рис. 3. Динамика развития процессов в центральной зоне, содержащей 87.6 % массы, на моменты времени: $t_1 = 0.0$; $t_2 = 1.8792 \cdot 10^{-20}$ с; $t_3 = 1.9838 \cdot 10^{-20}$ с; $t_4 = 2.0002 \cdot 10^{-20}$ с; $t_5 = 2.0075 \cdot 10^{-20}$ с; $t_6 = 2.0121 \cdot 10^{-20}$ с; $t_7 = 2.0140 \cdot 10^{-20}$ с; $t_8 = 2.0146 \cdot 10^{-20}$ с; $t_9 = 2.0147 \cdot 10^{-20}$ с.

как показывает рис. 4, удовлетворительно подтверждается. Значение $k \approx -2$. В работе [13] для автомодельного случая получено значение $k = -2$. Сходство полученного нами результата с результатами работы [13], в которой предполагался простой режим свободного падения для коллапсирующего вещества, закономерно и связано с тем, что такие специфичные для рассматриваемой здесь задачи эффекты, как аннигиляция и потеря энергии (и массы) за счет излучения релятивистского компонента, в период коллапса при $t \in [1.87 \cdot 10^{-20}; 2.0147 \cdot 10^{-20}]$ малы и слабо влияют на его развитие. Поэтому совпадение динамики развития процессов на средней стадии с автомодельным можно рассматривать как подтверждение правильности расчетов. На более поздней стадии становится существенной аннигиляция и процесс перестает отвечать зависимости $\rho \sim (t^* - t)^{-2} R(m)$.

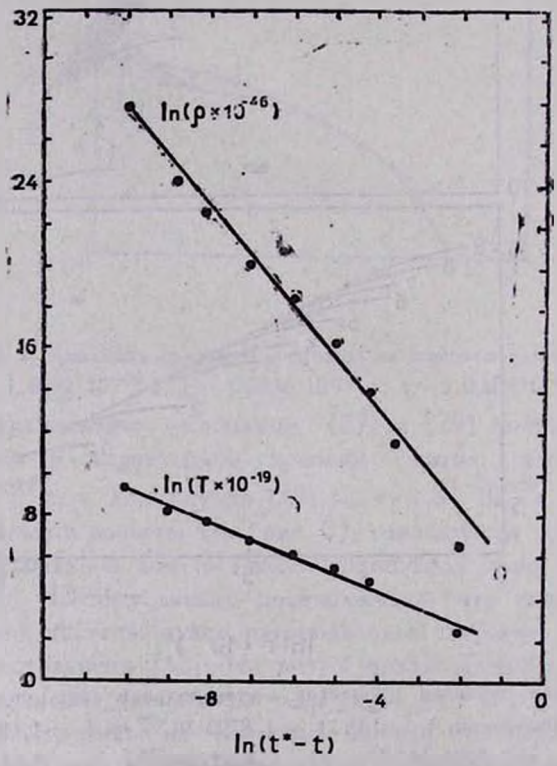

Рис. 4. Зависимости ρ_{max} и T_{max} от $t^* - t$ в интервале времен $t \in [1.8792 \cdot 10^{-20}; 2.0147 \cdot 10^{-20}]$ ($t^* = 2.01475 \cdot 10^{-20}$ с).

В работе [14] было исследовано автомодельное решение для коллапса под действием потерь энергии нейтринным излучением. Оценка скоро-

сти потерь энергии для этого случая показывает, что она существенно меньше характерной скорости всего рассматриваемого процесса, что говорит о слабом влиянии высвечивания нейтрино на динамику коллапса и приводит к качественному совпадению с рассматриваемым нами случаем. Воспользовавшись результатами работы [14] для оценки времени схлопывания гравитационно-связанной системы, получим:

$$t = 1.59 \cdot 10^{-20} \text{ с.}$$

В нашем случае t равно $2.0148 \cdot 10^{-20}$ и $1.8318 \cdot 10^{-20}$ с для граничных условий (27) и (29) соответственно.

Расчеты показали, что гравитационно-связанная конфигурация коллапсирует, сжатие носит безударный характер и за конечное время скорость движения слоев достигает скорости звука $a_{3B} = c/\sqrt{3}$ (т. к. давление определяется давлением «легкого» компонента). Сверхзвуковое сжатие в центральной области в предложенной модели означает образование ПЧД. На рис. 5 в различные моменты времени изображены профили тем-

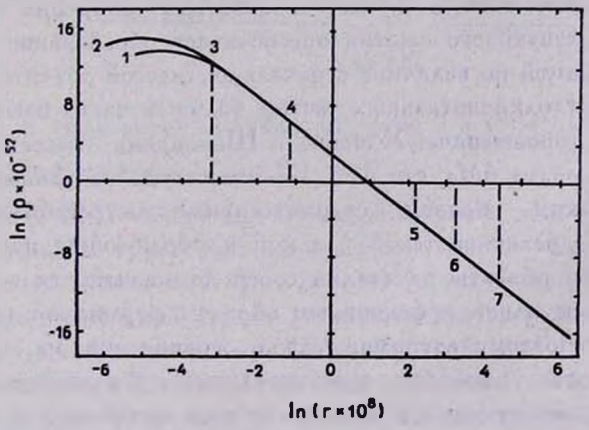

Рис. 5. Профиль плотности в различные моменты времени. Пунктиром отмечены положения «звуковой точки».

пературы и плотности и отмечено пунктиром положение звуковой точки. Так как из области, охваченной сверхзвуковым сжатием, никакие малые возмущения не могут выйти наружу, то она не влияет на внешние слои и в расчетах «вырезалась». В начальный момент времени, когда скорость движения слоев достигает скорости звука, сверхзвуковым движением охвачено $\sim 11.4\%$ первоначальной массы гравитационно-связанной системы. Затем все более удаленные слои вовлекаются в сверхзвуковое движение и через время $t = 3.7042 \cdot 10^{-22}$ с после начала сверхзвукового сжатия им охватывается более 50% массы первоначальной гравитационно-связанной

системы. К моменту начала сверхзвуковой стадии успевает проаннигилировать $\sim 4\%$ массы первональной гравитационно-связанной системы.

Реальное поведение вещества в области сверхзвукового сжатия следует уже рассматривать на основе ОТО. Однако для наших целей достаточно того, что область сверхзвукового сжатия обособляется от гидродинамического движения более внешних слоев, так что, выделяя границу этой области, мы получаем оценку доли массы гравитационно-связанной системы, перешедшей в ПЧД.

4. *Ограничение на метастабильные частицы.* Результаты проведенных численных расчетов подтверждают качественные соображения [6] о большой (сравнимой с 1) вероятности образования черных дыр при эволюции гравитационно-связанных «квазизвездных» объектов. В отличие от гравитационно-связанных систем бесстолкновительных частиц, эволюция которых происходит за счет медленного ($t \gg t_1$) испарения горячих частиц (см. [15—17]), излучение релятивистского компонента «квазизвездными» объектами обеспечивает быстрое протекание их эволюции ($t \sim t_1 \equiv t_1(M_0)$). Кроме того, в случае «квазизвезды» аккреция внешних слоев в области сверхзвукового сжатия обеспечивает образование черной дыры с массой, сравнимой по величине с начальной массой объекта M_0. В случае же системы бесстолкновительных частиц большая часть массы испаряется, и по оценкам Дорошкевича, Хлопова и Шандарина масса черной дыры оказывается порядка δM_0, где $\delta \ll 1$ — амплитуда начальных возмущений плотности. Таким образом, сверхмассивные метастабильные частицы, «сцепленные» с релятивистской плазмой и образующие по этой причине «квазизвездные» объекты на стадии своей доминантности в очень ранней Вселенной, максимально эффективным образом формируют на этой стадии черные дыры. Поэтому астрофизические ограничения на концентрацию ПЧД оказываются наиболее чувствительными к наличию именно таких, сильно взаимодействующих с релятивистским компонентом частиц.

Покажем, как усиливает ограничение на допустимые параметры таких частиц по сравнению с [4, 5, 18, 19] учет образования ПЧД в результате эволюции «квазизвездных» объектов. Превращение значительной (сравнимой с полной) доли космологической плотности в форму ПЧД драматически удлиняет пылевидную стадию, поскольку при $t > \tau$ (τ — время жизни частиц) во Вселенной доминируют ПЧД вплоть до момента своего испарения. Если масса ПЧД $M > 10^9$ г, то испарение ПЧД происходит при $t > 1$ с, причем после испарения его продукты вносят доминирующий вклад в плотность Вселенной, что исключается при $1 < \tau < 10^5$ с данными о концентрации легких элементов, а при $\tau > 10^5$ с вдобавок еще и планковской формой спектра реликтового излучения (см. обзор [4, 5]). Таким

образом, область $\nu m < 10^{-7}\ m_{pl}$ оказывается исключенной, если время жизни частиц τ превышает длительность образования гравитационно-связанной системы, равная по порядку величины $t_1(M_0) \sim \delta_0^{-3/2}\,(m_{pl}/\nu m)^2\,t_{pl}$.

Как и следовало ожидать, получается существенно более сильное ограничение на параметры частиц τ и νm, чем в подходе [4, 5, 18, 19] (см. рис. 6a). Более того, область исключенных значений τ и νm:

$$\left(\frac{t_{pl}}{\tau}\right)^{1/2}\delta^{-3/4} < \frac{\nu m}{m_{pl}} < 10^{-7} \qquad (32)$$

существует и при малых δ (в частности, при $\delta < 6\cdot 10^{-4}$), при которых в [18, 20, 21] ограничения вообще отсутствовали (см. рис. 6b).

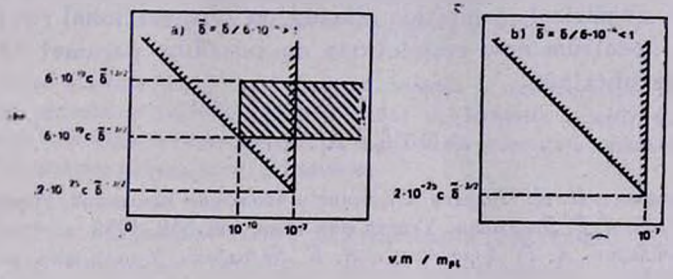

Рис. 6. Ограничения на параметры частиц τ и νm в случаях:
a) $\bar{\delta} = \delta/6\cdot10^{-4} > 1$; b) $\bar{\delta} = \delta/6\cdot10^{-4} < 1$.

Ограничение (32) можно еще более расширить, если учесть: a) формирование отдельных гравитационно-связанных систем частиц до момента t_1 за счет «гауссовских хвостов» в распределении возмущений плотности:

b) влияние длительной стадии доминантности сверхмассивных частиц с $\nu m > 10^{-7}\ m_{pl}$ и образуемых при ПЧД с массой $M < 10^8$ г на величину барионной асимметрии Вселенной, а также возможность образования больших ПЧД в результате эволюции гравитационно-связанных систем маломассивных ПЧД.

Однако уже ограничение (32) исключает существование предсказываемых в моделях асимптотически свободной SU (5) теории метастабильных G-фермионов [6] или возможность доминантности магнитных монополей в очень ранней Вселенной [18, 22], допускавшаяся неинфляционными вариантами решения проблемы магнитных монополей.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность Ю. А. Повещенко за весьма полезное обсуждение методики расчетов и А. Г. Полнареву за обсуждение результатов.

Институт прикладной математики
АН СССР

SIMULATION OF THE EVOLUTION OF QUASISTELLAR SYSTEMS FORMED BY PARTICLES AND ANTIPARTICLES IN THE EARLY UNIVERSE

A. F. KADNIKOV, M. Yu. KHLOPOV, V. I. MASLYANKIN

The method to test the existence of superheavy metastable partic les with relatively strong interaction with relativistic plasma in the ve ry early Universe is suggested. The conclussion about the probabiliti o transforming quasistellar objects being formed by superheavy particles and antiparticles at the stage of their domination in the early Universe into black holes in the course of rather fast evolution was made on the basis of numerical simulation. Based on observational r>s triction on black holes spectrum new restrictions on possible parameters of such particles are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975
2. *А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович*, Успехи физ. наук, 130, 559, 1980.
3. *С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович*, Успехи физ. наук, 139, 83, 1983.
4. *А. Г. Полнарев, М. Ю. Хлопов*, Успехи физ. наук, 145, 369, 1985.
5. *М. Ю. Хлопов, В. М. Чечеткин*, Физ. эл. частиц и ат. ядра, 18, 627, 1987.
6. *O. K. Kalashnikov, M. Yu. Khlopov*, Phys. Lett., *B* 127, 407, 1983.
7. *Ю. А. Повещенко, Ю. П. Попов*, Ж. вычисл. мат. и мат. физ., 18, 1048, 1978.
8. *Я. Б. Зельдович, С. И. Блинников, Н. И. Шакура*, Физические основы строения и эволюции звезд, Изд. МГУ, М., 1981.
9. *П. П. Волосевич, Н. А. Дарьин, Г. А. Евсеев, А. Ф. Кадников, Е. И. Леванов, В. И. Маслянкин, Е. Н. Сотский*, Препр. ИПМ АН СССР, № 48, 1987.
10. *А. В. Колдоба, Ю. А. Повещенко*, Препр. ИПМ АН СССР, № 160, 1982.
11. *А. А. Самарский, С. А. Гайфулин* и др. — ВАНТ, сер. Методики и программы, вып. 2 (13), 38, 1983.
12. *Н. В. Змитриенко, С. П. Курдюмов, А. П. Михайлов*, Итоги науки и техн. ВИНИТИ Математика, 28, 315, 1986.
13. *О. Х. Гусейнов, Я. Б. Зельдович*, Астрон. ж., 43, 313, 1966.
14. *Д. К. Надежин*, Астрон. ж., 45, 1166, 1968.
15. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
16. *Я. Б. Зельдович, М. А. Подурец*, Астрон. ж., 42, 963, 1965.
17. *V. G. Gurzadyan, G. K. Savvidi*, Astron. and Astrophys., 160, 203, 1986.
18. *M. Yu. Khlopov, A. G. Polnarev*, Phys. Lett., *B* 97, 383, 1980.
19. *А. Г. Полнарев, М. Ю. Хлопов*, Астрон. ж., 58, 706, 1981.
20. *V. Canuto*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 184, 721 1978.
21. *A. F. Grillo*, Phys Lett., *B* 94, 364, 1980.
22. *T. Goldman, E. W. Kolb, D. Toussaint*, Phys. Rev., *D* 23, 867, 1981.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

УДК: 52—337

К ВОПРОСУ ОБ ИДЕАЛЬНОСТИ ФЕРМИ-ГАЗОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. А. ИВАНОВ, С. С. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. С. СЕКЕРЖИЦКИЙ

Поступила 20 июля 1988
Принята к печати 20 сентября 1988

Исследуется влияние магнитного поля на полную и кинетическую энергии крайне вырожденных идеальных нерелятивистских газов заряженных и нейтральных фермионов. Показано, что сверхсильное магнитное поле может нарушать приближение идеального газа для системы нейтральных фермионов.

