

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

- О ВОЗМОЖНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ А. В. Мирзоян, Г. Б. Оганян 561
- ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ NGC 6618 И ОКРЕСТНЫХ ЗВЕЗД Б. А. Гаев-Торн, Н. В. Воиновичев 569
- К ТЕОРИИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В. П. Гришин, В. В. Соболев 587
- НОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ПЕКУЛЯРНЫЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ ЮЖНОГО НЕБА Т. М. Борчхадзе, Р. М. Вест 605
- РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ АНДРОМЕДЫ НА ЧАСТОТЕ 102.5 МГц Ю. В. Володян, Р. А. Дикселянский 617
- О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ III. ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ, МОРФОЛОГИЯ И АКТИВНОСТЬ Б. Е. Миркарян, Дж. А. Степанян 627
- НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ДИАМЕТРОВ И ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК, ЗАПОДОЗРЕННЫХ В КОМПАКТНОСТИ Н. Г. Колошвили 639
- РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЯРКОСТЕЙ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ В ВОЛОСАХ ВЕРОНИКИ М. А. Аракелян 651
- КИНЕТИКА НЕЙТРОНИЗАЦИИ В СВЕРХПЛОТНОМ ЗАМАГНИЧЕННОМ ВЕЩЕСТВЕ Г. А. Шудьян 657
- СВЕРХПЛОТНАЯ ВЫРОЖДЕННАЯ ПЛАЗМА Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян 669
- ПОЗДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В. М. Данилов 685
- НЕЛИНЕЙНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ В МОДЕЛИ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ С. Н. Нуритдинов 697
- О КОНВЕКЦИИ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ II А. Н. Ившин 703
- О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ III Ю. А. Щекinov 711
- ТОРМОЗНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ А. В. Аюбян, В. Н. Цытович 717
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
- МЕХАНИЗМ ДЫЖИВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЫЛИНОК Я. С. Еленский, А. А. Суворов 731

Е Р Е В А Н

Խ Ի Բ Կ Ե Կ Կ Ե Լ Կ Ե Լ Ե Կ Ե Լ Ե

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Քոպմանյան, Ս. Ա. Կասլյան,
Ի. Մ. Կուպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),
Բ. Մ. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ. Վ. Սորոլն (գլխ. խմբագրի տեղակալ)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплян, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасян

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

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

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը սպազբում է ինճնատիղ ճոզվածնևր աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունևների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխությունև և արտազալակտիկայի աստղագիտությունև, ինչպևս նաև աստղաֆիզիկային ասնմանակիղ բեալավառնևրի զնոզ:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցևների, ասպիրանտևների և բաբը կուրսևների ուսանողևների համար:

Հանդեսը յույս է տեսնում աարեկան 4 սևզամ. 1 համարի արծեբև է 1 սուրի, բաժանողազիևր 4 սուրի մևկ սարվա համար: Բաժանողազրվև կարելի է «Սոյուզպեչատա»-ի բալոր բաժանմունևևևնևում, իսկ արտասահմանում «Մեջղունտրոզևայա կնիզա» զարծակալությունև միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

О ВОЗМОЖНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

А. В. МИРЗОЯН, Г. Б. ОГАНЯН

Поступила 30 августа 1977

Показано, что согласно статистике вспышек только половина вероятных членов агрегата Плеяды, имеющих низкие светимости, обладала вспышечной активностью в период всех наблюдений. Для объяснения этого расхождения с представлением об эволюционном значении фазы вспыхивающей звезды, через которую проходят все карликовые звезды, предложены два допущения: о цикличности вспышечной активности и о большой дисперсии в продолжительности фазы вспышечной активности у звезд одинаковой светимости. Приведены некоторые свидетельства в пользу возможной цикличности вспышечной активности.

Большое число вспыхивающих звезд в звездном агрегате Плеяды в свете представления об эволюционной природе фазы вспышечной активности звезды дали основание В. А. Амбарцумяну [1] заключить, что в этой системе все звезды низких светимостей, начиная от визуальной величины 13.3, должны быть вспыхивающими (эта предельная величина условная и была обусловлена величиной известной тогда самой яркой в системе вспыхивающей звезды).

В дальнейшем, однако, выяснилось, что это заключение в значительной степени расходится с действительной картиной [2]. А именно, оказалось, что среди звезд низких светимостей, являющихся вероятными членами скопления Плеяды, по Герцшпрунгу и др. [3], в интервал фотографических звездных величин 14.50—16.05 попадают 78 звезд. Из них 31 звезда уже наблюдалась во вспышках (13 — по одному разу, 10 — по два раза, а остальные 8 — по три и больше раз).

Кроме того, используя простую формулу [1, 2]

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

где n_0 , n_1 , и n_2 — числа вспыхивающих звезд, наблюдавшихся во вспышках,

соответственно, по 0, 1 и 2 раза, можно определить число неизвестных среди них вспыхивающих звезд: $n_0 = 8$.

Следовательно, можно утверждать, что в охваченный наблюдениями период вспышечной активностью обладали всего 39 звезд из вышеуказанных 78. На основе этих данных следует считать, что лишь половина вероятных членов агрегата Плеяды, имеющих светимости в указанном интервале, обладала в период наблюдений способностью показывать фотографически доступные вспышки.

Последние наблюдательные данные [4] подтверждают этот результат. Из 144 звезд — вероятных по [3] членов системы, имеющих светимости в интервале фотографических величин 12.8—16.8, к 1 мая 1976 г. за время всех наблюдений только 54 звезды показали вспышки и еще 13 звезд по формуле (1) являются неизвестными вспыхивающими. Иначе говоря, около половины вероятных членов системы к этому времени не показали или не способны были показать вспышки, доступные для фотографических наблюдений.

Изменение пределов взятого интервала светимостей практически не меняет указанной доли вспыхивающих звезд среди всех звезд скопления, обладающих светимостями в этом интервале. Например, если, как и раньше, взять интервал фотографических величин 14.50—16.05, то эта доля будет чуть больше половины вероятных членов системы: 41 из 78, причем 35 звезд уже наблюдались во вспышках, а 6 звезд являются потенциально вспыхивающими, по формуле (1).

Таким образом, наблюдения свидетельствуют о том, что только около половины звезд, вероятных по [3] членов скопления Плеяды низких светимостей, в период всех фотографических наблюдений обладали вспышечной активностью (показывали или могли бы показывать фотографически доступные вспышки).

Для объяснения этого результата, расходящегося с заключением о том, что все звезды низких светимостей Плеяд являются вспыхивающими, можно предложить два взаимно исключающих предположения:

1. Вспышечная активность звезд носит циклический характер типа активности Солнца: за периодами максимальной вспышечной активности следуют периоды сравнительного затишья.

2. Вспыхивающие звезды, имеющие одну и ту же массу (и, по-видимому, также светимость), прекращают свою вспышечную активность в разное время, причем для объяснения указанного расхождения дисперсия этих времен прекращения должна быть очень большой.

С целью решения этой альтернативы (выбора между указанными двумя предположениями) мы рассмотрели статистику всех зарегистрированных вспышек в области агрегата Плеяды, разделив известные данные на две независимые выборки по времени их получения. В первую выборку

были включены данные фотографических наблюдений области Плеяд, выполненных до 1970 г. (выборка I), а во вторую выборку — данные, полученные после этой даты (выборка II).

Эффективное время наблюдений (t) для обеих выборок приблизительно одинаково, хотя выборка I содержит данные, полученные за значительно более длительный период (1957—69 гг.), чем выборка II (1970—75 гг.).

Следует отметить, что это разделение осуществлено с учетом всех повторных ревизий фотографических наблюдений области Плеяд, в результате которых было обнаружено значительное число новых вспыхивающих звезд и повторных вспышек ранее известных вспыхивающих звезд.

Данные, представленные в табл. 1, характеризуют выборки I и II: n_k — число звезд, наблюдавшихся в k вспышках за соответствующий период времени, а n — число всех вспыхивающих звезд, обнаруженных в этот период. Естественным образом считалось, что выборка II полностью независима от выборки I, то есть относящиеся к ней данные получены в предположении отсутствия данных выборки I.

Таблица 1
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ
ЗВЕЗД В АГРЕГАТЕ ПЛЕЯДЫ ДО И
ПОСЛЕ 1970 Г.

k	n_k	
	I ($t=1374^h$)	II ($t=1238^h$)
1	151	240
2	64	42
3	21	26
4	16	10
5	6	11
>6	12	5
n	270	334

Для обеих выборок мы определили числа известных вспыхивающих звезд и сопоставили их с числами вероятных членов агрегата Плеяды [3] (табл. 2). Числа известных вспыхивающих звезд для выборок I и II приблизительно одинаковы. Кроме того, оценки доли вспыхивающих звезд среди вероятных членов, полученные с использованием формулы (1), подтверждают вывод о том, что около половины вероятных членов агрегата Плеяды являются вспыхивающими.

Одинаковое число вспыхивающих звезд среди вероятных членов системы для выборок I и II находится в согласии с обоими высказанными выше предположениями.

Таблица 2
ЧИСЛО ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ВЕРОЯТНЫХ ПО [3] ЧЛЕНОВ АГРЕГАТА ПЛЕЯДЫ ДО И ПОСЛЕ 1970 Г.

m _{рег}	Все члены	Из них известные вспыхивающие	
		I	II
12.80—16.80	144	42	38
14.50—16.05	78	28	27

Действительно, при справедливости предположения о существующей большой дисперсии времен прекращения вспышечной активности у вспыхивающих звезд, имеющих одинаковую массу, мы должны считать, что состав совокупности вспыхивающих звезд, составляющих около половины всех звезд низких светимостей в системе Плеяды, остается почти неизменным во времени. А в случае цикличности вспышечной активности следует допустить, что хотя состав совокупности вспыхивающих звезд в системе, из-за циклического характера вспышечной активности, со временем меняется, однако число звезд в этом множестве остается приблизительно постоянным.