Результаты астрофизических исследований последних двух десятилетий дают все основания полагать, что в сверхплотных астрофизических объектах в условиях, физически сходных с условиями для электронного газа в металле, могут существовать электронный, протонный и нейтронный газы, а сами эти объекты обладают весьма сильными магнитными полями. Термодинамические характеристики электронного газа в квантующих магнитных полях вычислялись в работах [1—8] и других, протонного газа — в [7]. В [9] нами были получены общие соотношения, позволяющие вычислять большой термодинамический потенциал Ω, химический потенциал ζ и другие характеристики произвольного нерелятивистского крайне вырожденного идеального ферми-газа в постоянном и однородном магнитном поле.

Используя результаты [9] и стандартные методы статистической термодинамики, несложно получить выражения для средних полной и кинетической энергий ферми-газа в магнитном поле с индукцией B:

$$\langle E(B)\rangle = \langle E(0)\rangle \cdot \frac{2}{3} \cdot R_{3/2}^{-5/3}(x) \cdot \left| \frac{5}{2} x \cdot R_{3/2}(x) - R_{5/2}(x) \right|, \quad (1)$$

$$\langle T(B)\rangle = \langle E(B)\rangle - \langle E(0)\rangle \cdot \frac{5}{3} R_{3/2}^{-5/3}(x) \cdot R(x), \quad (2)$$

где

$$\langle E(0)\rangle = 0.6\, N \cdot \zeta(0); \ \zeta(0) = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 (N/V)^{2/3} \cdot (2m)^{-1}, \quad (3$$

$$x = \zeta(B)\cdot(\mu B)^{-1};\ \zeta(B) = \zeta(0)\cdot x\cdot R_{3/2}^{-2/3}(x), \tag{4}$$

N — число фермионов в объеме V, m — масса фермиона, $\hbar$ — постоянная Планка, μ — магнетон Бора для электронов и ядерный магнетон для нуклонов. Для заряженных фермионов

$$R_a(x) = a\sum_{n=0}^{l}[(x-2n-1-\sigma)^{a-1} + (x-2n-1+\sigma)^{a-1}], \tag{5}$$

$$R(x) = 1.5\sigma\sum_{n=0}^{l}[(x-2n-1-\sigma)^{1/2} - (x-2n-1+\sigma)^{1/2}]; \tag{6}$$

суммирование здесь ведется до тех пор, пока выражения в круглых скобках неотрицательны; n — номер квантового уровня Ландау; $a = 3/2,\ 5/2$; $\sigma\mu$ — собственный магнитный момент частицы. Для нейтральных фермионов

$$R_a(x) = 0.5\cdot[(x-\sigma)^a + (x+\sigma)^a], \tag{7}$$

$$R(x) = 0.5\sigma\cdot[(x-\sigma)^{3/2} - (x+\sigma)^{3/2}]. \tag{8}$$

При выводе данных формул принималось, что спектр энергии свободного заряженного фермиона в магнитном поле

$$\varepsilon = p_z^2\cdot(2m)^{-1} + \mu B(2n+1) \pm \sigma\mu B, \tag{9}$$

а нейтрального фермиона

$$\varepsilon = p^2\cdot(2m)^{-1} \pm \sigma\mu B, \tag{10}$$

p_z — проекция импульса p частицы на направление индукции поля. Как и в [9], мы полагаем, что величина σ не зависит от B. Это ограничивает применимость формул данной работы условием $B \ll 4.414\cdot 10^{13}$ Гс для электронов и $B \lesssim 10^{18}$ Гс для нуклонных газов [9]. В (9) кинетическая энергия фермиона описывается первыми двумя слагаемыми, в (10) — первым слагаемым. Если значения p_z и p в (9) и (10) соответственно максимальны, то $\varepsilon = \zeta(B)$, и максимальная кинетическая энергия фермиона $\tau(B) = \zeta(B) + \sigma\mu B > \zeta(B)$.

Результаты численных расчетов для электронного, нейтронного и протонного газов приведены на рис. 1. Легко видеть, что энергетические характеристики заряженных фермионов осциллируют в магнитном поле (осцилляционным пикам кинетической энергии соответствуют перегибы графиков полной энергии). Каждому значению n отвечают два пика (для электронов при выбранном масштабе эти пики практически сливаются). В слабых магнитных полях диамагнетизм Ландау не проявляется и, в соответствии с теорией парамагнетизма Паули, $<T(B)>$ с увеличением B возрастает, а $<E(B)>$ убывает. В квантовом пределе сверхсильных маг-

нитных полей магнитные моменты всех частиц направлены по полю и $n = 0$ для заряженных фермионов. В этом случае $<E(B)>$ быстро убывает для любого газа; $<T(B)>$ неизменно для нейтронов, а для заряженных фермионов сначала несколько убывает, затем быстро возрастает. Таким образом, при рассматриваемых значениях B средняя кинетическая энергия ферми-газа больше, чем в отсутствие магнитного поля.

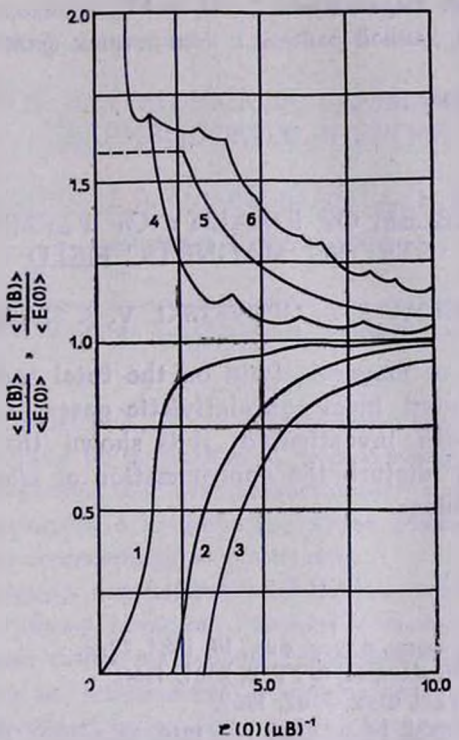

Рис. 1. Зависимости средних полных энергий (линии 1—3) и средних кинетических энергий (4—6) ферми-газов от индукции магнитного поля. 1; 4 — электронный газ; 2; 5 — нейтронный; 3; 6 — протонный.

Ферми-газ можно считать идеальным, если средняя кинетическая энергия фермионов много больше абсолютной величины средней энергии их взаимодействия между собой и с внешними полями. В квантовом пределе $<T(B)> = \pi^{-1}\hbar^6 N^3 (6m^3\mu^3 B^3 V^2)^{-1} + N\mu B$ для заряженных фермионов и $<T(B)> = \text{const}$ для нейтронов. Средняя энергия взаимодействия фермионов со сверхсильным магнитным полем — $\mp\mu BN$, т. е. зависит от B линейно. Поэтому возможно нарушение приближения идеального газа для системы нейтронов в сверхсильном магнитном поле.

Аналогичный вывод для ультрарелятивистского электронного газа был сделан в [8, 10], однако в качестве критерия идеальности принима-

лось условие малости энергии кулоновского взаимодействия электронов по сравнению с их средней полной энергией (или с химическим потенциалом при расчете на один электрон). Полученные нами результаты дают основание полагать, что вывод работ [8, 10] необоснован, а корректность соответствующих численных оценок сомнительна.

Отметим в заключение, что возможность нарушения приближения идеального газа для нейтральных фермионов сверхсильным магнитным полем, как и критерий вырождения $\zeta(B) \gg kT$, необходимо учитывать при применении формул данной работы к конкретным физическим задачам.

Брестский педагогический
институт

ON THE PROBLEM OF IDEALITY OF FERMI-GAS IN THE STRONG MAGNETIC FIELD

M. A. IVANOV, S. S. LIPOVETSKI, V. S. SEKERZHITSKI

The influence of magnetic field on the total and kinetic energy of extremely degenerated ideal nonrelativistic gases of charged and neutral fermions has been investigated. It is shown that the superstrong magnetic field may disturb the approximation of ideal gas for the system of neutral fermions.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Б. Румер*, Ж. эксперим. и теор. физ., 18, 1081, 1948.
2. *А. И. Ансельм, Б. М. Аскеров*, ФТТ, 2, 2821, 1960.
3. *В. А. Рубан*, Изв. вузов. Физ., 3, 67, 1967.
4. *V. Canuto, H. Y. Chiu*, Phys. Rev., 173, 1210, 1220, 1229, 1968.
5. *V. Canuto, H. Y. Chiu*, Space Sci. Rev., 12, 3, 1977.
6. *Г. А. Шульман*, Астрофизика, 10, 543, 1974; 11, 89, 1975.
7. *Г. А. Шульман*, Астрон. ж., 52, 1166, 1975; 56, 51, 1979.
8. *Г. А. Шульман*, Астрон. ж., 53, 755, 1976.
9. *С. С. Липовецкий, А. А. Олесик, В. С. Секержицкий*, Изв. вузов. Физ., 5, 21, 1987.
10. *Г. А. Шульман, В. С. Секержицкий*, Астрофизика, 13, 165, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

ОБЗОР

УДК: 52—732

ПЕРВИЧНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ф. А. АГАРОНЯН, Э. А. МАМИДЖАНЯН, С. И. НИКОЛЬСКИЙ

Поступила 4 декабря 1988

Обзор посвящен наблюдательным данным по гамма-излучению сверхвысоких энергий от астрофизических объектов, полученным в последние годы с помощью наземных ливневых установок.

1. *Введение.* Появление гамма-астрономии завершило превращение оптической астрономии во всеволновую, использующую все частоты электромагнитного излучения. Все это разнообразие наблюдательного материала вместе с данными о космических лучах создает хорошую экспериментальную основу современной астрофизики.

Земная атмосфера непрозрачна для гамма-квантов. Поэтому первые реальные успехи гамма-астрономии связаны с выносом за пределы атмосферы светосильных гамма-телескопов, способных длительное время эффективно работать на космических аппаратах. Малые потоки первичных гамма-квантов и большой (превосходящий на несколько порядков) фон заряженных частиц сильно осложняют методику регистрации. Поэтому гамма-телескопы на космических аппаратах успешно используются пока лишь для наблюдения гамма-квантов с энергией $E_\gamma \leqslant 10^9$ эВ. Предполагается, что к 1990 г. на планируемых орбитальных космических обсерваториях (советско-французский проект «Гамма-1» [1] и американский проект GRO [2]) будет достигнута энергия $E_\gamma \sim 10^{10}$ эВ, а в первой половине 90-х годов — энергия $E_\gamma \sim 10^{11}$ эВ (американский проект «ASTROMAG» [3]). С ростом энергии наблюдаемых гамма-квантов интенсивность потока убывает, методы измерения энергии гамма-квантов в условиях превосходящего по потоку фона заряженных частиц усложняются, и, как следствие, наблюдение за пределами атмосферы становится слишком тяжелым и в прямом и переносном смысле.

Первичные гамма-кванты сверхвысокой энергии, поглощаясь в атмосфере, образуют электронно-фотонные каскады. Регистрация таких каскадов равнозначна наблюдению первичных гамма-квантов, и задача экспериментов сводится к надежному разделению электронно-фотонных каскадов от первичных гамма-квантов и на несколько порядков большего числа электронно-фотонных лавин, сопровождающих адронные каскады, образуемые в атмосфере протонами и ядрами космических лучей.

Начиная с $E_\gamma \geqslant 10^{11}$ эВ, гамма-кванты, взаимодействуя с атомами воздуха, эффективно генерируют вторичные электроны, которые в свою очередь порождают черенковское оптическое излучение, достигающее поверхности Земли. Это обстоятельство дает возможность косвенно исследовать поток гамма-квантов, регистрируя черенковское излучение с помощью установок, расположенных как на высотах гор, так и на уровне моря. В настоящее время с помощью этой методики обнаружен «избыток» излучения при $E \geqslant 3 \cdot 10^{11}$ эВ в направлении ряда астрофизических объектов (рентгеновские двойные Cyg X — 3, Her X — 1, Vela X — 1, пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности и т. д.) [4]. Выше энергии $10^{13} - 10^{14}$ эВ эффективность этого метода падает из-за лимита ясных безлунных ночей, необходимых для регистрации черенковского излучения атмосферных ливней.

Исследование космического гамма-излучения с $E_\gamma \geqslant 10^{14}$ эВ возможно благодаря регистрации ШАЛ, генерируемых при попадании гамма-квантов в атмосферу Земли. При этом, как и в случае регистрации черенковского излучения, дискретные источники гамма-квантов могут быть обнаружены по статистически выделенному избытку ливней в определенных направлениях небесной сферы. Согласно современным представлениям узкой анизотропией могут обладать ШАЛ, инициируемые гамма-квантами. Подобной анизотропией не могут обладать ШАЛ от заряженных частиц из-за отклонения последних в магнитном поле межзвездной среды. Узкую анизотропию, помимо гамма-квантов, в принципе, могут создавать также нейтроны и нейтрино. Однако в первом случае такая возможность практически исключается из-за малого времени жизни нейтрона, а во втором случае — из-за неэффективного взаимодействия нейтрино с атмосферой Земли.

К настоящему времени с большей или меньшей достоверностью обнаружены потоки гамма-квантов с $E_\gamma \geqslant 10^{15}$ эВ от нескольких дискретных источников, и все они являются объектами одного класса — это тесные рентгеновские двойные: Cyg X-3, Her X-1, Vela X-1, Cyg X-1, LMC X-4 (см., например, [5]). Возможно, что имеется положительный сигнал также в направлении Крабовидной туманности. Однако надежность всех дан-

ных (даже данных, относящихся к наиболее интенсивно изученному объекту — Cyg X-3) далека от желаемого уровня. То же самое можно утверждать о достоверности экспериментальных результатов, полученных черенковскими телескопами в области энергии $E_\gamma \geqslant 10^{12}$ эВ. Таким образом, в настоящее время с определенной уверенностью можно говорить лишь о существовании дискретных источников гамма-квантов сверхвысоких энергий, о периодичности гамма-излучения этих источников и, по-видимому, о спорадическом характере этого излучения.

2. *Основные результаты наблюдений гамма-квантов высоких энергий.* Современные представления о космическом гамма-излучении высоких энергий ($E_\gamma \geqslant 100$ МэВ) основываются преимущественно на данных, полученных с помощью специализированного европейского спутника COS B (1975—1980 гг.) и, частично, американского спутника SAS-2 (1972—1973 гг.). Многочисленным аспектам гамма-астрономии высоких энергий посвящен ряд обзоров (см., например, [2, 6, 7]). Здесь мы ограничимся лишь кратким перечислением основных результатов, полученных в этой области энергий, которые нам понадобятся при интерпретации данных по гамма-излучению сверхвысоких энергий.

Изучение широтного распределения диффузного гамма-излучения с $E_\gamma \geqslant 35$ МэВ на спутнике SAS-2 показало, что оно состоит из двух компонентов: а) нетеплового галактического излучения, обусловленного взаимодействиями космических лучей с межзвездной средой и б) изотропного фонового излучения, имеющего, по-видимому, внегалактическое происхождение [8]. Галактический компонент характеризуется жестким степенным спектром. При малых широтах дифференциальный спектр в области $E_\gamma \geqslant 150$ МэВ имеет показатель $\Gamma \simeq 2$. Отсутствие в спектре характерного «горба» около 100 МэВ, ожидаемого от распадов π^0-мезонов, указывает на большой вклад в диффузное галактическое гамма-излучение низких энергий электронного компонента космических лучей через тормозное излучение [9, 10], обратное комптоновское рассеяние [11] и, возможно, аннигиляционное излучение нетермализовавшихся позитронов [12]. Из крупномасштабного распределения галактического диффузного излучения следует, что имеет место заметная неоднородность в распределении космических лучей средних энергий ($E \leqslant 10$ ГэВ), что свидетельствует в пользу гипотезы о галактическом происхождении космических лучей в этой области энергии.

В диффузном излучении галактического диска надежно выделяются два компонента — узкий, наблюдаемый в направлении центра Галактики ($\Delta\psi \sim 3°$—$5°$) и широкий, образуемый скорее всего в ближайшей окрестности Солнца. Весьма интересная особенность в распределении диффузного

галактического излучения была обнаружена на SAS-2 в области широт от 10° до 25° [8]. Эта особенность, по-видимому, связана с излучением пекулярного комплекса молодых звезд — Пояса Гулда, представляющего собой некую кольцеобразную конфигурацию с диаметром $\leqslant 1$ кпк, наклоненную на 20° относительно галактического экватора. Позже на спутнике COS B были получены наблюдательные свидетельства [7] корреляции гамма-излучения с новой локальной системой, открытой Долидзе [13]. Если гамма-излучение является результатом взаимодействия космических лучей с межзвездным газом и пылью, то плотность космических лучей в этих системах интенсивного звездообразования должна быть выше, чем в околосолнечном пространстве [14].

Основная информация о диффузном компоненте гамма-излучения для больших широт получена на спутнике SAS-2. После учета вклада галактического излучения был определен спектр изотропного космического гамма-излучения в области энергии 35—200 МэВ. В отличие от галактического компонента он оказался мягким, с показателем $\gamma = 2.7^{+0.4}_{-0.3}$ [8]. Полный поток квантов с энергией выше 35 МэВ оценивается как $(5.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$. Единственно возможным объяснением изотропного компонента в рамках галактических моделей является генерация гамма-квантов в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов в гало с радиусом ~ 15 кпк. Среди внегалактических моделей можно указать на аннигиляцию материи и антиматерии или взаимодействия космических лучей на ранних космологических эпохах (см., например [15]), излучение первичных мини черных дыр [16]; модели, учитывающие суммарный вклад дискретных внегалактических источников [17]. Последнее предположение подкрепляется обнаружением гамма-излучения с $E_\gamma \sim$ $\sim$ 50—500 МэВ от квазара 3C 273 на COS B [17], а также мягкого гамма-излучения (~ 1 МэВ) от ряда активных галактик (Центавр A, NGC 4151, MCG-8-11-11) [18].

Из 25 дискретных гамма-источников COS B лишь 4 надежно сопоставлены с известными астрофизическими объектами: пульсарами PSR 531+21 в Крабовидной туманности и PSR 0833—45 в Парусах, с близким молекулярным облаком ρ Oph и с квазаром 3C 273 [19]. Остальной 21 источник остается до сих пор неотождествленным. Характерной особенностью этих источников является их концентрация в узкой полосе вблизи галактического экватора (около 70% неотождествленных источников COS B имеют галактическую координату $|b^{II}| \leqslant 1.5°$). Из этого следует их галактическая принадлежность: возможно они представляют молодое население Галактики. Расстояния до них оцениваются в несколько кпк, а средняя гамма-светимость $\sim 10^{36}$ эрг/с, что на 3—4 порядка больше чем в радио, оптическом и рентгеновском диапазонах волн. Это обстоятельство накладывает суще-

ственные ограничения на модели, предложенные для неотождествленных источников COS B (аккреция на компактные объекты, молодые пульсары, расширяющиеся оболочки сверхновых, плотные молекулярные облака и связанные с ними ОВ-звезды и т. д.). В заключение этого раздела отметим, что в каталог не входит источник Cyg X-3, хотя ранее о пульсирующем гамма-излучении с периодом 4.8 *г* от этого источника в области $E_\gamma \geqslant$ $\geqslant$ 100 МэВ сообщалось группой МИФИ [20] и группой SAS-2 [21].

3. Результаты наблюдений гамма-квантов сверхвысоких энергий. Поиск дискретных источников гамма-квантов сверхвысоких энергий ведется более 20 лет, но статистически значимые потоки фотонов столь высоких энергий наблюдались лишь от некоторых объектов. Список этих источников приведен в табл. 1. Отметим, что под выражением гамма-кванты сверхвысоких энергий мы в дальнейшем будем подразумевать фотоны с энергией $E_\gamma \sim 10^{11} \div$

Таблица 1

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ ГАММА-КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Источник	Периодичность	Расстояние (кпк)	Светимость выше 1 ТэВ (эрг/с)
Рентгеновские двойные:			
Cyg X—3*	4.8 ч; 34 дн. 12 мс (?)	>10	$5 \cdot 10^{37}$ эрг/с
Her X—1*	1.24 с	5	10^{36}—10^{37} эрг/с
4U011+63	3.61 с	5	$5 \cdot 10^{35}$ эрг/с
Vela X—1*	8.9 дн.	1.4	$2 \cdot 10^{34}$ эрг/с
X—4**	1.41 дн.	55	$\geqslant 10^{40}$ эрг/с
Пульсары:			
PSR 0531 (Краб)	33 мс	2	$6 \cdot 10^{33}$
PSR 0833 (Ве)	89.2 мс	0.5	$3 \cdot 10^{32}$
PSR 1937+21	1.56 мс	5	$2 \cdot 10^{35}$
PSR 1953+29	6.13 мс	3.5	$6 \cdot 10^{35}$
Остатки сверхновых:			
Крабовидная туманность*	—	2	$2 \cdot 10^{35}$
Внегалактические объекты:			
Радиогалактика Cen A	—	5000	$4 \cdot 10^{40}$ эрг/с
Неотождествленные источники: Геминга (CG 195+4)	59 с (?)	?	?

* От указанного источника наблюдались также γ-кюванты в области $E \geqslant 10^{15}$ эВ.

** Светимость источника в области $E \geqslant 10^{18}$ эВ с учетом поглощения фотонов на реликтовом излучении.

$\div 10^{16}$ эВ и при обсуждении наблюдательных данных не будем разделять, как обычно поступают в литературе, области энергии 10^{12}—10^{13} эВ и 10^{14}—10^{16} эВ. Вместе с тем полезно помнить, что область энергии 10^{12}—10^{13} эВ исследуется с помощью черенковских телескопов, имеющих узкую диаграмму направленности. Поэтому с помощью этих телескопов до сих пор проводился лишь поиск гамма-квантов от известных, заранее заданных источников. В области же $E_\gamma \geqslant 10^{14}$ эВ гамма-кванты исследуются с помощью регистрации ливневыми детекторами электронно-фотонного компонента атмосферных ливней, одновременно экспонируя большой участок неба (например, $30° \times 30°$) над детекторами. При этом точность определения направления индивидуального ливня может быть достигнута до $1°$, т. е. такого же порядка, что и угловое разрешение черенковских телескопов. Поэтому с помощью ливневых детекторов можно проводить не только исследование гамма-излучения от известных астрофизических объектов, но и поиск дискретных источников гамма-квантов (в некотором смысле это аналог телескопа Шмидта в оптической астрономии). Более того, оснащая ливневые установки детекторами мюонов, можно не только подавить фон от космических лучей и тем самым улучшить чувствительность установки, но проводить также исследования диффузного компонента гамма-излучения сверхвысоких энергий.

3.1. *Дискретные источники гамма-квантов.* Из источников, приведенных в табл. 1, наиболее интенсивно исследовалась рентгеновская двойная Cyg X-3. Этот источник, обнаруженный впервые в гамма-квантах сверхвысоких энергий группой КрАО АН СССР [22] после мощной сентябрьской радиовспышки 1972 г., во многих отношениях является уникальным астрофизическим объектом. Достаточно сказать, что этот источник, принадлежащий к широкому классу тесных рентгеновских двойных, вместе с тем на фоне всех остальных источников этого класса выделяется как объект со вспышечным радиоизлучением. Светимость источника в рентгеновских и гамма-лучах составляет порядка 10^{38} эрг/с, причем заметная доля светимости, приходящаяся на диапазон жестких гамма-квантов, безусловно связана с нетепловыми процессами. Со всей определенностью можно утверждать, что в случае с Cyg X-3 мы имеем дело с объектом, ускоряющим протоны и ядра вплоть до $E \sim 10^{16}$ эВ (ускорение электронов до столь высоких энергий, необходимых для объяснения всего спектра наблюдаемого гамма-излучения, в условиях сильного магнитного поля и большой плотности низкочастотного излучения представляется нереальным). Более того, громадная светимость этого источника в гамма-лучах указывает, что один лишь этот объект в принципе может поддержать наблюдаемую интенсивность космических лучей в Галактике при энергиях $E \sim 10^{15}$—10^{16} эВ [23].

Детальному анализу как наблюдательных данных, так и теоретических моделей Cyg X-3 посвящены многочисленные обзоры (см., например, [24, 25]). Поэтому остановимся лишь на общих характеристиках источника с учетом новых результатов, полученных за последние 2—3 года.

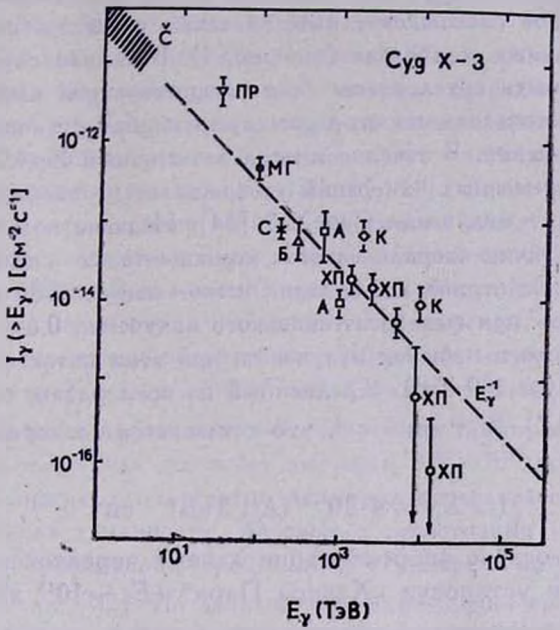

Рис. 1. Интегральный спектр гамма-квантов сверхвысоких энергий от рентгеновского источника Cyg X-3. Обозначения: К—Киль, Б—Бакан, А—Акено, ХП—Хавера Парк, ПР—Плато Роза, С—Сигнус, МГ—Мушиный Глаз, Č—черенковские телескопы.

Гамма-кванты с $E_\gamma \geqslant 1$ ТэВ от Cyg X-3 на удовлетворительном уровне статистической значимости (~ 4—$5\,\sigma$) наблюдались на ряде установок, преимущественно в СССР (КрАО АН СССР, Тянь-Шаньская станция ФИАН) и США (черенковская установка Даремского университета в Дагвее, шт. Юта; 10-м рефлектор обсерватории им. Л. Уиппла, шт. Аризона; 11-м солнечные аккумуляторы на базе ВВС Эдвадс, шт. Калифорния и т. д.). Во всех экспериментах, проведенных за период 1972—1985 гг., наблюдалась периодичность излучения 4.8 ч, при этом максимумы на световой кривой проявлялись при значениях фазы $\psi \sim 0.2$ и/или $\psi \sim 0.6$—0.8. Следует обратить внимание, что максимум при фазе $\psi \sim 0.2$ в ТэВ-ной области наблюдался лишь на установках КрАО [26] и ФИАН [27], а в области $E_\gamma \geqslant 10^{14}$ эВ максимум при фазе $\psi \sim 0.2$ проявлялся на установках Кильского университета [28] и Лидского университета (Хавера Парк) [29]. На других же ливневых установках (Акено, Токийский университет) [30], «Ковер» (ИЯИ АН СССР) [31], «CYGNUS» (Лос-Аламос-

ская национальная лаборатория, США) [32] и на той же установке Хавера Парк [33]) обнаружен максимум при фазе ~ 0.6. Вопрос — в чем заключается причина расхождения данных различных групп по значению фаз световых кривых Cyg X-3 — остается до сих пор открытым.