Следовательно, поскольку состав наших выборок должен быть разным или одинаковым при справедливости того или другого нашего предположения, то данные, относящиеся к нашим выборкам I и II, можно использовать для выбора между ними следующим образом.

Теоретически ожидаемое число вспыхивающих звезд, показавших по k вспышек в двух, равных по продолжительности, интервалах времени t , равно*

$$n_k = N e^{-2\gamma t} \frac{(2\gamma t)^{2k}}{k!k!} \quad (2)$$

где N — общее число вспыхивающих звезд в системе принято одинаковым для обеих выборок, γ — средняя частота вспышек, а t — продолжительность всех фотографических наблюдений системы.

* Эта и последующая формула (3) дают, в действительности, математическое ожидание соответствующих чисел, в пуассоновском приближении, что вполне допустимо при представлении распределения вспышек во времени для каждой отдельной вспыхивающей звезды [2].

С другой стороны, число n_{2k} звезд, наблюдавшихся в $2k$ вспышках в период всех наблюдений, то есть в оба периода, определится выражением

$$n_{2k} = Ne^{-2t} \frac{(2vt)^{2k}}{(2k)!}, \quad (3)$$

где принято, что полное число вспыхивающих звезд равно, по-прежнему, N , а продолжительность всех наблюдений составляет $2t$.

Из выражений (2) и (3) получим отношение

$$\frac{\bar{n}_k}{\bar{n}_{2k}} = \frac{(2k)!}{2^{2k} k! k!}. \quad (4)$$

Вычислив по формуле (4) отношение \bar{n}_k/\bar{n}_{2k} для различных k мы можем затем сравнить его с соответствующим отношением, определенным из наблюдений, охваченных нашими выборками I и II. В случае цикличности вспышечной активности наблюдаемые значения этого отношения должны быть систематически меньше, чем теоретические.

В табл. 3 приведены значения отношения \bar{n}_k/\bar{n}_{2k} , вычисленные по формуле (4) и определенные из наблюдений.

Таблица 3

ОТНОШЕНИЕ ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД, ПОКАЗАВШИХ ПО k ВСПЫШЕК ДО И ПОСЛЕ 1970 Г., К ЧИСЛУ ЗВЕЗД, ПОКАЗАВШИХ $2k$ ВСПЫШЕК ЗА ВРЕМЯ ВСЕХ НАБЛЮДЕНИЙ

k	\bar{n}_k/\bar{n}_{2k}	
	Набл.	Выч.
1	0.41	0.50
2	0.29	0.38
3	0.17	0.31
4	0.20	0.27
5	0.17	0.25
6	0	0.23

Сравнение теоретических и наблюдаемых значений отношения \bar{n}_k/\bar{n}_{2k} показывает, что для всех k теоретически ожидаемое отношение больше наблюдаемого. Это означает, что распределение вспышек во времени не одинаково для выборок I и II, то есть наблюдения свидетельствуют в пользу нашего предположения о цикличности вспышечной активности.

В пользу цикличности вспышечной активности можно рассматривать и табл. 4, в которой представлены данные о вспышках, обнаруженных у

Таблица 4

ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ ВСПЫШКИ У НЕКОТОРЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ПЛЕЯД ДО И ПОСЛЕ 1970 Г.

№	H II [3]	m_{pg}	I		II	
			n	Δm_U	n	Δm_U
8	357	14.9	8	1.0, 2.0, >0.5, 0.9 _{pg} , 0.8, 0.6, 1.0, 1.2 _{pg}	1	2.2
15		17.9	5	3.0, 2.5 _{pg} , 3.5 _{pg} , 2.7, 3.6 _{pg}	1	3.0
40		18.0	6	>3.0, 3.5 _{pg} , 4.0 1.0 _{pg} , 2.5, 1.0 _{pg}	1	>2.0
62		17.0	4	3.2, 1.7, 1.3, 2.1 _{pg}	0	
105		16.4	1	2.5 _{pg}	6	4.5 _{pg} , 0.9, 1.3, 1.0, 1.0, 3.8
108		14.8	4	1.3, 0.7, 1.5 _{pg} , 1.3	0	
143		17.5	1	2.3 _{pg}	5	3.6, 1.9 _{pg} , 3.8 2.5, 3.0
149	146	15.6	4	0.6, 0.5, 0.5, 3.0	0	
180		17.1	5	2.1 _{pg} , 3.1 _{pg} , 5.5, 2.3, 2.7	1	1.7
201		18.5	5	5.2 _{pg} , 3.0, 3.5, 3.2, 3.8	0	
244	1128	15.4	0		4	0.7 _{pg} , 0.5, 0.6 1.6
245		18.4	1	1.2 _{pg}	5	2.0 _{pg} , 1.6 _{pg} , 0.8 _{pg} , 1.8 _{pg} , 1.8
257		18.6	0		5	3.8, 1.9 _{pg} , 2.4 _{pg} 2.2 _{pg} , 2.1 _{pg}
326		18.4	0		7	3.0, 4.2, 2.9, 4.5, 2.4 _{pg} , 2.1 _{pg} , 5.7
335	1321	16.2	1	1.0	5	1.3, 2.2, 2.0, 1.0 _{pg} , 1.0 _{pg}
467		16.6	0		5	1.5, 2.7, 4.1 2.0, 3.0

16 наиболее интересных, с рассматриваемой точки зрения, вспыхивающих звезд области Плеяд (n — число зарегистрированных вспышек, а Δm_U — их ультрафиолетовые амплитуды). У четырех из них (№ 62, 108, 149 и 201) в первый период наблюдались по 4—5 вспышек, а во второй период — ни одной. Наоборот, у вспыхивающих звезд № 244, 257, 326 и 467, неизвестных в первый период, во втором периоде наблюдались, соответственно, 4, 5, 7 и 5 вспышек. У остальных звезд в один из периодов обнаружены всего по одной вспышке, а в другой период — от 5 до 8 вспышек.

Конечно, такие случаи могут ожидать и в случае неизменности вспышечной активности, то есть когда распределение вспышек во времени является равномерным. Однако систематическое превышение наблюдаемого числа таких случаев над ожидаемым числом может служить решающим свидетельством в пользу предположения о цикличности вспышечной активности. Например, математическое ожидание случая, когда мы наблюдаем восемь вспышек в один период и только одну единственную вспышку в другой период — случай (8.1) — равно $1/15$, но мы наблюдаем один такой случай; математическое ожидание случаев (7.0) и (5.0) равно, соответственно, 0.1 и 1, однако мы наблюдаем 1 и 3 таких случаев и т. д.

Интересно отметить, что общее число зарегистрированных вспышек у этих звезд в эти периоды практически одинаково (соответственно, 45 и 46). При гипотезе независимости вероятности вспышек от времени (равномерное случайное распределение) такие случаи были бы очень маловероятны.

Таким образом, следует, по-видимому, считать, что среди вероятных по Герцшпрунгу и др. [3] членов Плеяд около половины не показывают или не способны показать вспышки не потому, что они прекратили вспышечную активность, а лишь потому, что наши наблюдения охватывают разные периоды их вспышечной активности.

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за ценное обсуждение настоящей работы.

Бюряканская астрофизическая
обсерватория

ON THE POSSIBLE CYCLIC RECURRENCE OF FLARE ACTIVITY OF FLARE STARS IN THE PLEIADES

L. V. MIRZOYAN, G. B. OHANIAN

It is shown that according to statistics of flares only half of the probable members of the Pleiades aggregate of luminosities possessed flare activity during all observations. For an explanation

of this discrepancy with the idea on evolutionary meaning of the phase of flare stars, across which all dwarf stars pass, two assumptions are suggested: on cyclic recurrence of flare activity and on the large dispersion in the duration of the flare activity phase in the life of the stars of the same luminosity. Some evidence in favour of the possible cyclic recurrence of flare activity is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
2. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 3, 1970.
3. E. Hertzsprung, C. Sanders, C. J. Kuoreman et al., Ann. Leiden Obs., 19, No. 1a 1947.
4. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, М. К. Цвастков, Астрофизика, 13, 203, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ NGC 6618 И ОКРЕСТНЫХ ЗВЕЗД

В. А. ГАГЕН-ТОРИ, Н. В. ВОШИННИКОВ

Поступила 29 ноября 1976

Пересмотрена 10 сентября 1977

Приводятся результаты поляриметрических наблюдений шести областей в туманности и двадцати шести окрестных звезд. При наблюдениях туманности использовались пять фильтров, три из которых центрированы на эмиссионные линии, а два на участки спектра, свободные от линий. Большая часть звезд наблюдалась без фильтров, но для двух звезд была найдена зависимость поляризации от длины волны, не отличающаяся от таковой для межзвездной поляризации. В туманности же для всех областей степень поляризации в непрерывном спектре выше, чем в эмиссионных линиях. Это определение указывает на присутствие в излучении туманности собственной поляризации. Определение параметров межзвездной поляризации с помощью наблюдений окрестных звезд может быть сделано более или менее уверенно только для западных областей туманности. Эти параметры совпадают с параметрами, наблюдаемыми для эмиссионных линий. Показано, что появление собственной поляризации в непрерывном спектре обусловлено рассеянием на пыли излучения звезд, расположенных в районе темного залива.

1. *Введение.* Туманность NGC 6618 (M 17 или Омега) — одна из наиболее ярких и известных диффузных туманностей. Она представляет собой сложный газоло-пылевой комплекс. Из многочисленных наблюдений надежно установлена тепловая природа ее радиоизлучения [1]. Наиболее яркая в радиодиапазоне западная часть туманности экранируется мощным пылевым облаком, вероятно, связанным с туманностью. Поглощение в нем в видимой части спектра достигает семи звездных величин [2].