Существенное расхождение имеется также в абсолютных потоках, полученных на разных установках (см. рис. 1). В данном случае различия в потоках могут быть обусловлены как существующей неопределенностью значений энергетических порогов регистрирующих установок, так и переменностью излучения. В течение многих лет группой КрАО на основании анализа долговременных измерений утверждалось о спорадическом характере переменности излучения Cyg X-3 [34]. Недавно получено новое свидетельство о наличии спорадического компонента в спектре излучения Cyg X-3 [35]. За период наблюдений июнь—август 1985 г. на установке «Мушиный глаз» при фазе рентгеновского излучения 0.65—0.7 на уровне 3.9σ был обнаружен избыток излучения, при этом поток фотонов в области энергии $E_\gamma \geqslant 100$ ТэВ, усредненный по всем фазам, был найден равным $\sim (4.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-13}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, что согласуется со «средним» спектром Cyg X-3:

$$F_\gamma (\geqslant E_\gamma) = 4 \cdot 10^{-11} (E/1 \text{ ТэВ})^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \qquad (1)$$

полученным на основе аппроксимации данных черенковских телескопов ($E_\gamma \sim 10^{12}$ эВ) и установки „Хавера Парк“ ($E_\gamma \sim 10^{15}$ эВ).

Помимо выделенного периодического (квази) стационарного компонента излучения Cyg X-3 на установке «Мушиный глаз» ночью 17 июня 1985 г. было обнаружено резкое возрастание потока [35]. Примечательно, что в этом вспышечном компоненте не наблюдалась какая-либо периодичность, во всяком случае избыток излучения имел место в разных фазах [35]. Поток спорадического излучения, определенный за 4.8 ч наблюдений, при энергиях $E_\gamma \geqslant 10$ ТэВ составлял $(2.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-10}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, а выше $E_\gamma \geqslant 100$ ТэВ — $(6.1 \pm 2.4) \cdot 10^{-12}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. Аппроксимируя спектр по этим двум точкам степенным законом, получаем показатель интегрального спектра 1.7 ± 0.3. Таким образом, излучение, возникающее во время вспышки, отличается от (квази) стационарного компонента не только спорадическим характером, но и более крутым спектром, близким к спектру первичных космических лучей.

Рентгеновские [36, 37] и гамма-наблюдения в области $E_\gamma \geqslant 1$ ТэВ [38] свидетельствуют о наличии, по крайней мере, еще одного периодического компонента в спектре излучения Cyg X-3 с периодом ~ 34 сут. И, наконец, следует отметить сообщение группы Даремского университета об обнаружении пульсирующего компонента гамма-излучения с периодом $P = 12.59$ мс [39]. Огромный интерес, вызванный этим сообщением, свя-

зан с тем, что в случае подтверждения этого результата мы получим важную информацию о наличии молодого пульсара в двойной системе Cyg X-3. Однако результат Даремской группы до сих пор не подтвердился наблюдениями других групп, в частности на 10-м рефлекторе обсерватории им. Л. Уиппл на горе Маунт Хопкинс [40].

В настоящее время предложен ряд моделей ускорения и взаимодействия (с образованием гамма-квантов) частиц сверхвысоких энергий в двойной системе Cyg X-3, претендующих на качественное объяснение тех или иных характеристик гамма-излучения этого источника. Детальному анализу моделей посвящены обзоры [24, 25, 41]. Здесь мы ограничимся лишь замечанием, что ни одна из этих моделей не может даже приблизительно объяснить совокупность удивительных свойств Cyg X-3, обнаруженных в гамма-лучах. В частности, «ахиллесовой пятой» всех существующих моделей является несостоятельность объяснения беспрецендентно большой для галактических объектов нетепловой светимости $\sim 10^{38}$ эрг/с в гамма-квантах с энергией $E_\gamma \geqslant 10^{12}$ эВ. Предполагая, что гамма-кванты являются результатом взаимодействий ускоренных протонов, оценка нетепловой мощности источника достигает значения 10^{39}—10^{40} эрг/с [23].

В течение многих лет в центре внимания исследователей находилась также Крабовидная туманность. Впервые о регистрации гамма-квантов с $E_\gamma \geqslant 0.3$ ТэВ в направлении Крабовидной туманности на уровне 3σ сообщалось Фацио и др. [42]. По данным этих наблюдений средняя за 3 года интенсивность источника в этой области энергии составляла $(4.4 \pm \pm 1.4) \cdot 10^{-11}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. Однако за этот период наблюдений (1969—1972 гг.) трижды наблюдалось существенное возрастание потока и во всех трех случаях имела место корреляция со скачками периода пульсара PSR 0531+21, находящегося в центре Крабовидной туманности. В связи с этим возникает естественный вопрос о вкладе пульсара в суммарное излучение, наблюдаемое от Крабовидной туманности. Напомним, что в области $E_\gamma \geqslant 100 \div 1000$ ГэВ вклад пульсара PSR 0531+21, согласно данным COS B [43], является доминирующим. Впервые указание о наличии в спектре излучения пульсирующего компонента в области энергий сверхвысоких энергий было получено Гриндли и др. [44]. Подобный же вывод был сделан позже другими группами [45—47].

Недавно были опубликованы результаты наблюдений на 10-м рефлекторе обсерватории им. Л. Уиппла по исследованию гамма-квантов от Крабовидной туманности [48]. На высоком уровне статистической значимости ($\sim 5,6\sigma$) был обнаружен избыток, соответствующий потоку выше энергии 0.4 ТэВ: $F_\gamma \sim 6 \cdot 10^{-11}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. В то же время для пульсирующего компонента излучения был найден верхний предел $\leqslant 1.1 \cdot 10^{-11}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, который, однако, не противоречит данным [47].

Область Крабовидной туманности неоднократно исследовалась на наличие гамма-квантов с энергией больше 10^{14} эВ. Впервые об избытке ШАЛ в направлении Крабовидной туманности при энергиях $E \geqslant 10^{16}$ эВ сообщалось Лодзинской группой [49]. Однако величина зарегистрированного потока $(3\pm2)\ 10^{-13}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ лежит значительно выше верхних пределов потоков, полученных на установках «Мушиный глаз» [50], Хавера Парк [51]

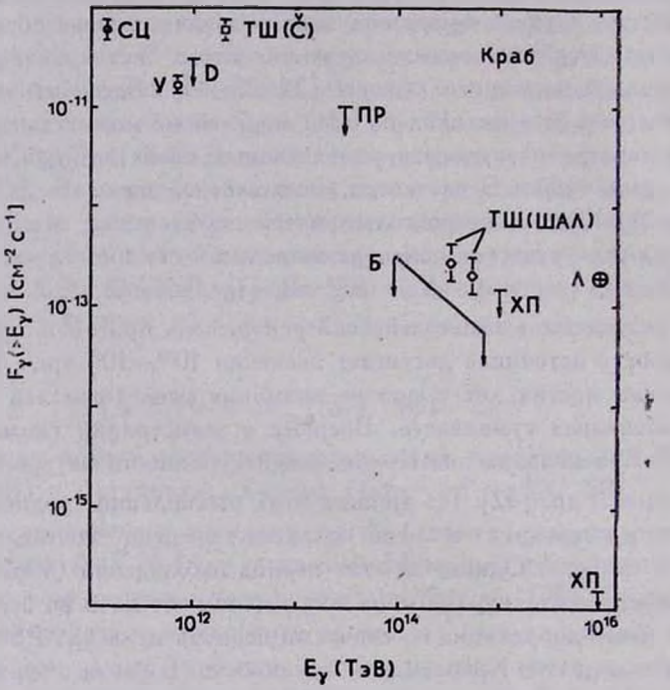

Рис. 2. Интегральный спектр гамма-квантов сверхвысоких энергий от Крабовидной туманности. Обозначения: СЦ—Смитсоновский центр, У—Уиппл, Д—Дарем, ТШ—Тянь-Шань, Б—Баксан, ПР—Плато Роза, ХП—Хавера Парк, Л—Лодзь.

и Акено [52] (см. рис. 2). Исключение составляют данные Тянь-Шаньской комплексной установки ШАЛ [53]. При этом анализ тянь-шаньских данных выявил избыток ШАЛ в направлении Крабовидной туманности лишь после отбора событий по критерию «безмюонности». С одной стороны это является указанием на то, что избыток ШАЛ в действительности обусловлен, как и ожидается, гамма-квантами. Вместе с тем, в данном случае мы имеем дело с ситуацией, в некотором роде противоположной по сравнению с данными Cyg X-3. Как известно, еще в первом сообщении об обнаружении избытка ШАЛ в направлении Cyg X-3 [28] указывалось на аномально высокое содержание (для «γ-событий») мюонов в ШАЛ (так

называемый «кильский эффект»). Недавно к подобному же выводу пришла группа, работающая на установке «CYGNUS» Лос-Аламосской национальной лаборатории [32]. Более того, существенная разница в характеристиках ливней, наблюдаемых в направлении Cyg X-3 и Крабовидной туманности, наблюдается, по-видимому, и в области энергии $E \geqslant 1$ ТэВ. Если черенковское излучение ливней, наблюдаемых от Крабовидной туманности, имеет характерную для γ-ливней форму («изображения»), то черенковские «изображения» ливней от Cyg X-3 скорее соответствуют протонным ливням. Означает ли это, что от Крабовидной туманности наблюдаются гамма-кванты, а от Cyg X-3 — другие (неизвестные к настоящему времени) экзотические нейтральные частицы [54]? На наш взгляд, подобные радикальные выводы, основанные на небогатом экспериментальном материале, преждевременны. Представляется более вероятным, что трудности, связанные с Cyg X-3, обусловлены методическими погрешностями. Поэтому, не исключая полностью возможность генерации в Cyg X-3 отличных от гамма-квантов нейтральных частиц, мы в дальнейшем будем считать, что ливни, наблюдаемые в направлении дискретных астрофизических источников, вызваны гамма-квантами.

Как видно из табл. 1, все обнаруженные к настоящему времени дискретные галактические источники, за исключением Крабовидной туманности, пульсара PSR 0833 в Парусах и, возможно, Геминги, являются тесными рентгеновскими двойными. Среди этих источников наиболее надежные данные получены от известного рентгеновского пульсара Her X-1. Впервые гамма-кванты сверхвысоких энергий от этого источника были обнаружены во время 3-минутной вспышки группой Даремского университета [55]. Вспышка происходила во время перехода «из низкого» состояния рентгеновского излучения в «высокое». При этом весь поток $F_\gamma (E_\gamma \geqslant 1$ ТэВ) $\simeq 1.2 \cdot 10^{-9}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ состоял из пульсирующего компонента с известным периодом этого рентгеновского пульсара $P = 1.24$ с. Позже этот период подтвердился в 4-х измерениях на 10-м рефлекторе обсерватории им. Л. Уиппла [56], где в каждом из наблюдений источник «светил» более 0.5 ч, а поток выше 0.15 ТэВ во всех четырех измерениях составлял $F_\gamma \sim 6 \cdot 10^{-10}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$.

Гамма-кванты от Her X-1 в области энергии выше 500 ТэВ наблюдались также в течение 40 минут на установке «Мушиный глаз» [57], а недавно и на установке «CYGNUS» [32]. Светимость этого источника в гамма-квантах сверхвысоких энергий составляет порядка 10^{36}—10^{37} эрг/с, что сравнимо с рентгеновской светимостью, а энергетические требования к моделям этого источника значительно мягче, чем в случае Cyg X-3.

В настоящее время интерес к этому источнику очень высок. Это объясняется рядом причин, в частности тем, что система Her X-1 обстоятельно изучена практически во всех диапазонах волн (в отличие от Cyg X-3, для

которого даже вопрос о расстоянии содержит большие неопределенности). Это позволяет разработать теоретические модели этого источника на базе большего наблюдательного материала и с более жесткими критериями, чем в случае Cyg X-3. Наблюдения этого источника выгодно отличают его на фоне остальных источников, приведенных в табл. 1, также с экспериментальной точки зрения. Совокупность ряда факторов, в первую очередь большой поток, периодичность с малым периодом $P = 1.24$ с и удобные координаты (для большинства существующих и планируемых на северном полушарии установок), позволяет изучить этот источник на достаточно высоком уровне статистической значимости за относительно короткие периоды наблюдений. Это обстоятельство для столь сильно переменных объектов, какими являются дискретные источники гамма-квантов, представляется исключительно важным.

Из источников, приведенных в табл. 1, наиболее загадочным объектом является второй по яркости на небесной сфере гамма-источник (в области энергии $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ) из каталога COS B CG 195+4 — «Геминга». Исследования на Тянь-Шаньской высокогорной станции [58] дали статистически значимый поток излучения $F_\gamma (\geqslant 2 \cdot 10^{12}$ эВ$) = (5 \pm 3) \cdot 10^{-11}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. При этом основная доля излучения согласно [58] является пульсирующей, с периодом ~ 60 с, найденным ранее для гамма-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ [59]. Однако этот результат до сих пор не подтвержден на других установках. В частности, верхние пределы на уровне 3σ, полученные на 10-м рефлекторе [60], значительно ниже потока, обнаруженного на Тянь-Шаньской установке.

Еще меньше достоверность данных по гамма-излучению сверхвысоких энергий от остальных источников, приведенных в табл. 1 (за исключением, может быть, рентгеновского транзиента 4U 0115+63 [61] и радиогалактики Cen A [62]). Особенное сомнение вызывает результат австралийской группы относительно обнаружения гамма-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 10^{15}$ эВ от рентгеновского источника LMC X-4 [63], расположенного в Большом Магеллановом Облаке. С учетом сильного поглощения гамма-квантов столь высоких энергий на реликтовом микроволновом излучении 2.7 К (расстояние до LMC X-4 составляет порядка 55 кпк), светимость этого источника в области энергии $E_\gamma \geqslant 10^{15}$ эВ составляет $L_\gamma \geqslant 10^{40}$ эрг/с, что представляется весьма неправдоподобным для тесных двойных систем (LMC X-4 принадлежит этому классу объектов) с любой точки зрения.

В настоящее время единственным внегалактическим объектом, от которого на достаточно высоком уровне достоверности ($\geqslant 4\sigma$) обнаружено гамма-излучение с $E_\gamma \geqslant 0.3$ ТэВ, является ближайшая радиогалактика Cen A [62]. Светимость этого объекта в области сверхвысоких энергий оценивается порядка 10^{41} эрг/с [62], что составляет $\sim 10^{-3}$ доли общей светимости Cen A/NGC 5128, обусловленной преимущественно излучением

в области жесткого рентгена [64]. С энергетической точки зрения интерпретация гамма-излучения сверхвысоких энергий Cen A не встречается с такими серьезными трудностями, как, например, в случае Cyg X-3. Более того, наличие в спектре излучения этого источника гамма-квантов вполне согласуется с современными представлениями о процессах ускорения и взаимодействия частиц высоких и сверхвысоких энергий в ядрах активных галактик (см., например, [65]). Недавно на 10-м рефлекторе обсерватории им. Л. Уиппла начата программа систематических исследований гамма-квантов от активных галактик и квазаров [66]. Однако из-за ограниченного времени наблюдений пока получены лишь верхние пределы потоков с $E_\gamma \geqslant 0.15$ ТэВ ($F_\gamma \leqslant 10^{-10}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$), которые в среднем на порядок превосходят ожидаемые потоки.

Регистрация гамма-квантов сверхвысоких энергий от активных галактик может играть ключевую роль в понимании процессов ускорения частиц в этих объектах. Огромные светимости и быстрая переменность излучения ядер активных галактик свидетельствуют о чрезвычайно большой плотности фотонов, в частности рентгеновских лучей в источниках. При таких условиях свободный выход гамма-квантов из источника, даже при их эффективной генерации, сильно затруднен. В результате в поле рентгеновских лучей генерируется релятивистский электромагнитный каскад, поэтому спектр выходящих из источника гамма-квантов обусловлен преимущественно особенностями развития каскада и слабо зависит от спектра инициирующих каскад частиц [67]. При этом стандартизация спектра гамма-излучения, выходящего из источника, приводит к образованию «горба» вблизи $E_\gamma \sim 1$ МэВ, что и наблюдается в спектрах многих активных галактик и квазаров [68—70].

Стандартизация спектра гамма-излучения, к сожалению, не позволяет получить информацию о спектре ускоренных частиц на основании спектра гамма-квантов. Однако это утверждение справедливо лишь для области энергии $E_\gamma \leqslant 10$—100 ГэВ. Из-за падающего характера сечения рождения e^+e^- пар от параметра $s = E_x E_\gamma / m_e^2 c^4$ при $s \gg 1$ компактный рентгеновский источник, будучи толстым для гамма-квантов умеренных энергий, оказывается прозрачным для гамма-квантов сверхвысоких энергий. Поэтому, если в ядрах галактик каким-то образом происходит ускорение частиц до сверхвысоких энергий, то наряду с мягкими гамма-квантами ($E_\gamma \sim 1$ МэВ) следует ожидать и фотоны с $E_\gamma \gg 10$ ГэВ, причем спектр у последних не будет искажен [68]. С этой точки зрения наблюдаемые в спектре излучения радиогалактики Cen A особенности — «избыток» при $E_\gamma \sim 1 \div 10$ МэВ, излом спектра при энергиях выше нескольких десятков МэВ и наличие высокоэнергичного «хвоста» при $E_\gamma \geqslant 0.25$ ТэВ — могут быть объяснены развитием каскада в поле рентгеновских лучей [68].

В настоящее время в литературе широко обсуждаются многочисленные модели генерации частиц сверхвысоких энергий в ядрах активных галактик и квазаров [65, 71]. Более того, согласно современным представлениям, космические лучи с энергией $E \geqslant 10^{17}$ эВ имеют внегалактическое происхождение (см., например, [72]). В качестве возможных внегалактических источников космических лучей чаще всего обсуждаются ядра активных галактик и квазары. В этих объектах происходит не только ускорение протонов и ядер сверхвысоких энергий, но и их эффективное взаимодействие с окружающей средой — с тепловой плазмой и фотонами [72—75]. В результате этого происходит обильное образование π-мезонов, а через их распад, в конечном счете,— гамма-квантов и нейтрино. Теоретически ожидаемые светимости ядер галактик и квазаров в гамма-квантах и нейтрино сверхвысоких энергий позволяют надеяться, что они могут быть обнаружены в планируемых экспериментах. Отметим, что одной из важнейших задач проекта «ДЮМАНД» является регистрация нейтрино с $E \geqslant 1$ ТэВ (см., например, [76]). Гамма-кванты и нейтрино от распадов π-мезонов образуются примерно в одинаковом количестве, и возможности гамма-астрономии сверхвысоких энергий с точки зрения изучения ядер галактик и квазаров представляются более перспективными, чем нейтринной астрономии (по крайней мере в обозримом будущем), т. к. чувствительность уже существующих черенковских телескопов ($\sim 10^{-11}$ фот/см^2 с) превосходит чувствительность установки «ДЮМАНД». Ожидается, что чувствительность черенковских телескопов нового поколения будет улучшена еще на один порядок [77]. Вместе с тем, следует подчеркнуть исключительную важность коррелированных γ—υ наблюдений в будущем, которые позволят получить надежную информацию об условиях генерации частиц сверхвысоких энергий, в частности о родительских частицах, приводящих к образованию гамма-квантов и нейтрино.

Если гамма-кванты и нейтрино рождаются при взаимодействиях ускоренных протонов с окружающим газом и низкочастотным излучением (через распад вторичных π-мезонов), то мы вправе были бы ожидать одинаковые потоки фотонов и нейтрино. Однако в отличие от нейтрино, гамма-кванты от внегалактических объектов из-за взаимодействия с реликтовым излучением доходят до наблюдателя с существенно искаженным спектром (при $E_\gamma \geqslant 100$ ТэВ). Это обстоятельство открывает уникальную возможность для проверки ряда важнейших гипотез с помощью поиска «изломов» в спектрах гамма-квантов от внегалактических объектов в интервале энергии 10^{13}—10^{16} эВ [78]. В частности, этот метод дает принципиальную возможность для проверки гипотезы о космологическом происхождении красных смещений квазаров и зондирования расстояний до них, а также исследования характера эволюции реликтового излучения во времени при $z \geqslant 1$ и т. д.

3.2. Диффузное гамма-излучение сверхвысоких энергий. Комплексное исследование различных компонентов (электронов, мюонов, адронов) широких атмосферных ливней в области энергии $E \geqslant 10^{14}$ эВ позволяет, помимо поиска дискретных источников, определить поток диффузного гамма-излучения. Впервые такая попытка была предпринята в работе [79]. При поиске широких атмосферных ливней с аномально малым содержанием мюонов и адронов на Тянь-Шаньской комплексной установке был оценен поток первичных частиц, инициирующих электромагнитные ливни F ($\geqslant$500 ТэВ) $\simeq 5 \cdot 10^{-13}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$ [79]. Следует отметить, что электромагнитные ливни в атмосфере могут быть вызваны не только гамма-квантами, но и первичными электронами. Однако ожидаемый поток электронов при этих энергиях не может существенно превосходить 10^{-16} см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$ [80] (иначе имело бы место противоречие с экспериментальными данными в области энергий $\sim$ 10—100 ГэВ, где имеются надежные измерения [81, 82]). Это является естественным следствием того, что электроны столь высоких энергий, в отличие от фотонов, в межзвездной среде быстро теряют энергию в результате синхротронного излучения и обратного комптоновского рассеяния на низкочастотном излучении. Это означает, что обнаруженное в тянь-шаньском эксперименте излучение, вызывающее «мюонобедные» ливни, имеет «фотонное» происхождение. В дальнейшем это излучение будем называть как «диффузное» гамма-излучение сверхвысоких энергий. Примечательной особенностью этого излучения является то, что оно приходит к нам преимущественно вне галактического диска [83]. Этот результат тянь-шаньского эксперимента недавно был подтвержден на основе значительно более богатого экспериментального материала, полученного на установке «Акено» [84] (поток диффузного гамма-излучения, полученный путем отбора около 100 «мюонобедных» ливней при средней энергии $E \sim 10^{15}$ ТэВ, составляет $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$, что также согласуется с тянь-шаньским результатом).

С обнаружением гамма-квантов сверхвысоких энергий в составе космических лучей появилось, на наш взгляд, серьезное свидетельство в пользу гипотезы о галактическом происхождении космических лучей, по крайней мере до энергии $E \lesssim 10^{16}$ эВ. Для подобного утверждения имеются следующие основания [85]:

1) Анализ поглощения гамма-квантов на реликтовом излучении с температурой 2.7 К показывает, что свободный пробег фотонов с $E_\gamma \sim 10^{15}$ эВ составляет порядка 10 кпк, т. е. наблюдаемое «диффузное» гамма-излучение сверхвысоких энергий генерируется в пределах галактики. В случае однородного заполнения источников в галактике мы вправе были бы ожидать «дисковую» анизотропию (наблюдаемую, в частности, в области энергии $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ [8]). Однако, как указывалось выше, данные Тянь-Шаньской установки ШАЛ и установки «Акено» не согласуются с подоб-

ной картиной. Допуская реальность наблюдаемого распределения, можно делать два предположения: а) гамма-кванты генерируются в гало Галактики и б) характерный размер области генерации гамма-излучения по порядку величины не превосходит толщину галактического диска ($\leqslant 1$ кпк). В работе [86] приводились аргументы против первого предположения и указывалось, что наблюдаемое «диффузное» гамма-излучение скорее всего генерируется в близких от Солнца областях интенсивного звездообразования.

2) Предполагая, что космические лучи, ответственные за образование «диффузного» гамма-излучения сверхвысоких энергий, захвачены в области с характерным размером L, для отношения скоростей энерговыделения в гамма-квантах и в космических лучах имеем:

$$\varkappa_\gamma = \frac{\dot{W}_\gamma(\geqslant 5\cdot 10^{14}\ \text{эВ})}{\dot{W}_{\text{КЛ}}(\geqslant 5\cdot 10^{15}\ \text{эВ})} \sim \frac{F_\gamma(\geqslant 5\cdot 10^{14}\ \text{эВ})}{F_{\text{КЛ}}(\geqslant 5\cdot 10^{15}\ \text{эВ})} \cdot \frac{t_{\text{КЛ}}\cdot c}{L}, \qquad (2)$$

где $t_{\text{КЛ}}$ — время жизни (удержания) КЛ в Галактике, составляющее в области энергии $E\sim 10^{15}$ эВ порядка $t_{\text{КЛ}}\sim 10^5$ лет [23]; $L\sim 3\cdot 10^{21}$ см (толщина галактического диска); $F_\gamma(\geqslant 5\cdot 10^{14})\simeq 5\cdot 10^{-13}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$; $F_{\text{КЛ}}(\geqslant 5\cdot 10^{15}$ эВ$)\simeq 10^{-11}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$ [79]*). Подставляя эти значения в (2), получаем $\varkappa_\gamma\sim 1$! Необычность этого результата заключается в том, что если гамма-кванты являются вторичными продуктами взаимодействий космических лучей (а в этом вряд ли следует сомневаться), то должен существовать исключительно эффективный механизм переработки энергии космических лучей в гамма-кванты сверхвысоких энергий. Другими словами, космические лучи должны пройти путь порядка их среднего свободного пробега в области генерации гамма-излучения.

3) Очевидно, что взаимодействия, приводящие к образованию гамма-квантов, не происходят в межзвездной среде, поскольку количество вещества, набираемое в межзвездной среде, намного меньше 100 г/см^2 (свободный пробег протонов относительно ядерных столкновений). Оценки показывают, что интегральный поток истинно диффузного гамма-излучения, генерируемого при взаимодействиях космических лучей с межзвездным газом, для больших галактических широт составляет меньше 10^{-16} см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$, т. е. не более 0.1% наблюдаемого значения. Следовательно, «диффузное» гамма-излучение сверхвысоких энергий в действительности

* Здесь учитывается то обстоятельство, что гамма-квантам, как правило, передается примерно 0.1 доли энергии первичных ускоренных частиц.

является суперпозицией вкладов неразрешенных дискретных источников, в которых более эффективно происходит трансформация энергии космических лучей в гамма-кванты.

Таким образом, из ограниченного размера области генерации «диффузного» гамма-излучения ($\leqslant 1$ кпк), неспособности космических лучей обеспечить наблюдаемый поток гамма-квантов при взаимодействиях с межзвездной средой и из-за значения параметра $\varkappa \sim 1$ следует, что основная доля космических лучей сверхвысоких энергий (по крайней мере в интервале энергии $10^{15} \div 10^{16}$ эВ) ускоряется в галактических источниках.

Какова природа этих источников? Не решив до сих пор проблему происхождения неотождествленных гамма-источников COS B (см., например, [19]), с обнаружением первичного гамма-излучения сверхвысоких энергий мы, похоже, сталкиваемся с новым классом загадочных объектов. Единственное утверждение, которое возможно на сегодняшний день на основе небогатого статистического материала, заключается в том, что получено наблюдательное указание на возникновение частиц сверхвысоких энергий в источниках галактического происхождения. При этом, если принять, что часть из них связана с рентгеновскими двойными (Cyg X-3, Her X-1 и т. д.) и, возможно, с оболочками сверхновых и/или пульсарами (Крабовидная туманность и пульсар PSR 0531+21 в ней), то другую часть, в которой генерируется «диффузное» излучение, следует отнести к какому-то иному классу астрофизических объектов. Эти источники, по всей вероятности, как это следует из углового распределения «диффузного» излучения, находятся на относительно небольших расстояниях ($R \leqslant 1$ кпк). Нам представляется наиболее естественной связь этих источников с космогонически активными областями, т. е. очагами интенсивного звездообразования в Поясе Гулда [86]. К сожалению, наблюдательный материал, накопленный к настоящему времени, недостаточно статистически обеспечен для более конкретных утверждений. С этой точки зрения преждевременно обсуждение моделей источников гамма-квантов сверхвысоких энергий. Вместе с тем, возможны определенные выводы относительно механизмов генерации гамма-излучения.

В условиях большой плотности низкочастотного излучения и напряженности магнитного поля в источниках механизмы генерации гамма-квантов сверхвысоких энергий, связанные с ускоренными электронами, представляются крайне маловероятными. Другими словами, с достаточной уверенностью можно утверждать, что наблюдаемое гамма-излучение сверхвысоких энергий обусловлено взаимодействиями протонно-ядерного компонента космических лучей.

В астрофизике наиболее существенным механизмом генерации гамма-квантов, связанным с протонно-ядерным компонентом, является распад π^0-мезонов, рождаемых при p—p-столкновениях. Этот механизм играет

важнейшую роль в генерации гамма-излучения в области энергии $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ (см., например, [15]). Могут ли неупругие p—p взаимодействия объяснить «диффузное» гамма-излучение сверхвысоких энергий?