Тепловая природа радиоизлучения NGC 6618 позволяет считать, что свечение туманности возбуждается ультрафиолетовым излучением горячих звезд, как это имеет место в обычных диффузных и планетарных туманностях. Согласно оценке, сделанной в работе [3], светимость всего комплекса NGC 6618 составляет $5.6 \times 10^6 L_{\odot}$, и для возбуждения свечения необходимо 5—10 звезд спектрального класса O5. Однако до сих пор воз-

буждающие звезды не найдены. Обычно предполагается, что они находятся в западной части туманности и скрыты пылевым облаком. Но Ю. И. Глушков [4] отмечает, что газ сильнее ионизован не в западной, а в восточной части туманности, и это еще больше запутывает вопрос о возбуждающих звездах.

В последние годы было найдено, что туманность NGC 6618 является одной из наиболее ярких H II областей в инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн [3, 5]. Клейнман [5] отмечает детальное совпадение изотоп в ИК области спектра на 10 мкм и в радиодиапазоне на 2 см и 11 см и заключает, что, по крайней мере, в западной части туманности пыль (ответственная за ИК излучение) и газ (ответственный за радиоизлучение) перемешаны. Вопрос об источниках нагрева пыли до сих пор не получил удовлетворительного решения.

Неоднократно отмечалось, что в видимой области непрерывный спектр NGC 6618 весьма силен [6—9]. Для его объяснения предлагали и синхротронное [7] и двухфотонное [8] излучение, а также рассеяние на пылевых частицах внутри туманности [9].

Выяснению некоторых спорных вопросов (в частности природы непрерывного спектра) могли бы помочь поляризационные наблюдения туманности и окрестных звезд. Такие наблюдения были начаты в Астрономической обсерватории Ленинградского университета по предложению проф. В. А. Домбровского еще в 1965 г. К тому времени уже были выполнены три работы по обнаружению и исследованию поляризации излучения туманности NGC 6618 [7, 10, 11]. Основные результаты этих работ собраны в табл. 1. Там же приведены результаты опубликованной в 1967 г. работы [12]. В последовательных столбцах таблицы даются: авторы работы; использованная ими методика наблюдений; размер площадок, выбранных для измерения поляризации; диапазон длин волн, в котором проводилось исследование; среднее по туманности значение степени поляризации; среднее значение направления преимущественных колебаний электрического вектора (при усреднении данных работ [7, 12] были взяты только наблюдения, выполненные без фильтров). Подобное усреднение имеет смысл, поскольку направление поляризации во всех работах найдено примерно постоянным, а изменения степени поляризации по туманности не очень велики. В трех случаях результаты получаются достаточно близкими ($\bar{p} \approx 5\%$, $\bar{\theta}_0 \approx 175^\circ$). В работах [7, 12] отмечено, что степень поляризации больше в западной части туманности.

Поскольку плоскость преимущественных колебаний сохраняется примерно одинаковой для всех участков туманности, в работах [6, 8] была выдвинута гипотеза о межзвездном происхождении наблюдаемой поляризации. Эта гипотеза не может, однако, объяснить найденного для двух областей в туманности уменьшения степени поляризации в спектральном

участке, включающем эмиссионные линии в районе H_{α} [7]. Автор [7] делает предварительное заключение о том, что поляризованным является лишь непрерывное излучение туманности и, обращая внимание на нерадиальный характер поляризации, выдвигает гипотезу о присутствии в туманности синхротронного излучения. В дальнейшем Н. М. Шаховской и П. В. Щеглов [12] повторили наблюдения туманности Омега с интерференционным фильтром, выделяющим область линий H_{α} , N_1 и N_2 , и нашли, что степень поляризации в этом участке спектра не меньше, чем в соседнем участке непрерывного спектра.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ
ТУМАННОСТИ NGC 6618

Авторы	Методика	$d, ''$	$\Delta\lambda, \text{Å}$	$P_{\text{ср}}, \%$	$\eta_{\text{ср}}$
Домбровский [7]	Фотоавтотр.	120; 240	3000 ÷ 6000	4.5	17 ⁰
Рожковский Дьякушева [10]	Фотограф.	27	4000 ÷ 6300	5.0	17 ⁰
Хачикин [11]	Фотограф.	11.4; 11.4	3600 ÷ 5000	18	31
Шаховской Щеглов [12]	Фотоавтотр.	18.5; 46	3200 ÷ 6000	6.2	16 ⁰

Поскольку результаты работ [7] и [12] отчасти противоречат друг другу, мы в своих наблюдениях туманности обратили особое внимание на изучение зависимости поляризации от длины волны. Кроме того было решено провести более тщательное, чем это было сделано в [7], изучение поляризации для звезд, находящихся в окрестностях туманности, с целью определения межзвездной поляризации в области NGC 6618.

2. *Наблюдения и результаты.* Все наблюдения туманности и окрестных звезд получены на телескопе АЗТ-14 ($D=480$ мм) Бюраканской станции АО АГУ с астрофотометром АФМ-6 [13] в течение пяти наблюдательных сезонов (1965—66, 1968, 1972 и 1976 гг.). Естественно, что за это время и аппаратура и методика наблюдений претерпели некоторые изменения. В частности, в 1967 г. использовавшийся ранее фотоумножитель ФЭУ-64 с сурьмяно-цезиевым катодом (область чувствительности $\Delta\lambda$ 3000 ÷ 6500 Å, $\lambda_{\text{эфф.}} = 0.46$ мкм при наблюдениях без фильтров) был заменен фотоумножителем ФЭУ-79 с мультищелочным катодом ($\Delta\lambda$ 3000 ÷ 8500 Å, $\lambda_{\text{эфф.}} = 0.51$ мкм). Это позволило нам выполнить наблюдения в красной области спектра.

Основу нашей методики наблюдений составляет сравнение потоков от объекта при быстрой перекидке анализатора на 90° [13]. При этом в 1965—68 гг. такое сравнение делалось для десяти положений исходного

угла α (0° , 20° , ..., 180°) и параметры поляризации находились из решения избыточной системы уравнений

$$\frac{n_{e, \infty} - n_e}{n_{e, \infty} + n_e} = p_e = p \cos 2(\alpha - \alpha_0), \quad \alpha = 0^\circ, 20^\circ, \dots, 180^\circ.$$

В 1972—76 гг. мы определяли p_0 и p_{15} и использовали формулы Пиккеринга. Инструментальная поляризация (никогда не превышавшая 0.5%) определялась по наблюдениям стандартных звезд с нулевой поляризацией; для нахождения нуля-нуль-нуль отсчета углов наблюдались стандартные звезды с большой поляризацией.

Все наблюдения туманности выполнены с диафрагмой 54". При наблюдениях звезд, как правило, использовалась диафрагма диаметром 26", а для звезд, расположенных близко к туманности, диафрагмы 13" и 18". Наблюдения объекта всегда сопровождалось наблюдениями фона неба, поляризация излучения которого была, как правило, значительной в связи с большим зенитным расстоянием области и подсветкой от Араратской долины.

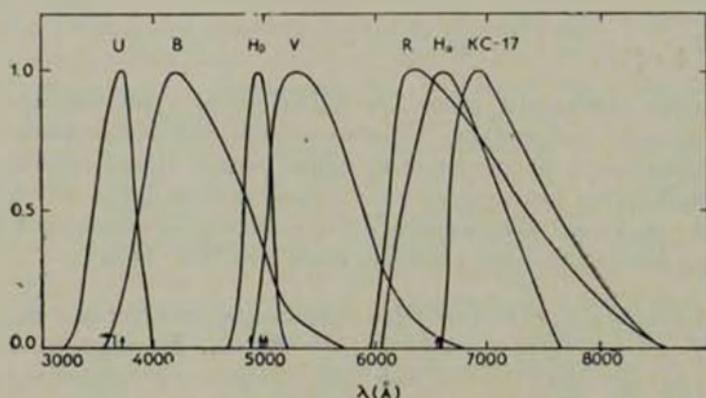


Рис. 1. Кривые реакции аппаратуры для использованных фильтров.

Относительные кривые реакции для набора фильтров, использовавшихся при наблюдениях, приведены на рис. 1. Там же указано положение попадающих в полосы пропускания основных эмиссионных линий и бальмеровского континуума. Полосы B, V и R — стандартные полосы системы Джонсона, полоса U — несколько уже стандартной, но имеет примерно то же значение $\lambda_{\text{проп}}$. Она пропускает излучение бальмеровского континуума и линии λ 3727 [OII], которая приходится примерно на середину полосы. Фильтр H β , с которым выполнено всего два наблюдения 1965 г., захватывает

вает область эмиссионных линий H_2 , N_1 и N_2 ; фильтр H_2 центрирован на линии H_2 и $[N III]$ λ 6548, 6584 Å. Наконец, красный фильтр КС-17 не пропускает излучение этих эмиссионных линий. Таким образом, можно считать, что наблюдения в фильтрах V и КС-17 относятся, в основном, к непрерывному спектру, а наблюдения в фильтрах U, H α и H β — к эмиссионным линиям (и бальмеровскому континууму).

Результаты наблюдений приведены в табл. 2 (наблюдения туманности и звезд, выполненные с фильтрами) и табл. 3 (наблюдения звезд, выполненные без фильтра). Первый столбец табл. 2 дает либо обозначение и положение области в туманности, либо номер звезды, совпадающий с ее номером в табл. 3; второй — дату наблюдения; третий — использованный фильтр; четвертый и пятый — параметры поляризации и их среднеквадратичные ошибки; шестой — отношение потока от туманности к потоку от фона неба; седьмой — примечания. Отметим, что в тех случаях, когда имеется несколько наблюдений области с одним и тем же фильтром, отдельные наблюдения, полученные даже в разные сезоны, достаточно хорошо согласуются друг с другом.

В табл. 3 первый столбец дает номер звезды в порядке увеличения прямого восхождения (для отождествления см. рис. 4), значок (*) указывает на наличие примечания в конце таблицы; второй — номер звезды по каталогу BD; третий и четвертый — найденные нами параметры поляризации (для нескольких звезд приведены данные, взятые из литературы). Ошибки в определении степени поляризации составляют, как правило, 0,2% и достигают 0,5% лишь для самых слабых звезд, ошибки в определении угла составляют несколько градусов.