Если «диффузное» гамма-излучение сверхвысоких энергий генерируется при взаимодействиях ускоренных протонов с окружающим веществом, то, как указывалось выше, они до выхода из источника должны пройти путь ~ 100 г/см^2. Однако в этом случае космические лучи были бы сильно обеднены ядрами, что не согласуется с экспериментальными данными, во всяком случае в области энергии $E \geqslant 10^{15}$—10^{16} эВ [79]. С другой стороны, гипотеза о генерации гамма-квантов сверхвысоких энергий при p—p-столкновениях приводит к потокам при $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ, превосходящим интенсивность диффузного гамма-излучения с $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ, измеренную на спутниках SAS-2 и COS B. В принципе можно было бы «подавить» интенсивность фотонов с $E_\gamma \geqslant 100$ МэВ, предполагая исключительно жесткие спектры ускоренных частиц в источниках (показатель дифференциального спектра $\Gamma \simeq 2$), но такие спектры не согласуются с наблюдаемым спектром космических лучей.

Исходя из этого, нам представляется более вероятным образование гамма-квантов в результате фоторождения π-мезонов при столкновениях протонов сверхвысоких энергий с оптическим излучением. Этот механизм, предложенный впервые в работе [85], позже был развит для объяснения ряда спектральных [87, 88] и временных [89] особенностей гамма-излучения сверхвысоких энергий рентгеновского источника Cyg X-3. В работе [88] показано, что кроме указанного механизма существенный вклад в образование гамма-квантов, особенно в области энергии 10^{12}—10^{14} эВ, могут внести взаимодействия ядер сверхвысоких энергий с оптическим излучением. Применительно же к «диффузному» гамма-излучению предположение о взаимодействии протонов и ядер сверхвысоких энергий с низкочастотным излучением согласуется с гипотезой, что наблюдаемый излом в энергетическом спектре космических лучей при $E \sim 10^{15}$ эВ, а также химический состав космических лучей при этих энергиях являются результатом фоторождения π-мезонов и фоторасщепления ядер на оптических фотонах непосредственно в источниках космических лучей [90, 91].

Будущие комплексные исследования гамма-квантов сверхвысоких энергий, а также химического состава и энергетического спектра протонно-ядерного компонента космических лучей дадут важнейшую информацию об источниках ускорения частиц сверхвысоких энергий.

4. *Перспективы.* Астрономия гамма-квантов сверхвысоких энергий делает свои первые шаги, однако ее информативность несомненна. Гамма-кванты, будучи нейтральными, не отклоняются межзвездными магнитны-

ми полями и, следовательно, указывают на объекты, где они образуются. Поскольку энергия гамма-квантов по порядку величины близка к энергии родительских ускоренных частиц, то гамма-кванты сверхвысоких энергий указывают на места концентрации и ускорения космических лучей сверхвысоких энергий в отдаленных от солнечной системы областях. Сразу после обнаружения первичных гамма-квантов сверхвысоких энергий стало ясно, что именно этот новый канал информации о космических лучах может оказаться ключевым для решения проблемы происхождения космических лучей.

Отталкиваясь от современного состояния гамма-астрономии сверхвысоких энергий, можно сказать, что насущной задачей эксперимента стал переход от обнаружения наличия потока гамма-квантов сверхвысокой энергии от известных рентгеновских и гамма-источников к их исследованию. Такие исследования включают в себя изучение их энергетических спектров в области энергий 10^{12}—10^{17} эВ, временные изменения интенсивности потока гамма-квантов, как периодического, так и спорадического характера. В экспериментальном плане это означает создание новых установок и совершенствование методов регистрации. При этом трудно и, по-видимому, неоправданно пытаться создавать какую-то универсальную установку на весь указанный выше интервал энергий. Сильно убывающая интенсивность потока гамма-квантов с ростом их энергии требует существенного увеличения эффективной площади регистрации ливня. С другой стороны, с увеличением начальной энергии ливня возрастает число электронов и фотонов в ливне, что позволяет уменьшать детектирующие устройства, либо разносить их на большие расстояния.

Вместе с тем, исследование источников требует также наблюдения одного и того же источника многими установками, работающими в различных энергетических областях и размещенных в разных точках земного шара. Лишь скоординированные по единой программе наблюдения многих установок позволят изучить периодические изменения интенсивности потока гамма-квантов различной энергии, надежно установить наличие спорадических изменений интенсивности. Конечно, это необходимо сочетать с анализом данных наблюдений тех же астрофизических объектов в других диапазонах электромагнитного излучения. Поскольку максимум развития электромагнитного каскада от первичного гамма-кванта с энергией 10^{12}—10^{13} эВ приходится на высоты Джомолунгмы, то для таких энергий наиболее эффективны зеркальные системы, регистрирующие черенковское излучение электронов ливня в атмосфере. Ограниченность времени наблюдения такими установками погодными условиями приводит к необходимости разносить их не только по долготе для компенсации вращения Земли, но и по широте. Гамма-кванты с энергией 10^{14}—10^{17} эВ более эффективно наблюдать и исследовать с помощью установок различного масштаба, регистрирующих электроны. При этом вплоть до энергий $\sim 10^{17}$ эВ предпоч-

тительно их высокогорное размещение. В зависимости от выбранного энергетического интервала исследуемых первичных гамма-квантов полная площадь установки должна составлять от 0.1 км^2 до нескольких десятков км^2, а шаг между размещенными на такой площади сцинтилляционными детекторами может быть выбран от 10 до нескольких сот метров. Лишь создание ряда надежных, автоматизированных установок, пригодных к измерениям в течение десятков лет, позволит говорить о начале систематических исследований по астрофизике локальных гамма-источников сверхвысоких энергий.

Здесь стоит вернуться к вопросу поиска таких источников. До сих пор поиск источников гамма-квантов сверхвысоких энергий сводился к обнаружению такого излучения от уже известных астрофизических объектов, прежде всего рентгеновских источников. Задачу картографирования небесной сферы в области энергий выше 10^{12} эВ целесообразно решать в диапазоне энергий $5 \cdot 10^{13}$—$5 \cdot 10^{14}$ эВ с помощью установки для регистрации широких атмосферных ливней общей площадью более 0.1 км^2 путем применения сцинтилляционных детекторов с хорошим временным разрешением. Если такая установка имеет достаточно эффективную площадь мюонных детекторов (детекторов проникающего компонента широких атмосферных ливней), исключающих с вероятностью 0.95 ливни от первичных протонов и ядер в исследуемом энергетическом интервале, то за ~ 1 год может быть картографирована большая часть наблюдаемого неба на наличие локальных источников с интенсивностью потока гамма-квантов $F_\gamma(\geqslant 10^{14}\ \text{эВ}) \simeq \simeq 10^{-14}\ \text{см}^{-2}\,\text{с}^{-1}$. Подобное исследование с установкой без мюонных детекторов потребует более 15 лет. Не менее длительно и исследование неба с помощью зеркальных установок, регистрирующих черенковское излучение. Более высокая интенсивность потока гамма-квантов с энергией выше 10^{12} эВ не компенсирует увеличения общего времени наблюдения той же части небесной сферы из-за в ~ 100 раз меньшего телесного угла обзора установки, а также из-за ограниченного времени наблюдений.

Ереванский физический
институт
Физический институт АН СССР
им. П. Н. Лебедева

PRIMARY ULTRAHIGH ENERGY GAMMA RAYS

F. A. AHARONIAN, E. A. MAMIDJANIAN, S. I. NIKOLSKY

The review is dedicated to the observational data on ultrahigh energy gamma-ray emission from astrophysical objects.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Г. Кириллов-Угрюмов*, Вестн. АН СССР, 9, 12, 1981.
2. *C. E. Fichtel*, Proc. Inter. Workshop on VHE Gamma-Ray Astronomy. Ootacamund, 1981, p. 118.
3. *J. F. Ormes, M. H. Israel, R. Mewald, M. Wiendenbeck*, 20th ICRC, Moscow, 2, 378, 1987.
4. *K. E. Turver*, 19th ICRC, La Jolla, 9, 399, 1985.
5. *R. J. Protheroe*, 20th ICRC, Moscow, 8, 21, 1987.
6. *K. Pinkau*, Nature, 277, 17, 1979.
7. *G. F. Bignami*, 17th ICRC, Paris, 13, 21, 1981.
8. *C. E. Fichtel, G. A. Simpson, D. J. Thompson*, Astrophys. J., 222, 833, 1978.
9. *C. J. Cesarsky, J. A. Paul, P. G. Shukla*, Astrophys. and Space Sci., 59, 73, 1978.
10. *C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, G. F. Bignami, C. Y. Cheung*, Astrophys. J., 208, 211, 1976.
11. *D. A. Kniffen, C. E. Fichtel*, Astrophys. J., 250, 389, 1981.
12. *Ф. А. Агаронян, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Ю. Д. Котов*, Астрофизика, 19, 139, 1983.
13. *М. В. Долидзе*, Письма в Астрон. ж., 6, 92, 1980.
14. *M. Cassé, J. P. Paul*, Astrophys. J., 237, 236, 1980.
15. *F. W. Stecker*, Cosmic Gamma Rays, NASA-SP-249, Washington, 1971.
16. *D. N. Page, S. W. Hawking*, Astrophys. J., 206, 1, 1976.
17. *G. F. Bignami, K. Bennett, R. Buccheri, P. A. Caraveo, W. Hermsen, G. Kanbach, G. G. Lichti, J. L. Masnou, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, B. Sacco, L. Scarsi, B. N. Swanenburg* and *R. D. Wills*, Astron. and Astrophys., 93, 71, 1981.
18. *L. Bassani, A. J. Dean*, Space Sci. Rev., 35, 367, 1983.
19. *G. F. Bignami, W. Hermsen*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 21, 67, 1983.
20. *А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин, Н. Г. Лейков, Б. И. Лучков, Ю. Т. Юркин*, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 26, 381, 1977.
21. *R. C. Lamb, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen* and *D. J. Thompson*, Astrophys. J., 212, L63, 1977.
22. *Б. М. Владимирский, А. М. Гальпер, Ю. Л. Зыскин, А. А. Степанян, В. П. Фомин, Ю. Т. Юркин*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 51, 3, 1974.
23. *A. M. Hillas*, Nature, 312, 50, 1984.
24. *Б. М. Владимирский, А. М. Гальпер, Б. И. Пучков, А. А. Степанян*, Успехи физ. наук, 145, 255, 1985.
25. *A. M. Hillas*, 19th ICRC, La Jolla, 9, 407, 1985.
26. *A. A. Stepanian*, Adv. Space Res., 3, 123, 1984.
27. *Дж. Б. Муканов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 63, 151, 1981.
28. *M. Samorski, W. Stamm*, Astrophys. J., 268, L17, 1983.
29. *J. L. Lloyd-Evans, R. N. Coy, A. Lambert*, Nature, 305, 784, 1983.
30. *T. Kifune, K. Nishijima, T. Hara, Y. Hatano, N. Hayashida, M. Honda, K. Kamata, Y. Matsubara, M. Mori, M. Nagano, G. Tanahashi* and *M. Teshima*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 67, 1985.
31. *V. V. Alexeenko, A. E. Chudakov, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, G. Navarra, S. S. Ozrokov, V. V. Sklyarov, V. A. Tizengauzen*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 91, 1985.

32. *B. L. Dingus, J. A. Goodman, S. K. Gupta, G. Yodh, I. Ellsworth*, Prepr. Univ. Maryland, 1987.
33. *A. Lambert, J. Lloyd-Evans, J. C. Perrett, R. J. O. Reid, A. A. Watson* and *A. A. West*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 71, 1985.
34. *V. P. Fomin, Yu. I. Neshpor, A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky*, 17th ICRC, Paris, 1, 28, 1981.
35. *R. M. Baltrusaitis, G. L. Cassiday, R. Cooper, B. R. Dawson, J. W. Elbert, B. E. Fick, P. R. Gerhardy, K. D. Green, D. F. Liebing, C. P. Lingle, E. C. Loh, P. Sokolsky, P. Sommers* and *D. Steck*, 20th ICRC, Moscow, 1, 233, 1987.
36. *J. M. Bonnet-Bidaud, M. van der Klis*, Astron. and Astrophys., 101, 299, 1981.
37. *D. Moltent, M. Raptsarda*, Astron. and Astrophys., 87, 88, 1980.
38. *Ю. И. Нешпор, Б. М. Владимирский, Ю. Л. Зыскин, А. А. Степанян, В. П. Фомин*, Изв. АН СССР, сер. физ., 46, 1665, 1982.
39. *P. M. Chadwick, N. A. Dipper, J. C. Dowthwaite, A. I. Gibson, A. B. Harrison, I. W. Kirkman, A. P. Lotts, J. H. Macrae, T. J. L. McComb, K. J. Orford, K. E. Turver & M. Walmsley*, Nature, 318, 642, 1985.
40. *D. J. Fegan*, in „Very High Energy Gamma Ray Astronomy", ed K. E. Turver, Dordrecht, Reidel, 1987, p. 111.
41. *V. S. Berezinsky*, 20th ICRC, Moscow, 9, 39, 1987.
42. *G. G. Fazio, H. E. Helmken, E. P. O'Mongain, T. C. Weekes*, Astrophys. J., 175, L117, 1972.
43. *J. L. Masnow, K. Bennet, G. F. Bignami, W. Hermsen, G. Kanbach, G. L. Masnow*, 17th ICRC, Paris, 1, 177, 1981.
44. *J. Grindlay, H. Helmken, T. Weekes*, Astrophys. J., 209, 592, 1976.
45. *A. I. Gibson, A. B. Harrison, I. W. Kirkman, A. P. Lotts, J. H. Macrae, K. J. Orford, K. E. Turver & M. Walmsley*, Nature, 296, 833, 1982.
46. *P. N. Bhat*, Adv. Space Res., 3, 135, 1984.
47. *J. C. Dowthwaite, A. B. Harrison, I. W. Kirkman, H. J. Macrae, T. J. L. McComb, K. J. Orford, K. E. Turver*, and *M. Walmsley*, Astrophys. J., 286, L35, 1984.
48. *M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. Gibbs*, Prepr. № 2173, Harvard-Smithsonian Center Astrophys., 1985.
49. *T. Dzikowski, J. Gawin, B. Grochalska, J. Korejwo, J. Wdowczyk*, 18th ICRC, Bangalore, 2, 132, 1983.
50. *J. Boone, R. Cady, G. L. Cassiday, J. W. Elbert, E. C. Loh, P. Sokolsky, D. Steck*, and *S. Wasserbaech*, Astrophys. J., 285, 264, 1984.
51. *A. Lambert, J. Lloyd-Evans*, and *A. A. Watson*, 18th ICRC, Bangalore, 9, 219, 1983.
52. *N. Hayashida, F. Ishikawa, K. Kamata, T. Kifune, M. Nagano*, 17th ICRC, Paris, 9, 9, 1981.
53. *I. N. Kirov, J. N. Stamenov, S. Karakula, W. Tkaczyk*, 20th ICRC, Moscow, 1, 282, 1987.
54. *A. M. Hillas*, 20th ICRC, Moscow, 1, 362, 1987.
55. *J. C. Dowthwaite, A. B. Harrison, I. W. Kirkman, H. J. Macrae, K. J. Orford, K. E. Turver & M. Walmsley*, Nature, 309, 691, 1984.
56. *M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, P. W. Gorham, S. Kenny, R. C. Lamb, D. F. Liebing, N. A. Porter, V. J. Stenger, T. C. Weekes*, 19th ICRC La Jolla, 1, 119, 1985.