Нами выполнены также фотометрические U, B, V наблюдения для десяти звезд области. Использовалась та же аппаратура, что и при наблюдениях поляризации. Найденные нами величины V и показатели цвета B—V для этих звезд приведены в шестом и седьмом столбцах табл. 3. Они набраны курсивом.

3. *Обсуждение результатов наблюдений.* а). Непосредственное рассмотрение табл. 2 позволяет сразу же сделать несколько заключений. Во-первых, наши наблюдения подтверждают высокую регулярность в направлении поляризации в туманности. Среднее по всем наблюдениям значение позиционного угла плоскости преимущественных колебаний составляет 178° со среднеквадратичным отклонением всего $\pm 2^\circ$. Результаты поляризационных наблюдений в одном из фильтров (V) представлены графически обычным способом на рис. 2 (сплошные линии). На нем нанесены контуры наиболее яркой в оптике части туманности, а также звезды в области темного залива. Кружки дают размеры и расположение измеренных площадок туманности. Регулярность направления поляризации хорошо заметна. Видно также, что степень поляризации в среднем выше в западной

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ТУМАННОСТИ И
ВЫПОЛНЕННЫХ С ФИЛЬТРАМИ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД

Область туманности или номер звезд	Дата наблюдения	Фильтр	$p \pm \Delta p, \%$	$\beta_0 \pm \Delta \beta_0, \circ$	$\frac{n_{об}}{n_{фил}}$	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
А $\alpha = 18^h 17^m 76$ $\delta = -16^{\circ} 10' 4$	1/ 2.9.1972	U	3.2 ± 1.2	11 ± 10	0.4	
	20 21.9.1965	H _β	2.7 ± 0.8	34 ± 8	2.8	Неуверен. учет инст. поляризации
	30.6 1.7.1965	V	6.8 ± 0.7	172 ± 3	1.3	
	20.21.9.1968	V	6.0 ± 0.9	172 ± 4	0.6	
	26 27.7.1968	H _γ	4.3 ± 0.5	178 ± 3	12.2	
	20/21.9.1968	H _γ	3.6 ± 0.3	3 ± 2	6.9	
В $\alpha = 18^h 17^m 74$ $\delta = -16^{\circ} 13' 9$	8 9.8.1972	КС-17	5.9 ± 0.5	179 ± 2	1.6	
	6 7.8.1972	U	3.1 ± 1.5	169 ± 14	0.8	
	23.24.9.1965	H _β	4.0 ± 0.8	8 ± 6	2.6	Неуверен. учет инст. поляризации
	30.6 1.7.1965	V	6.6 ± 0.4	10 ± 2	1.3	
	1 2.7.1965	V	8.0 ± 0.6	177 ± 2	1.3	
	31.7/1.8.1968	V	6.8 ± 0.7	14 ± 3	0.6	
С $\alpha = 18^h 17^m 94$ $\delta = -16^{\circ} 12' 0$	22 23.7.1968	H _β	4.7 ± 0.5	0 ± 3	13.5	
	28/29.9.1968	H _β	4.0 ± 0.7	178 ± 5	3.0	Луна
	7 8.8.1972	КС-17	5.5 ± 0.6	3 ± 3	1.5	
	2 3.9.1972	U	3.8 ± 0.9	174 ± 7	1.8	
	29 30.6.1965	V	3.2 ± 0.3	162 ± 3	7.5	
	26/27.9.1968	V	6.0 ± 0.7	176 ± 3	0.9	Плохая прозрачн.
D $\alpha = 18^h 18^m 03$ $\delta = -16^{\circ} 12' 7$	21/22.7.1968	H _β	3.1 ± 0.3	164 ± 3	21.5	
	30.9 1.10.1968	H _β	2.5 ± 0.2	159 ± 2	4.0	Луна
	9/10.8.1972	КС-17	4.8 ± 0.2	173 ± 1	2.1	
	14/15.8.1972	U	3.7 ± 0.4	165 ± 3	2.2	
	29/30.6.1965	V	3.0 ± 0.4	5 ± 4	3.3	
	28 29.7.1965	V	3.0 ± 0.6	4 ± 6	3.3	
E $\alpha = 18^h 18^m 10$ $\delta = -16^{\circ} 13' 6$	21 22.9.1968	V	4.4 ± 0.5	173 ± 3	1.0	
	27 28.7.1968	H _β	2.6 ± 0.3	164 ± 3	10.0	
	21 22.9.1968	H _β	4.2 ± 0.5	169 ± 3	7.4	
	30.9 1.10.1968	H _β	2.8 ± 0.7	175 ± 7	1.9	Луна
	8/9.8.1972	КС-17	3.9 ± 0.7	176 ± 5	1.4	
	3,4.8.1972	U	3.8 ± 1.1	179 ± 8	2.5	
F $\alpha = 18^h 18^m 10$ $\delta = -16^{\circ} 13' 6$	7 8.8.1972	V	8.4 ± 0.6	167 ± 2	0.5	
	17/18.8.1976	R	3.8 ± 0.6	179 ± 5	1.5	
	3,4.8.1972	КС-17	7.4 ± 0.5	169 ± 2	1.4	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
F	20/21.8.1976	U	2.3 ± 1.8	15 ± 22	0.7	
$\tau = 18^h 18^m 20$	29/30.6.1965	V	4.0 ± 0.8	18 ± 6	1.1	
$\delta = -16^\circ 13' 9$	24/25.7.1965	V	3.8 ± 0.5	171 ± 4	1.3	
	21/22.7.1968	H ₁	2.5 ± 0.7	5 ± 9	5.5	
	6/7.9.1972	KC-17	2.9 ± 1.3	165 ± 12	0.5	
Звезда № 9	21/22.8.1976	U	5.2 ± 0.4	178 ± 2		
	3/4.9.1976	B	5.8 ± 0.3	172 ± 2		
	15/16.9.1968	V	5.8 ± 0.3	171 ± 1		
	15/16.9.1968	H ₁	5.2 ± 0.6	171 ± 3		
	14/15.8.1972	KC-17	5.1 ± 0.3	11 ± 2		
Звезда № 22	14/15.9.1968	V	1.5 ± 0.2	20 ± 4		
	14/15.9.1968	H ₁	1.8 ± 0.2	16 ± 3		
Звезда № 23	4/5.8.1972	U	3.8 ± 0.6	15 ± 5		
	5/6.8.1972	B	4.6 ± 0.2	14 ± 1		
	13/14.9.1968	V	4.5 ± 0.2	11 ± 2		
	13/14.9.1968	H ₁	4.0 ± 0.2	15 ± 2		
	5/6.8.1972	KC-17	4.0 ± 0.1	11 ± 1		

части туманности, хотя нами найдена одна область на северо-востоке (E) с высокой поляризацией. Она расположена на самой границе туманности в районе ионизационного фронта [19].

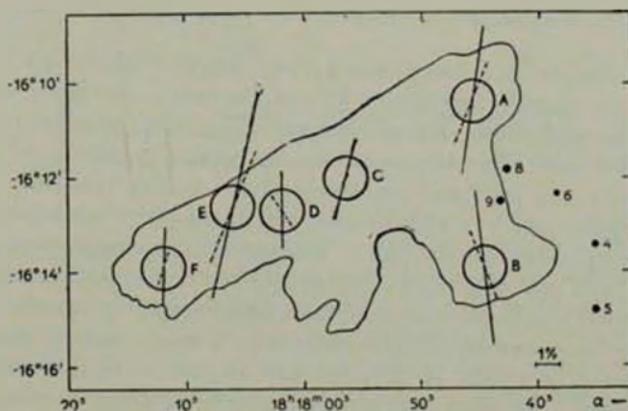


Рис. 2. Наблюдаемая (сплошские линии) и собственная (пунктирные) поляризация излучения туманности в полосе V.

Наконец, из рассмотрения табл. 2 видно, что степень поляризации заметно больше при наблюдениях с фильтрами, не пропускающими излучение эмиссионных линий. Рис. 3, на котором представлена нормированная зависимость степени поляризации от длины волны, иллюстрирует это обстоятельство. Правда, данные в фильтре H_{α} несколько неуверенные, а ошибки наблюдений с фильтром U относительно велики. Но наблюдения с фильтром H_{α} , обладающие достаточно высокой точностью, всегда дают степень поляризации, существенно меньшую, чем наблюдения с фильтрами

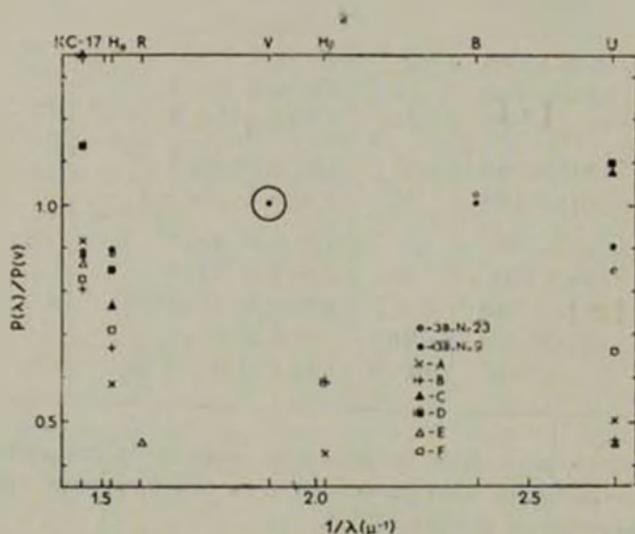


Рис. 3. Нормированные зависимости степени поляризации от длины волны.

V и KC-17. Это не есть инструментальный эффект, поскольку инструментальная поляризация с фильтром H_{α} определялась не менее тщательно, чем с другими фильтрами. Кроме того мы специально выполнили наблюдения звезд № 9 и № 23 с этим фильтром, причем несколько раз в одну и ту же ночь эти звезды (так же, как и некоторые области туманности) наблюдались и с фильтром V и с фильтром H_{α} . Зависимость $p(\lambda)/p(V)$ для звезд также представлена на рис. 3. Видно, что она совершенно не похожа на таковую для туманности, но вполне хорошо согласуется со средней зависимостью $p(i)$ для межзвездной поляризации, так что в области туманности нет никаких аномалий в зависимости межзвездной поляризации от длины волны. Для звезды № 23 наши результаты определения $p(i)$ хорошо согласуются с данными работы [20], в которой обычная для межзвездной зависимости $p(i)$ получена и для звезды № 22.

Таким образом, измеренная нами поляризация излучения туманности Омега не может быть чисто межзвездной. С другой стороны, существова-

ние межзвездной поляризации в направлении туманности не вызывает сомнения и ее влияние надо учесть. Обычно исключение межзвездной поляризации делается с использованием сведений об окрестных звездах, к изучению которых мы и перейдем.

6). Данные о поляризации света звезд в окрестностях туманности Омега, собранные в табл. 3, представлены графически на рис. 4. Рассмотрение этого рисунка вселяет серьезные сомнения в возможность определения параметров межзвездной поляризации для туманности по окрестным звездам. Действительно, в области диаметром всего в полградуса встречаются звезды с большой степенью поляризации и прямо противоположными направлениями. Ясно, что необходимо тщательное изучение пространственного расположения звезд и их связи с туманностью.

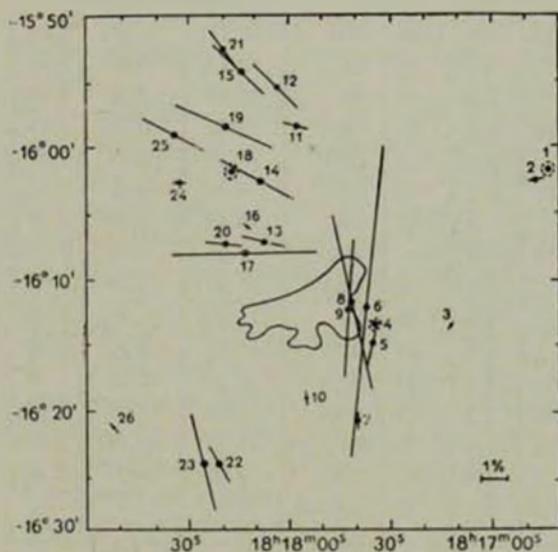


Рис. 4 Поляризация звезд в районе туманности NGC 6618.

Необходимые сведения о звездах собраны в пятом-седьмом столбцах табл. 3. Спектральные классы взяты, главным образом, из работ [16, 18] (в случае противоречия предпочтение отдавалось более поздней работе [16]). Для пяти звезд, являющихся, согласно [21] OB звездами, спектральные классы определены Q-методом по результатам U, B, V наблюдений, полученным в АО ЛГУ. Эти данные заключены в квадратные скобки. Определенные тем же способом спектральные классы других звезд, для которых у нас выполнена U, B, V фотометрия, оказались в хорошем согласии с приведенными в табл. 3.

Таблица 3

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ В ОКРЕСТНОСТЯХ NGC 6618

Номер звезды	BD	$p, \%$	$\theta_0, ^\circ$	Sp	V	B-V	A_V	r, pc	$p A_V$
1*	-16 4811	<0.2	—	F5	9.34	0.55	0.49	110	<0.008
2*	-16 4812	0.8	101	B5V	9.38	0.24	1.47	600	0.012
3		0.3	145	B5	(11.56)	(0.49)	2.34	1100	0.003
4*	-16 4816	<0.1	—	K2	9.72	1.62	—	—	—
5		1.8	168	O8	(11.36)	(1.21)	5.46	1500	0.007
6		12.1	174	O5	(13.57)	(2.55)	10.12	1100	0.026
7*	-16 4817	0.6	4	B9V	10.69	0.13	0.70	790	0.019
8		7.2	13	O5	11.29	1.11	5.08	2300	0.031
9*	-16 4818	5.4	176	B1Vp	9.92	0.72	3.64	930	0.033
10*	-16 4821	0.4	6	K0	(9.73)	(1.26)	—	—	—
11	-16 4823	0.9	74	G0V	(10.21)	(0.82)	0.84	90	0.024
12		2.5	45	B2	10.95	0.45	2.48	1550	0.022
13		1.8	76	B0	10.68	0.56	3.01	2240	0.013
14*	-16 4826	3.3	62	O5	9.89	0.76	3.85	2140	0.019
15		3.0	45	[B2]	11.65	0.56	2.87	1820	0.023
16*	-16 4827	0.2	52	A0	9.91	0.22	0.84	420	0.005
17		5.6	91	[B1]	10.88	0.65	3.25	1700	0.038
18	-16 4828	<0.2	—	B8V	9.28	0.19	1.08	440	0.004
19*		4.1	66	[B2]	11.81	0.88	3.99	1150	0.023
20		1.4	85	F0	(11.50)	(0.69)	1.40	300	0.022
21		1.9	34	[B0]	11.97	0.62	3.22	3900	0.013
22*	-16 4829	2.2	17	B9Ia	8.29	1.60	5.70	890	0.008
23*	-16 4830	4.3	13	B8Ia	8.46	1.39	5.00	1350	0.019
24*	-16 4832	0.6	93	B5	(9.82)	(0.36)	1.89	600	0.007
25	-16 4834	2.8	62	[B1]	9.77	0.57	2.98	1150	0.031
26*	-16 4836	0.4	51	gK0+A	7.9	—	—	—	—

Примечания к таблице 3

1 — поляризационные данные из [7]; 2 — $p = 0.9\%$, $\theta_0 = 80^\circ$ [7]; $p = 0.9\%$, $\theta_0 = 76^\circ$ [14]; 4 — $p < 0.2\%$ [7]; 7 — $p < 0.2\%$ [7]; 9 — $V = 10^m 10$, $B - V = +0^m 80$ [16]; 10 — поляризационные данные из [7]; 14 — фотометрические данные из [17]; 16 — $V = 10^m 00$, $B - V = +0^m 23$ [16]; 18 — поляризационные данные из [7]; 19 — $p = 4.9\% \pm 0.7\%$, $\theta_0 = 62^\circ \pm 4^\circ$ (наши наблюдения с фильтром V); 22 — поляризационные данные — среднее из работ [7, 14, 15], фотометрические — из [14]; 23 — $p = 4.5\%$, $\theta_0 = 11^\circ$ (среднее из работ [7, 14, 15]), $V = 8^m 41$, $B - V = +1^m 46$ [14]; 24 — фотометрические данные из [18]; 26 — звездная величина по HD.

Основная часть данных шестого и седьмого столбцов табл. 3 (помимо наших определений, выделенных курсивом) взята из работы [16]. Если использовался другой источник, это оговорено в примечаниях. Фотографические данные заключены в круглые скобки.

В восьмом столбце приводится найденное нами полное визуальное поглощение. При этом для получения цветовых избытков мы пользовались общепринятой шкалой нормальных цветов, а для перехода к полному поглощению приняли $R = 3.5$. Хотя в среднем для межзвездной среды $R = 3.3$ [22], в районах молодых скоплений и диффузных туманностей возможны отклонения в сторону больших значений R . Мы не нашли кривой межзвездного покраснения для области NGC 6618 и поэтому воспользовались данными Джонсона [23], у которого имеются соответствующие кривые для NGC 6611 и NGC 6530, расположенных недалеко от туманности Омега. Средняя для этих скоплений кривая дает $R = 3.5$. Близкое к этому значение получено и для областей в Скорпионе и Змееносце [23]. Надо заметить, что в литературе имеются сведения об определении R в области NGC 6618. В работах [24, 25] найдено, что $R \approx 4.3$. С другой стороны, если использовать найденную в [26] связь между R и длиной волны, на которой межзвездная поляризация максимальна, и взять данные о $p(\lambda)$ для звезд №№ 9, 22 и 23, то получается $R \approx 2.7$. В среднем опять получаем $R \approx 3.5$, так что это значение нам кажется наиболее обоснованным.

Затем были определены расстояния до звезд (девятый столбец табл. 3). В тех случаях, когда класс светимости неизвестен, считалось, что звезда принадлежит главной последовательности. Относительно звезды № 6 имеются указания, что она не одиночная, поэтому мы уменьшили для нее M_V на 0^m75 , считая, что она двойная [5]. Для трех звезд, для которых имеются дополнительные фотоэлектрические определения блеска и цветов (они приведены в примечаниях), брались средние значения.

Наконец, в последнем столбце табл. 3 приведено отношение степени поляризации (в звездных величинах) к поглощению, которое характеризует поляризующую способность межзвездной среды. Поляризующая способность, как видно, гораздо меньше максимально возможной.

Рис. 5 дает зависимость поглощения от расстояния. Для звезд, находящихся в картинной плоскости рядом, использованы одни и те же значки (звезды, расположенные поодиночке, обозначены квадратиками). Видно, что до расстояния 0.9 клс поглощение нарастает линейно, достигая здесь значения $A_V \approx 2^m0$. Затем в области 0.9 — 1.5 клс поглощение резко возрастает, особенно для звезд, расположенных непосредственно около туманности. Плотность ранних звезд здесь явно повышена. По-видимому, это и есть газовой-пылевой комплекс, в который входит туманность Омега. Расстояние до него можно принять равным 1.2 клс. Учитывая неточность в определении расстояний и поглощения, можно считать, что звезды, для ко-

торых найденное нами расстояние заключено в пределах 0.9—1.6 клс. являются возможными кандидатами в возбуждающие звезды. Это звезды № 3, 5, 6, 9, 12, 19, 22, 23, 25. Далее, спектр возбуждающей звезды должен быть во всяком случае не позднее, чем В1. Тогда остаются только пять звезд № 5, 6, 9, 19, 25 (мы не исключили звезду № 19, так как спектральный класс В2 определен для нее Q-методом, где вполне возможна ошибка на 1—2 подкласса). Из этих звезд только звезды № 5 и № 6 имеют

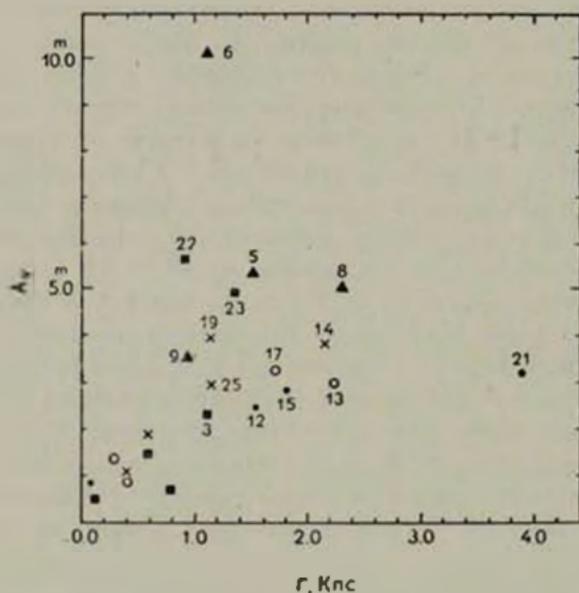


Рис. 5 Зависимость поглощения от расстояния для звезд в районе NGC 6618.