57. *R. M. Baltrusaitis, G. L. Cassiday, R. Cooper, J. W. Elbert, P. R. Gerhardy, E. C. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, P. Sommers*, and *D. Steck*, Astrophys. J., 293, L69, 1985.
58. *Ю. Л. Зыскин, Д. Б. Муканов*, Письма в Астрон. ж., 9, 117, 1983.
59. *D. J. Thompson, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen*, and *R. C. Lamb*, Astrophys. J., 213, 252, 1977.
60. *M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. Gibbs, P. W. Gorham, R. C. Lamb, D. F. Liebing, P. K. MacKeown, N. A. Porter, V. J. Stenger, T. C. Weekes*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 173, 1985.
61. *M. F. Cawley, D. A. Lewis, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, A. M. Hillas, R. C. Lamb, N. A. Porter, P. T. Reynolds* and *T. C. Weekes*, 20th ICRC, Moscow, 1, 240, 1987.
62. *J. F. Grindley, H. Helmken, R. Handbury-Brown, J. Davis*, and *L. R. Allen*, Astrophys. J., 197, L9, 1975.
63. *R. J. Protheroe, R. M. Clay*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 247, 1985.
64. *N. Gehrels, T. L. Cline, B. J. Teegarden, W. S. Paciesas, J. Tueller, Ph. Durouchoux*, and *J. M. Hameury*, Astrophys. J., 278, 112, 1984.
65. *M. Kafatos, M. M. Shapiro, R. Silberberg*, Comm. Astrophys., 9, 179, 1981.
66. *M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. Gibbs, P. W. Gorham, R. C. Lamb, D. F. Liebing, N. A. Porter, V. J. Stenger, T. C. Weekes*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 264, 1985.
67. *F. A. Aharonian, V. G. Kirillov-Ugryumov, V. V. Vardanian*, Astrophys. and Space Sci., 115, 201, 1985.
68. *Ф. А. Агаронян, В. В. Варданян, В. Г. Кириллов-Угрюмов*, Астрофизика, 20, 78, 1984.
69. *R. J. Protheroe, D. Kazanas*, Astrophys. J., 265, 620, 1983.
70. *A. A. Zdziarski, A. P. Lightman*, Astrophys. J., 294, L79, 1985.
71. *V. S. Berezinsky, V. L. Ginzburg*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 194, 3, 1981.
72. Астрофизика космических лучей (под ред. В. Л. Гинзбурга), Наука, М., 1984.
73. *G. R. Blumenthal*, Phys. Rev. D, 1, 1596, 1970.
74. *S. Colgate*, 18th ICRC, Bangalore, 2, 230, 1983.
75. *Ф. А. Агаронян, А. С. Амбарцумян*, Астрофизика, 21, 275, 1984.
76. *V. J. Stenger*, Prepr. HDC—1—84, Univ. Hawaii, 1984.
77. *T. C. Weekes*, Prepr. № 2106, Harvard-Smithsonian Center Astrophys., 1984.
78. *Ф. А. Агаронян, А. М. Атоян*, Ж. эксперим. и теор. физ., *89*, 337, 1985.
79. *С. И. Никольский, И. Н. Стаменов, С. З. Ушев*, Ж. эксперим. и теор. физ., *87*, 18, 1984.
80. *Ф. А. Агаронян, А. С. Амбарцумян*, Астрофизика, 23, 479, 1985.
81. *J. Nishimura, M. Fujii, T. Taira, E. Aizu, Y. Nomura, T. Kobayashi*, 17th ICRC, Paris, 2, 94, 1981.
82. *D. Muller, J. Tang*, 18th ICRC, Bangalore, 2, 60, 1983.
83. *Ф. А. Агаронян, Э. А. Мамиджанян, С. И. Никольский, Е. И. Тукиш*, Изв. АН СССР, сер. физ., *48*, 2196, 1984.
84. *T. Kifune, T. Hara, Y. Matsubara, M. Nagano, K. Nishijima, M. Teshima, K. Niu, A. Nishio, R. L. Golden, T. A. Koss, J. J. Lord, R. J. Wilkes*, 20th ICRC, Moscow, 1, 314, 1987.
85. *F. A. Aharonian, E. A. Mamidjanian, S. I. Nikolsky, E. I. Tukish*, 19th ICRC, La Jolla, 1, 255, 1985.

86. *Ф. А. Агаронян, Э. А. Мамиджанян, С. И. Никольский, Е. И. Тукиш*, Астрофизика, 23, 55, 1985.
87. *F. A. Aharonian*, Preprint EFI—932(83)—86, Yerevan, 1986.
88. *В. В. Балашов, В. Л. Коротких, И. В. Москаленко*, Вестн. МГУ, Физ., астрон., 28, 76, 1987.
89. *A. A. Stepanian*, 20th ICRC, Moscow, 1, 262, 1987.
90. *A. M. Hillas*, 16th ICRC, Kyoto, 8, 7, 1979.
91. *J. N. Stamenov, S. I. Nikolsky*, 18th ICRC, Bangalore, 2, 111, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 АВГУСТ, 1989 ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.7—355

О ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА ГАЛАКТИКИ № 163

Галактика № 163 из списка [1] обладает сильным УФ-избытком со спектрально-морфологической характеристикой sd1. Она состоит из северной (N) и южной (S) частей, причем N имеет эллиптический вид, а S — компактная, со звездообразным ядром (ее фотография приведена в [2]).

Первые спектральные наблюдения этой галактики, выполненные на 6-м телескопе САО АН СССР со сканером в 1981 г., показали, что S имеет особенности галактик Сейферта первого типа, а N — нормальной эллиптической галактики [2]. Красное смещение части S, приведенное в [2], равно 0.0627, а части N, определенное по линиям H и K Ca II при помощи спектра № 8, равно 0.0629. В [3] для красного смещения части S приводится значение 0.0632, а для N отмечается, что оно не отличается от такового части S. В [2] был сделан вывод, что объект № 163 является двойной галактикой, компоненты которой по своей активности сильно отличаются друг от друга; среди галактик с УФ-избытком ее можно выделить в качестве нового объекта.

Результаты *UBV*-фотографического исследования галактики № 163 показывают, что распределение показателей цвета $U-B$ и $B-V$ у S такое, как у галактик типа Сейферта, а у N — нормальной эллиптической галактики [4].

Сейфертовский компонент одновременно является рентгеновским источником и входит в каталог [5].

Координаты галактики: $\alpha = 17^h47^m3$, $\delta = +68°38'$ (1950), *UBV*—величины ядра S: $B = 15^m79$, $U-B = -0^m63$, $B-V = 0^m42$, $M_B = -21^m21$. При определении M_B принималось $H = 75$км/с Мпк. Угловое расстояние между частями N и S составляет примерно 9″ [4] или 11 кпк.

Все спектры получены на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом UAGS, обратная дисперсия которого примерно 100 А/мм. В качестве приемников излучения использовались сканеры [6, 7] и ЭОП УМК

91В. При получении спектров с ЭОП УМК 91В использовалась пленка Kodak 103a-0. Ширина щели спектрографа при наблюдениях была примерно 1″. Сведения о спектральных наблюдениях приведены в табл. 1. В ней в скобках отмечается число каналов использованного сканера. Приводятся также звезды сравнения, которые использовались для определения кривой чувствительности аппаратуры наблюдения. Распределения энергии в спектрах стандартных звезд приведены в [8]. Всего получено 17 спектров, охватывающих период примерно 5 лет. Из них 13 получены только для части S, спектр № 5 для части N, а № 8 и 9 — одновременно для S и N.

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

№ спектра	Дата наблюдения	Светоприемная аппаратура	Спектральный диапазон (А)	Количество спектров	Экспозиция (в мин)	Звезда сравнения
1	31. 10. 1981	Сканнер (512)	5650—7100	2	10	Kopff 27
2	„	„	4320—5750	2	„	„
3	„	„	3350—4780	2	„	„
4	„	„	5960—7430	2	15	„
5	28. 05. 1982	„	4320—5750	2	10	„
6	„	„	„	2	„	„
7	„	„	5960—7430	2	„	„
8	30. 09. 1984	ЭОП УМК 91В	3550—6400	1	25	Feige 92
9	„	„	4700—7700	1	„	„
10	6. 06. 1986	Сканнер (1024)	3650—5450	1	18	BD + 33 2642

Методика обработки спектров № 1—7, а также результаты приведены в работе [2]. Обработка спектров № 8 и 9 производилась на PDS Бюраканской обсерватории. Спектр № 10 обрабатывался на ЭВМ СМ-4 там же.

Фотографическая точность результатов изменяется в интервале 10—30%.

Существенной особенностью спектра части S, как отмечалось в [2], является наличие на широких крыльях водородных линий двух компонентов—длинноволнового (I) и коротковолнового (II), смещенных относительно главного максимума соответственно на 970 и 1300 км/с.

На рис. 1 приведены профили наиболее сильных эмиссионных линий бальмеровской серии, а также N_1 и N_2, полученные в разные периоды наблюдений. Из рисунка видно, что наблюдавшиеся ранее в 1981 г. (и остававшиеся почти такими же в 1982 г., из-за чего отдельно не показаны) компоненты на спектрах 1984 г. и 1986 г. практически отсутствуют. Вместе с тем заметно существенное уменьшение полных ширин на уровне непрерывного спектра (*FWZI*), хотя и после этого они еще достаточно велики у во-

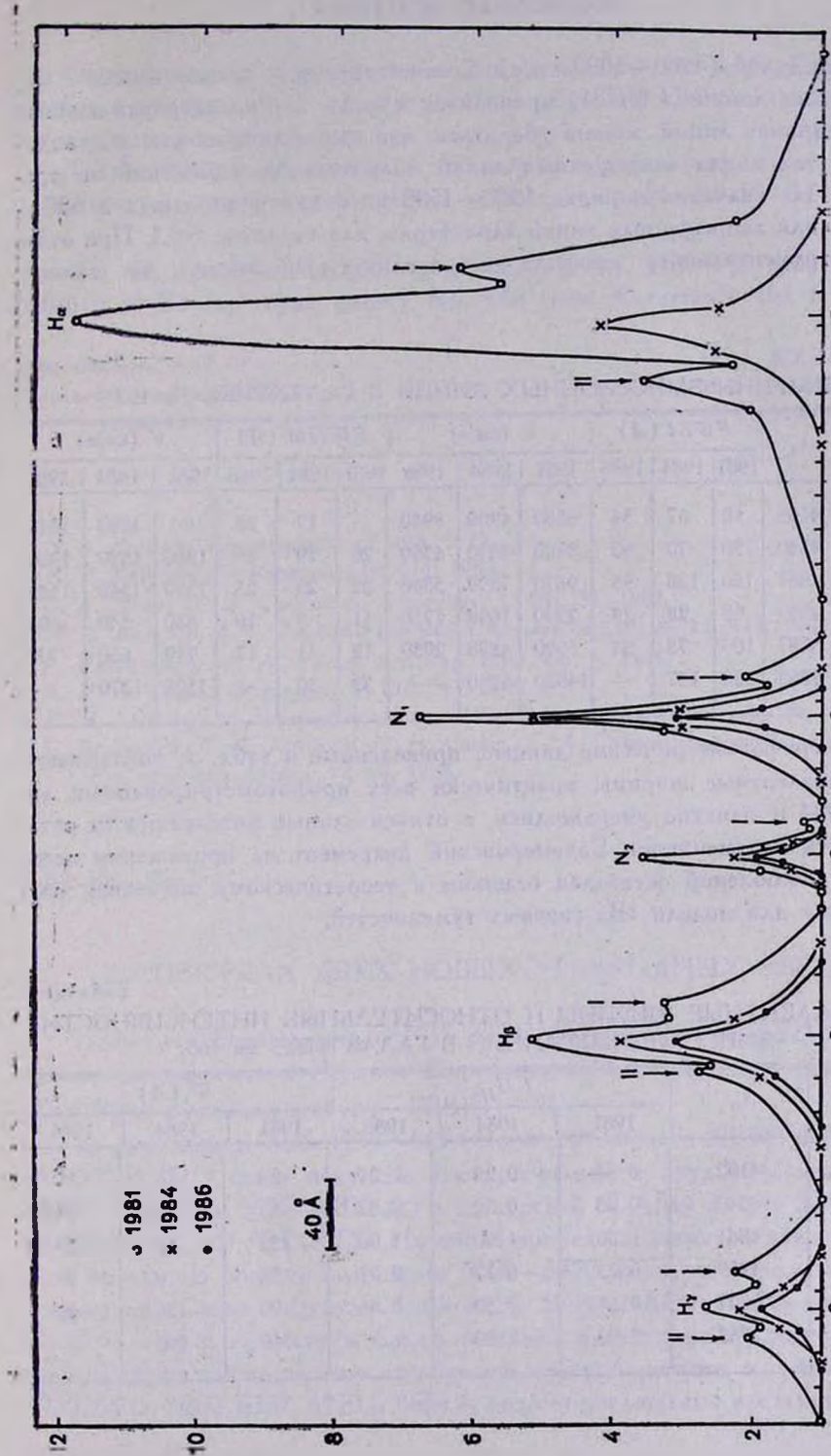

Рис. 1. Профили эмиссионных линий в галактике № 163 в различные периоды наблюдений.

дородных линий (4000—6000 км/с). Соответствующие данные вместе с полуширинами линий (*FWHM*) приводятся в табл. 2. Рассматривая данные о полуширинах линий, можно убедиться, что эти величины как для водородных, так и для запрещенных линий значительных изменений не претерпели. Их значения порядка 1300—1500 км/с для водородных и 600—700 км/с для запрещенных линий характерны для галактик Sy 1. При этом учет инструментального профиля не повлияет существенно на данные табл. 2.

Таблица 2

ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ГАЛАКТИКЕ № 163

Ион	λ_0	*FWZI* (*A*)			*V* (км/с)			*FWHM* (*A*)			*V* (км/с)		
		1981	1984	1986	1981	1984	1986	1981	1984	1986	1981	1984	1986
HI	4102	90	67	54	6580	4900	3940	—	17	18	—	1240	1310
HI	4340	130	70	63	8980	4830	4350	20	19	20	1380	1320	1380
HI	4861	160	123	95	9870	7590	5860	22	25	25	1350	1540	1540
[OIII]	4959	38	28	29	2300	1690	1750	11	9	10	660	540	600
[OIII]	5007	100	73	34	5990	4370	2030	12	11	12	719	650	710
HI	6563	320	137	—	14620	6260	—	33	30	—	1508	1370	—

Спектрофотометрические данные, приведенные в табл. 3, показывают, что эквивалентные ширины практически всех профотометрированных линий к 1984 г. заметно уменьшились, а относительные интенсивности остались почти неизменными. Бальмеровский декремент на протяжении всего периода наблюдений оставался близким к теоретическому значению, рассчитанному для модели «В» газовых туманностей.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ГАЛАКТИКЕ № 163

Ион	λ_0	$I_\lambda/I_{H\beta}$			$W_\lambda(A)$		
		1981	1984	1986	1981	1984	1986
H_δ	4102	0.34	0.29	0.21	29	16	16
H_γ	4340	0.45	0.30	0.32	50	15	24
H_β	4861	1.00	1.00	1.00	125	45	70
[OIII]	4959	0.23	0.17	0.27	28	8	19
[OIII]	5007	0.66	0.50	0.86	90	26	60
H_α	6563	2.95	2.90	—	540	150	—

Отмеченные выше изменения в спектре части S, по всей вероятности, являются результатом одновременного изменения как эмиссионных линий, так и непрерывного спектра.

Таким образом, галактике № 163 можно приписать еще одну важную особенность — переменность спектра ее составной части S.

On the Spectral Variability of Galaxy No. 163. The spectrum variability of Seyfert type galaxy No. 163 from Kazarian's list is shown.

2 марта 1989
Ереванский государственный университет

М. А. КАЗАРЯН
В. С. ТАМАЗЯН
Э. Л. КАРАПЕТЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Казарян*, Астрофизика, 15, 193, 1979.
2. *М. А. Казарян*, Астрофизика, 19, 411, 1983.
3. *G. A. Kriss, C. R. Canizares*, Astrophys. J., 261, 51, 1982
4. *М. А. Казарян, В. С. Тамазян*, Письма в Астрон. ж., 10, № 11, 815, 1984.
5. *P. Veron-Cetty, P. A. Veron*, Sci. Rep. ESO, No. 1, 1984.
6. *R. P. S. Stone*, Astrophys. J., 218, 767, 1977.
7. *И. И. Балега* и др., Астрофиз. исслед., Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 11, 248, 1979.
8. *С. В. Драбек, И. М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова*, Астрофиз. исслед., Изв. спец. астрофиз. обсерв., 22, 64, 1986.

УДК: 524.318—355

О СПЕКТРАХ ДВУХ НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

Новые углеродные звезды FBS 1934+545 и FBS 1713+527 были выявлены на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (The First Byurakan Survey—FBS) [1—3].

а) Для звезды FBS 1934+545 ($m_v \approx 14^m$, $\alpha_{1950} = 19^h\,34^m\,20^s$ и $\delta_{1950} = +54^0\,34'\,00''$) были получены спектрограммы в двух областях спектра (3680—5280 А и 5070—6870 А) с дисперсией 61 А/мм в ночь 30.09.1986 г. на сканнере САО АН СССР. На рис. 1 приведены регистрограммы спектра этой звезды. В области длин волн 5070—6870 А хорошо видны полосы поглощения Свана молекулы C_2 — 5165, 5636, и 6191 А. Из них полоса C_2 (0.1) — 5636 А системы Свана особенно интенсивна. В спектре звезды присутствуют также полосы поглощения красной системы молекулы CN — 5730, 6115, 6260, 6333, 6510 и 6664 А полосы поглощения изотопов $C^{12}C^{12}$—

6059 и 6122 А, $C^{13}C^{13}$ — 6168 А. Заметна полоса (0.0) 6380—6391 А молекулы Са Н. Кроме полос поглощения в спектре звезды имеются также и атомарные линии поглощения, как, например, Na ID 5893 А и Zr I — 5735 А. Очень хорошо выражена фиолетовая депрессия, которая простирается до λ 5200 А.

Наличие УФ-депрессии у звезды FBS 1934+545 говорит о том, что она принадлежит к звездам класса N. Кроме того, в спектре звезды FBS 1934+545 хорошо выражена линия натрия NaID 2.1, что характерно для звезд типа N.

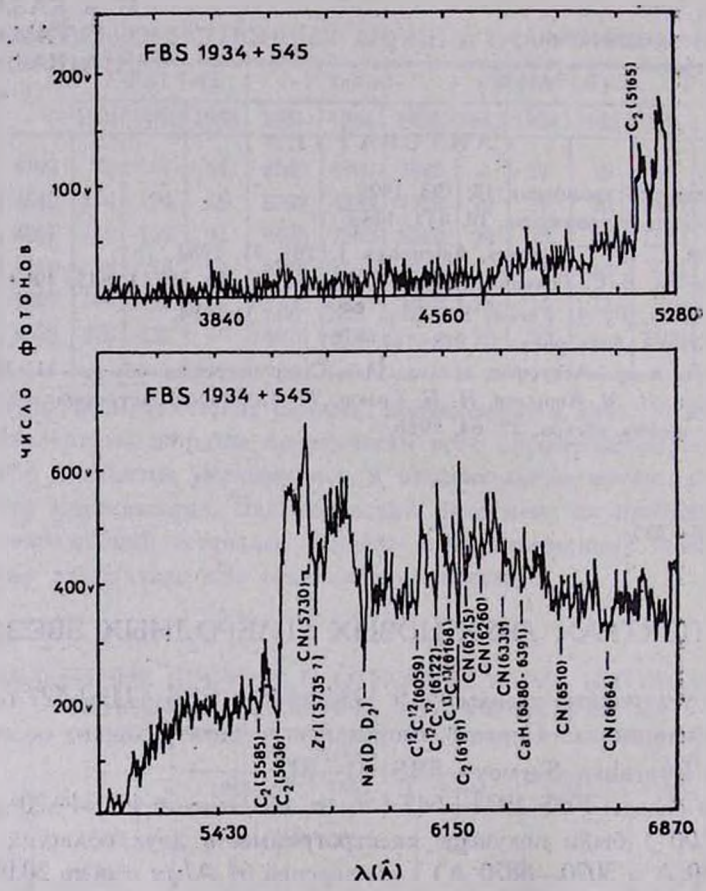

Рис. 1

б) Спектр звезды FBS 1713 + 527 ($m_v \approx 13^m.5$, $\alpha_{1950} = 17^h 13^m 35^s$ и $\delta_{1950} = +52°44'00''$) получен на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа UAGS и ЭОП типа УМК 91В

на фотопленке Kodak 103a-O с дисперсией 101 А/мм (от 4700 до 6500 А). Обработка спектрограммы проводилась на микроденситометре PDS Бюраканской обсерватории в сочетании с вычислительной машиной СМ-4.

На рис. 2 приведена регистрограмма спектра звезды FBS 1713+527. Хорошо видны полосы 4737, 5165, 5636, 6191 и 6442 А молекулы C_2. В спектре звезды присутствуют системы полос поглощения CN — 5730 и 6350 А. Идентифицированы также линии поглощения Ti I — 5868 А и Na $1D_{2,1}$. В спектре видна депрессия в диапазоне длин волн 5800—6250 А. Это объясняется, по-видимому, эффектом блендирования молекулярными полосами поглощения C_2 и CN.

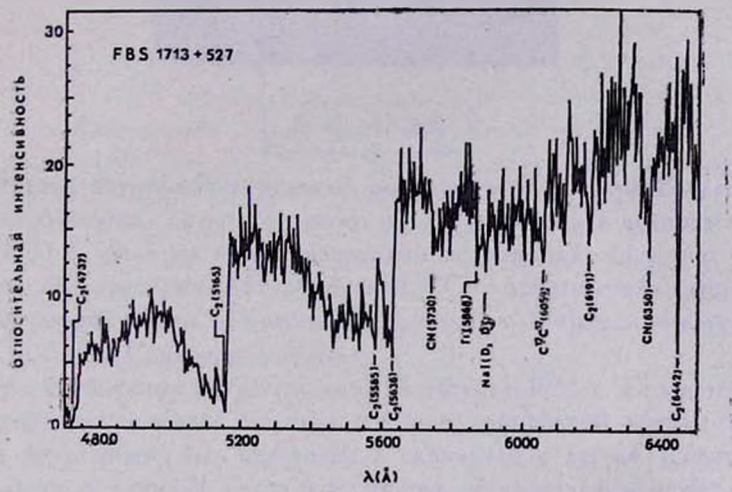

Рис. 2

Звезда FBS 1713+527 также принадлежит к звездам класса N, потому что в спектре наблюдается хорошо выраженная линия Na $1D_{2,1}$ и депрессия в интервале 5800—6250 А.

В системе Кинана—Моргана [4] эти две звезды предварительно можно классифицировать как звезды спектральных подклассов C 6.3 (FBS 1934+545) и C 5.4 (FBS 1713+527).

On the Spectrum of Two New Carbon Stars. The results of spectral observation of two new carbon stars (FBS 1934 + 545 and FBS 1713 + 527) are presented. The new carbon stars are classified as N stars.

16 марта 1989

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Г. В. АБРАМЯН
К. С. ГИГОЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
2. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 7, 511, 1971; 8, 72, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 657, 1976.
3. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
4. *P. C. Keenan, W. W. Morgan*, Astrophys. J., 94, 501, 1941.
5. *C. B. Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Observ., 1, No. 4, 3, 1973.
6. *C. B. Stephenson*, Astron. J., 90, 784, 1985.

1 Р. 80 К. ИНДЕКС 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЭЖЕКЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ИЗ ПОВЕРХНОСТИ ПУЛЬСАРОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
С. В. Боговалов, Ю. Д. Котов 124

ТЕОРИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ДИСКОВОЙ АККРЕЦИИ НА ЗВЕЗДЫ И ЯДРА ГАЛАКТИК . . . . . *А. М. Кригель* 137

О ПОГЛОЩЕНИИ НЕЙТРИНО В НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ
В. В. Скобелев 144

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД С ДВИЖУЩИМИСЯ ОБОЛОЧКАМИ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДОРОДА . . . . . *М. А. Погосян* 150

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТНОГО МЕТОДА К ЗАДАЧАМ ПЕРЕНОСА В СТОХАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ
Р. С. Варданян, Н. Б. Енгибарян 162

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ ЧАСТИЦ И АНТИЧАСТИЦ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ
А. Ф. Кадников, В. И. Маслянкин, М. Ю. Хлопов 177

К ВОПРОСУ ОБ ИДЕАЛЬНОСТИ ФЕРМИ-ГАЗОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ . . *М. А. Иванов, С. С. Липовецкий, В. С. Секержицкий* 191

ОБЗОРЫ

ПЕРВИЧНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ . . . *Ф. А. Азаронян, Э. А. Мамиджанян, С. И. Никольский* 195

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА ГАЛАКТИКИ № 163
М. А. Казарян, В. С. Тамазян, Э. Л. Карапетян 218

О СПЕКТРАХ ДВУХ НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД
Г. В. Абрамян, К. С. Гигоян 222

CONTENTS

An interesting pair of hot high luminosity stars: HD 168607 and HD 168625
E. L. Chentsov, L. Luud 5
Light curves of type II Supernovae 1980 D and 1985 L
G. N. Kimeridze, D. Yu. Tsvetkov 17
The pulsations of RCoronae Borealis type variables . . . . . *R. I. Goncharova* 25
Component analysis of open clusters . . . . . *A. M. Ejgenson, O. S. Yatsyk* 37
A photometric and kinematic study of the Seyfert galaxy Mrk 176
V. P. Reshetnikov 49
Dwarf low surface brightness galaxies in the fornax cluster . . *M. E. Sharina* 63
Flicker noise model for optical flux variability of NGC 4151
V. Yu. Terebizh, A. V. Terebizh, V. V. Birgukov 75
The periodicity of distribution on ln(1+z) of quasar, quasag and all quasistellar objects . . . . . *M. F. Khodyachikh* 87
Composite model of our galaxy . . . . . *L. A. Urasin* 96
A new mechanism of radiation of pulsars. II . . . . . *D. M. Sedraktan* 101
Neutron stars . . . . . *Yu. L. Vartanian, G. B. Alaverdian* 111
The ejection of positrons from the surface of pulsars affected by ultrarelativistic electrons . . . . . *S. V. Bogovalov, Yu. D. Kotov* 124
A theory of the stationary disk accretion by stars and galactic nuclei
A. M. Krigel 137
On the neutrino absorption in a neutron star . . . . . *V. V. Skobelev* 144
Theoretical balmer line profiles in the spectra of stars with moving envelopes taking into account the spectral dependence of hydrogen absorption coefficient . . . . . *M. A. Pogodin* 150
Application of the probability method to problems of transfer in stochastic media . . . . . *R. S. Vardanian, N. B. Yengibarian* 162
Simulation of the evolution of quasistellar systems formed by particles and antiparticles in the early Universe
A. F. Kadnikov, M. Yu. Khlopov, V. I. Maslyankin 177
On the problem of ideality of fermi-gas in the strong magnetic field
M. A. Ivanov, S. S. Litovetski, V. S. Sekerzhitski 191

Reviews
Primary Ultrahigh Energy Gamma Rays
F. A. Aharonian, E. A. Mamidjanian, S. I. Nikolsky 195

Notes
On the spectral variability of galaxy № 163
M. A. Kazarian, V. S. Tamazian, E. L. Karapetian 218
On the spectrum of two new carbon stars . . *H. V. Abrahamian, K. S. Gigoyn* 222