спектральный класс более ранний, чем В0. Три остальные могут служить источником возбуждения лишь для газа, находящегося в их ближайших окрестностях. Ясно, что звезды № 5 и № 6 не могут обеспечить свечение всей туманности NGC 6618 и необходимо вести поиск возбуждающих звезд среди слабых звезд не только в западной, но и в восточной части туманности.

Звезды № 5 и 6 фигурируют в числе возбуждающих и в работе [16], авторы которой находят в области туманности Омега еще несколько ранних звезд, которые, по их мнению, могут быть возбуждающими. К ним авторы [16] относят и звезды № 8 и № 14, не замечая, что они расположены почти вдвое дальше, чем туманность, расстояние до которой они принимают равным 1.3 клс.

Особого упоминания заслуживает звезда № 4, рассматривавшаяся ранее как возможная возбуждающая звезда в связи с ошибочным опреде-

лением ее спектрального класса. В работах [5, 16] показано, что ее спектральный класс K2. Она, естественно, не является возбуждающей и может иметь отношение к туманности, только если это яркий гигант. Но отсутствие у нее поляризации излучения, установленное первоначально в [7] и подтвержденное нами, а также малое покраснение [16] указывают на то, что эта звезда, скорее всего, принадлежит переднему фону.

Относительно звезд № 5 и 6 отметим еще, что их поляризационные характеристики совершенно различны. Излучение первой поляризовано весьма незначительно и отношение p/A_V для нее всего 0.009, тогда как у звезды № 6 поляризация очень высока и отношение p/A_V заметно больше (0.026). Звезда № 6, по всей вероятности, находится внутри облака (поглощение для нее $\approx 10^{m_0}$), а звезда № 5 существенно ближе к его краю ($A_V \approx 5^{m_0}$). Следовательно, поляризующая способность пыли в облаке весьма высока. Это подтверждается и высокой степенью поляризации у звезд № 9, свет которой, по-видимому, проходит через переднюю часть облака, и № 8, расположенной за облаком.

в). Поскольку и позиционные углы преимущественных колебаний и отношения p/A_V для звезд № 6, 8, 9, расположенных на разных расстояниях в направлении темного залива, близки, можно думать, что средние для них значения $p/A_V = 0.030$, $\bar{v}_0 = 1^\circ$ характеризуют межзвездную поляризацию для областей туманности, непосредственно примыкающих к темному заливу (области А и В). В этом случае знание величины A_V для туманности позволило бы получить оценку межзвездной поляризации для этих областей.

Один из распространенных способов определения поглощения для туманности — сравнение мер эмиссии, найденных по радиоданным и по наблюдениям в эмиссионных линиях водорода (этим способом в работе [2] и было найдено для района темного залива значение поглощения $A_V \approx 7^{m_0}$, о котором говорилось во введении). Легко понять, однако, что в случае, если в туманности пыль и газ перемешаны (а именно так обстоит дело, как уже отмечалось ранее, с NGC 6618), такое определение A_V нам не подходит. Действительно, из-за поглощения внутри туманности оптические наблюдения относятся эффективно к менее глубоким областям туманности, тогда как найденное вышеуказанным способом поглощение — ко всему столбу туманности. Следовательно, получается сильно завышенное значение A_V .

Поэтому для оценки A_V мы воспользовались построенным нами рис. 5, согласно которому при принятом расстоянии до туманности (1.2 клс) поглощение составляет $A_V \approx 3^{m_0}$. Тогда для областей А и В туманности параметры межзвездной поляризации будут $p_v \approx 4.0\%$, $\bar{v}_{0v} = 1^\circ$. Обращает на себя внимание хорошее согласие этой оценки с па-

раметрами поляризации, найденными для областей А и В при наблюдениях с фильтрами, где основной вклад дают эмиссионные линии и бальмеровский континуум*. Это позволяет предположить, что в областях А и В излучение в эмиссионных линиях не обладает собственной поляризацией и использовать эти наблюдения для определения собственной поляризации в непрерывном спектре. Средние значения параметров поляризации в фильтрах U и H, (с учетом весов) составляют $p = 3.6\%$, $\theta_0 = 5^\circ$ для области А и $p = 4.0\%$, $\theta_0 = 175^\circ$ для области В. Тогда для собственной поляризации в цвете V получим, соответственно, $p = 3.6\%$, $\theta_0 = 159^\circ$ и $p = 3.5\%$, $\theta_0 = 21^\circ$. Эти данные нанесены пунктиром на рис. 2. Видно, что направления поляризации развернулись таким образом, что она оказалась радиальной относительно темного залива.

Как уже указывалось во введении, из сопоставления ИК и радио изотоп следует, что в западной части туманности, где расположены области А и В, газ определенно перемешан с пылью. Одним из доказательств этого является также несоответствие между найденным нами из рис. 5 поглощением $A_V = 3^{m0}$ и поглощением, определенным из сравнения мер эмиссии. По данным работы [2] нами получено этим способом $A_V = 5^{m1}$ и $A_V = 4^{m9}$ для областей А и В, соответственно. Таким образом, появление поляризованного излучения здесь вполне может объясняться рассеянием на пыли излучения звезд и направление поляризации указывает, что освещающий источник находится в области темного залива. Напомним, что здесь расположена одна из возможных возбуждающих звезд (№ 6). Кроме того в недавней публикации [27] было указано, что чуть севернее звезды № 4 имеется богатое скопление звезд с очень большим покраснением, содержащее звезды ранних спектральных классов (некоторые из них, вероятно, являются возбуждающими).

Гораздо хуже обстоит дело с учетом межзвездной поляризации для центральных и восточных областей туманности. Из рис. 4 видно, что они расположены примерно на одном и том же угловом расстоянии от групп звезд № 13, 16, 17, 20 и № 5, 6, 8, 9, имеющих прямо противоположные направления поляризации, так что никакой независимой оценки межзвездной поляризации, как это было сделано для областей А и В, получить не удастся. Если считать, что и здесь наблюдения в фильтрах U и H, дают межзвездную поляризацию, то после ее исключения получаем параметры

* Оценку вклада континуума и эмиссионных линий для фильтра H_α можно получить из сопоставления приведенных в табл. 2 отношений потока от объекта к потоку от фона неба для фильтров V, H, и KC-17. Видно, что это отношение для фильтра H, на порядок больше, чем для фильтров V и KC-17 и, следовательно, вклад эмиссионных линий в фильтре H_α раз в 10 превышает вклад от континуума; при тех приближенных оценках, которые мы делаем, последним можно пренебречь.

собственной поляризации в непрерывном спектре, нанесенные пунктиром на рис. 2. (Для области E вместо наблюдений в фильтре H, использовались наблюдения в фильтре R. Из рис. 1 видно, что ошибка из-за такой замены будет невелика.)

Собственная поляризация в областях C и D очень мала. Возможно, что это объясняется малым количеством пыли в этой наиболее яркой в оптике части туманности. Действительно, несоответствие между принятым нами значением поглощения ($A_V = 3^m 0$) и определением его по отношению мер эмиссии ($A_V = 3^m 1$ для области D и $A_V = 4^m 0$ для области C) здесь гораздо меньше, чем для областей A и B. Некоторые затруднения вызывает объяснение высокой степени собственной поляризации для области E, для которой также получается $A_V = 3^m 1$. Приходится предположить, что здесь поляризация связана с рассеянием света в пылевом облаке, расположенном на луч зрения за областью свечения газа. Существование разреженной пылевой оболочки вокруг всего комплекса следует из наблюдений на 100 мкм [3]. Размеры 100-микронного источника превышают размеры области, дающей оптическое и радиоизлучение. Существование локального повышения плотности пыли в этой оболочке в районе области E, где, кстати сказать, проходит ионизационный фронт [19], может объяснить повышенные здесь степени поляризации.

Не исключена возможность, однако, что излучение в линиях обладает собственной поляризацией, например, если его часть представляет собой рассеянное на пыли излучение ярких областей туманности (такой эффект обнаружен в некоторых областях туманности Ориона [28]). Ясно, что тогда исключение межзвездной поляризации для центральных и восточных областей сделано неверно. Для выяснения вопроса необходимы дальнейшие поляризационные и фотометрические наблюдения звезд в этих областях туманности.

4. *Заключение.* Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а). Найденная нами для туманности NGC 6618 зависимость степени поляризации от длины волны совершенно не похожа на соответствующую зависимость для расположенных вблизи туманности звезд (рис. 3). Поскольку эта последняя прекрасно согласуется со средней зависимостью $p(\lambda)$ для межзвездной поляризации, отсюда следует, что в излучении туманности присутствует собственная поляризация.

б). Исключение межзвездной поляризации, которая определенно существует, очень сложно из-за крайней нерегулярности направлений поляризации для окрестных звезд. Изучение пространственного расположения и поляризационных характеристик этих звезд позволяет получить более или

менее уверенную оценку межзвездной поляризации лишь для самых западных участков туманности (области А и В); параметры межзвездной поляризации совпадают здесь с теми, которые наблюдаются с фильтрами, где основной вклад дает излучение эмиссионных линий.

в). Из всех изученных нами звезд, лишь звезды № 5 и № 6, расположенные в районе темного залива, возможно, являются звездами, возбуждающими свечение туманности.

г). Собственная поляризация в непрерывном спектре для областей А и В является радиальной по отношению к темному заливу. Поскольку в этих областях газ перемешан с пылью, поляризация, вероятно, возникает при рассеянии на пыли излучения звезд, расположенных в области темного залива (звезда № 6 и скопление, найденное в [27]).

д). Исключение межзвездной поляризации для центральных и восточных областей проводится неуверенно: найденные параметры собственной поляризации указывают на отсутствие пыли в областях С и D, расположенных вблизи максимума яркости в оптике.

е). В общем полученные нами результаты не противоречат следующей грубой модели всего комплекса. Комплекс ограничен холодной пылевой оболочкой. Внутри нее находится плотное газово-пылевое образование, содержащее горячие звезды. Поглощение здесь настолько велико, что оптическое излучение почти не доходит до наблюдателя. С удалением от его центра концентрация пыли уменьшается и оптическое излучение становится наблюдаемым. Имеются области, где пыли настолько мало, что влияние ее практически незаметно. Построение более детальной модели выходит за рамки этой статьи.

Авторы благодарны Т. А. Поляковой за помощь при проведении наблюдений звезд.

Ленинградский государственный
университет

POLARIMETRIC STUDY OF THE NEBULA NGC 6618 AND
NEIGHBOURING STARS

V. A. HAGEN-THORN, N. V. VOSHCHINNIKOV

The results of the polarimetric observations are given for six areas of the nebula and for twenty six neighbouring stars. The nebula was observed with five filters, three of which were centered on emission details and two on the continuum regions. Most of the stars were observed with no filter but for two of them the wavelength dependence of polarization was found. It proves to be the same as for interstellar polarization. But for all areas of the nebula the degree of polarization in continuum is found to be higher than that in the emission lines. Thus the existence of intrinsic polarization in the nebula is evident. The determination of the parameters of interstellar polarization by the observations of neighbouring stars may be done with some confidence only for western areas of the nebula. These parameters are found to be equal to those observed in emission lines. The intrinsic polarization in continuum is shown to arise from scattering of the radiation of stars settled in the dark lane on the dust located in the nebula.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Goudis, *Ap. Space Sci.*, 37, 455, 1975.
2. H. R. Dickel, *Ap. J.*, 152, 651, 1968.
3. D. A. Harper, F. J. Low, G. H. Rieke, J. A. Thronson, *Ap. J.*, 205, 136, 1976.
4. Ю. И. Глушков, Кандидатская диссертация, ЛГУ, 1973.
5. D. E. Kleinmann, *Ap. Lett.*, 13, 49, 1973.
6. Р. Е. Гершберг, В. Ф. Есипов, В. И. Процик, П. В. Щелов, *Изв. Крымской обл.*, 28, 313, 1961.
7. В. А. Домбровский, *Астрон. ж.*, 35, 687, 1958.
8. Д. А. Рожковский, Ю. И. Глушков, К. Г. Джакушева, *Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР*, 14, 19, 1962.
9. K. S. Krishna Swamy, C. R. O'Dell, *Ap. J.*, 147, 529, 1967.
10. Д. А. Рожковский, К. Г. Джакушева, *Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР*, 14, 14, 1962.
11. Э. Е. Хачикян, *Собщ. Бюраканской обл.*, 35, 25, 1964.
12. Н. М. Шаховской, П. В. Щелов, *Астрон. циркул.*, № 442, 1, 1967.
13. В. А. Домбровский, В. А. Гатем-Торн, С. М. Гуткевич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов, *Труды АО ЛГУ*, 22, 83, 1965.
14. W. A. Hiltner, *Ap. J. Suppl. ser.*, 2, 389, 1956.
15. J. S. Hall, *Publ. US Naval Obs.*, 17, part 6, 1958.
16. K. Ogura, K. Ishida, *P. A. S. Japan*, 28, 35, 1976.
17. W. A. Hiltner, H. L. Johnson, *Ap. J.*, 124, 367, 1956.

18. И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 20, 208, 1958; 21, 268, 1959.
19. K. H. Elliot, J. Meaburn, Ap. Space Sci., 35, 81, 1975.
20. G. V. Coyne, A. J., 79, 565, 1974.
21. C. B. Stephenson, R. W. Hobbs, A. J., 66, 186, 1961.
22. P. A. Annestad, E. M. Purcell, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 11, 309, 1973.
23. H. L. Johnson, Nebulae and Interstellar Matter, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Chicago, 1968, p. 167.
24. W. L. Gebel, Ap. J., 153, 743, 1968.
25. W. A. Sherwood, Ap. Space Sci., 34, 3, 1975.
26. K. Serkowski, D. S. Mathewson, V. L. Ford, Ap. J. 196, 261, 1975.
27. M. Beetz, H. Elsässer, C. Poulakos, R. Weinberger, Astron. Astrophys., 50, 41, 1976.
28. R. C. Hall, Planets, Stars and Nebulae studied with Photopolarimetry, ed. T. Gehrels, Arizona, Tucson, 1974, p. 881.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

К ТЕОРИИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

В. П. ГРИНИН, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 30 сентября 1977

Предполагается, что оптическая вспышка происходит в переходном слое между хромосферой и фотосферой, где концентрация атомов порядка $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Рассматривается водородный газ с такой концентрацией при температурах $5000 - 20000^\circ$. Излучение этого газа при $T < 10000^\circ$ состоит из излучения атомов водорода и излучения отрицательных ионов водорода. При $T > 10000^\circ$ область вспышки частично непрозрачна для излучения в непрерывном спектре. Вычислены различные параметры излучения газа: показатели цвета $U - V$, $B - V$, бальмеровский скачок, распределение энергии в спектре. Результаты вычислений в общих чертах согласуются с наблюдательными данными. Делается вывод, что оптическая вспышка представляет собой в основном вторичное явление, вызванное «взрывом» в верхних слоях атмосферы. В первый период вспышки возможно появление излучения, порожденного непосредственно «взрывом». Кратко обсуждается проблема энергетики вспышек и вопрос об аналогии между звездными и солнечными вспышками.

Как известно, вспышки на звездах представляют собой довольно распространенное явление. Однако под вспыхивающими звездами понимают обычно лишь звезды типа UV Кита. Именно о них и пойдет речь в настоящей статье.

Звезды типа UV Кита принадлежат в основном к спектральному классу M главной последовательности. Их эффективная температура порядка 3000° , а радиусы составляют несколько десятых радиуса Солнца. Время от времени звезда претерпевает вспышку, при которой ее блеск возрастает в несколько раз. При этом на нормальный спектр звезды накладывается дополнительный непрерывный спектр с эмиссионными линиями. Продолжительность вспышки — порядка нескольких минут, причем время возгорания гораздо меньше времени угасания.

При теоретическом исследовании вспыхивающих звезд возникают два главных вопроса: 1) Каков источник энергии, выделяющейся при вспышке, и как эта энергия преобразуется в излучение? 2) Какова природа дополнительного излучения при вспышке?

Здесь мы не будем касаться первого вопроса. Отметим лишь, что В. А. Амбарцумян [1] высказал гипотезу о существовании в звездах остатков дозвездного вещества, являющегося носителем звездной энергии. По его мнению, выброс сгустков этого вещества наружу и распад их с выделением энергии и вызывает вспышки. Другие исследователи находят аналогию между вспышками на звездах и хромосферными вспышками на Солнце и предполагают, что энергия тех и других вспышек черпается из энергии магнитных полей.

Различные гипотезы о причинах вспышек изложены в ряде монографий [2—4]. Там же содержатся подробные наблюдательные данные о вспыхивающих звездах.

В качестве ответа на второй из упомянутых вопросов были предложены многие механизмы свечения вспышек. Первоначально К. Гордон и Г. Крон [5] сделали предположение, что во время вспышки на поверхности звезды появляется горячее образование, излучающее по закону Планка. Затем В. А. Амбарцумян [1] высказал идею о нетепловом характере свечения вспышек. В работах Р. Е. Гершберга [2, 6] и В. Кункеля [7] было подробно рассмотрено тепловое излучение оптически тонкого газа. Г. А. Гурзадян [4] разработал теорию излучения при обратном Комптоновском эффекте. Для объяснения свечения вспышек предполагалось также синхротронное излучение и некоторые другие формы излучения.

Такое разнообразие гипотез о природе свечения вспышек свидетельствует прежде всего о большой сложности этого явления. Однако имеется один наблюдательный факт, который позволяет указать несомненный компонент свечения вспышек. Этот факт заключается в том, что во время вспышек наблюдаются эмиссионные бальмеровские линии и эмиссионный бальмеровский скачок. Отсюда следует, что большую роль в свечении вспышек играет рекомбинационное излучение водорода.

Исходя из этого, в ряде работ [2, 6, 7] были вычислены различные характеристики излучения водородного газа. При этом считалось, что газ прозрачен для излучения в непрерывном спектре и непрозрачен для излучения в линиях. Для температуры газа принимались значения порядка $20000\text{--}30000^\circ$, а для концентрации атомов — значения порядка $10^{11}\text{--}10^{14}\text{ см}^{-3}$ (т. е. концентрации, характерные для хромосфер).

В указанных работах в качестве первого приближения было сделано допущение, что все дополнительное излучение звезды во время вспышки является излучением водородного газа с описанными свойствами. Однако сравнение теории с наблюдениями показало, что такое допущение встречается с серьезными трудностями:

1) Вычисленные и наблюдаемые показатели цвета $U\text{--}B$, $B\text{--}V$ лишь для небольшой доли вспышек можно согласовать друг с другом при подходящем подборе температуры газа и соотношения между излучением в ли-

ниях и излучением в непрерывном спектре. В большинстве же случаев полученные из наблюдений точки на диаграмме $U—B$, $B—V$ располагаются значительно правее теоретических кривых.

2) Поскольку наблюдаемый бальмеровский скачок сравнительно невелик, то при возникновении спектра путем рекомбинаций и свободнo-свободных переходов водородного атома температура газа должна быть довольно высока (от 25000° до 80000°). При таких температурах следует ожидать появления достаточно интенсивных линий высокоионизованных атомов и, прежде всего, линий He II. Однако, как показывают наблюдения, спектры вспышек характеризуются умеренной ионизацией: основные эмиссионные линии принадлежат водороду и Ca II. Лишь на небольшой части спектрограмм вспышек видны линии He I и совсем редко — линии He II.

Для преодоления отмеченных трудностей предполагалось, что излучение водородного газа не является единственным источником свечения вспышки. По мысли В. Кункеля [7] во время угасания блеска к излучению водородного газа добавляется излучение горячего фотосферного пятна (с температурой в несколько тысяч градусов). Было также сделано предположение [8], что вблизи максимума блеска значительную роль играет тормозное излучение при температурах порядка 10^5 градусов. Такие двухкомпонентные модели вспышек лучше согласуются с наблюдательными данными, однако значительные расхождения все же остаются.

В настоящей статье для объяснения явлений, происходящих при вспышке в оптической части спектра, снова рассматривается излучение водородного газа. Однако, в отличие от ранее выполненных работ, этот газ считается менее горячим и более плотным. Точнее говоря, предполагается, что температура газа порядка $5000—20000^\circ$, а концентрация атомов — порядка $10^{15}—10^{17}$ см $^{-3}$. Излучение газа при таких условиях отличается двумя существенными особенностями. При низких температурах (меньше 10000°) к излучению самого атома водорода добавляется излучение его отрицательного иона. При более высоких температурах область, занимаемая газом, может стать частично непрозрачной для излучения в непрерывном спектре (вследствии большой плотности и быстрого роста коэффициента поглощения с повышением температуры).

Согласно расчетам моделей атмосфер звезд поздних спектральных классов (см., например, [9]), концентрация атомов порядка $10^{15}—10^{17}$ см $^{-3}$ соответствует переходной области между хромосферой и фотосферой. Таким образом, мы «переносим» вспышку из хромосферы, где она происходила по прежним представлениям, в более глубокие слои звезды.

В данной работе вычисляются некоторые характеристики излучения водородного газа при принятых нами физических условиях (показатели цвета, бальмеровский скачок и др.). Как увидим ниже, результаты этих

вычислений в общих чертах согласуются с наблюдательными данными. Вероятно, это согласие можно улучшить, так как мы рассматриваем лишь однородную и изотермическую вспышку и не учитываем излучения в спектральных линиях.

Как уже сказано, вывод о большой роли излучения водорода во время вспышки непосредственно вытекает из наблюдаемых спектров вспыхивающих звезд. Поэтому расчет характеристик этого излучения необходим для любой теории свечения вспышек. Если к излучению водорода добавляются другие компоненты излучения, то для их исследования должно быть исключено излучение водорода из общего излучения вспышки.

Разумеется, особый интерес представляет нахождение таких компонентов излучения, по которым можно было бы судить о причине вспышки. Однако эта задача очень трудна, так как оптическая вспышка является, по-видимому, в основном вторичным процессом. Можно думать, что первоначально происходит «взрыв», порождающий потоки частиц и фотонов высоких энергий (в частности, наблюдаемое рентгеновское излучение). Эти потоки нагревают атмосферу, вызывая обычное тепловое излучение, проявляющее себя в виде оптической вспышки. Вероятно, при «взрыве» возникают и потоки в видимой области спектра, но их нелегко отделить от сильного теплового излучения.

Основные формулы. Для вычисления энергии, излучаемой газом в частоте ν , надо знать объемный коэффициент излучения $\varepsilon(\nu)$ и объемный коэффициент поглощения $\alpha(\nu)$. Поскольку при рассматриваемых нами плотностях и температурах излучение и поглощение света производится как атомами водорода H , так и его отрицательными ионами H^- , то мы имеем

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_H(\nu) + \varepsilon_{H^-}(\nu), \quad (1)$$

$$\alpha(\nu) = \alpha_H(\nu) + \alpha_{H^-}(\nu), \quad (2)$$

причем

$$\varepsilon_H(\nu) = \alpha_H(\nu) B_\nu(T), \quad \varepsilon_{H^-}(\nu) = \alpha_{H^-}(\nu) B_\nu(T), \quad (3)$$

где $B_\nu(T)$ — планковская интенсивность излучения при температуре T .

Величина $\varepsilon_H(\nu)$ при учете свободно-свободных переходов и рекомбинаций дается известным выражением (см., например, [10], стр. 314).

$$\varepsilon_H(\nu) = 5.44 \cdot 10^{30} n_e n^+ T^{1/2} \left(g_\nu + 2 \frac{f_{12}}{kT} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{g_{i2}}{i^3} e^{-\frac{\chi_i}{kT}} \right) e^{-\frac{\chi_\nu}{kT}}, \quad (4)$$

где n_e и n^+ — концентрации свободных электронов и протонов со-

ответственно, χ_i — энергия ионизации из i -го состояния, g_i и g_{i-1} — множители Гаунта. Нижний предел суммирования в (2) зависит от участка спектра ($j = 1$ за пределом серии Лаймана, $j = 2$ от предела серии Бальмера до предела серии Лаймана и т. д.).

Для нахождения величины $\varepsilon_{H^+}(\nu)$ мы можем воспользоваться второй из формул (3) и выражением для коэффициента поглощения $\varepsilon_{H^-}(\nu)$, который обычно представляется в виде

$$\varepsilon_{H^-}(\nu) = n_e p_e f(\nu, T), \quad (5)$$

где n_e — концентрация нейтральных атомов водорода и p_e — электронное давление. В работе Джинджерича [11] для функции $f(\nu, T)$ даны аппроксимационные формулы, учитывающие как свободно-связанные, так и свободно-свободные переходы.

Поскольку величины $\varepsilon_{H^+}(\nu)$ и $\varepsilon_{H^-}(\nu)$ могут быть представлены в виде

$$\varepsilon_{H^+}(\nu) = n_e n^+ S_{H^+}(\nu), \quad \varepsilon_{H^-}(\nu) = n_e n_e S_{H^-}(\nu), \quad (6)$$

то вместо формулы (1) получаем

$$\varepsilon(\nu) = x^2 n_H^2 \left[S_{H^+}(\nu) + \frac{1-x}{x} S_{H^-}(\nu) \right], \quad (7)$$

где x — доля ионизованных атомов водорода, т. е. $n_e = n^+ = x n_H$ и $n_e = (1-x) n_H$. Величина x определяется обычной ионизационной формулой

$$\frac{x^2}{1-x} n_H = 2.42 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\chi_i}{kT}}. \quad (8)$$

Из формул (7) и (8) следует, что при принимаемых нами концентрациях атомов и при температурах порядка 5000—10000° излучение отрицательного иона водорода сравнимо по интенсивности с излучением атома водорода.

С повышением температуры коэффициент поглощения быстро возрастает. Это видно, например, из рис. 1, где изображена зависимость величины ε от температуры T для длины волны $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ при двух концентрациях атомов (10^{15} и 10^{16} см^{-3}). Следовательно, область атмосферы, первоначально прозрачная для излучения в непрерывном спектре, может при нагревании стать непрозрачной для него. Поэтому интенсивность излучения, выходящего из области вспышки, мы будем определять по формуле

$$I_\nu = B_\nu(T) [1 - e^{-\varepsilon(\nu) l}], \quad (9)$$

где z_0 — геометрическая толщина этой области. При написании формулы (9) считалось, что температура и концентрация атомов в данной области не меняются.

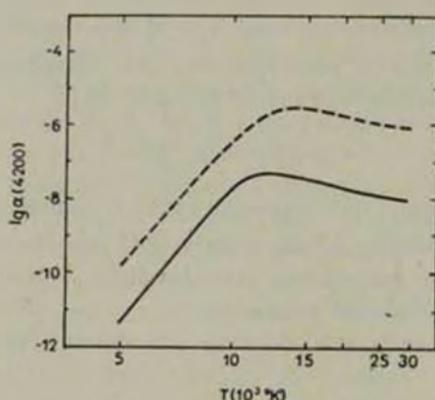


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения α от температуры T при длине волны 4200 Å. Сплошная кривая — $n_H = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, пунктирная — $n_H = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

С помощью приведенных формул можно вычислить различные характеристики излучения газа. Результаты таких вычислений и сравнение их с результатами наблюдений даются ниже.

Диаграмма U—B, B—V. Важной характеристикой излучения газз являются показатели цвета U—B, B—V. При вычислении этих величин для рассматриваемого нами газа мы сначала считали, что газ прозрачен для излучения в непрерывном спектре. В этом случае распределение энергии в спектре определяется формулой (7). Для вычисления величин U—B, B—V использовались формулы и кривые реакций фильтров, взятые из работы [12].

Результаты вычислений представлены на рис. 2, где изображена диаграмма U—B, B—V для трех значений концентрации атомов. Из диаграммы видно, что с увеличением температуры (при заданной концентрации) соответствующая точка сначала движется вверх, а затем вниз, смещаясь при этом влево. До перегиба кривой большую роль в излучении газа играет отрицательный ион водорода, а после перегиба в основном излучает атом водорода. Если бы при низких температурах не было отрицательного иона (э это осуществляется при малых плотностях), то точки на диаграмме лежали бы гораздо выше (например, при $T = 5000^\circ$ мы имели бы: U—B = -4.04, B—V = 1.44). Большие отрицательные значения величины U—B в этом случае объясняются относительно сильным излуче-

нием в бальмеровском континууме. Однако с увеличением плотности усиливается излучение отрицательного иона водорода и соответствующие точки на диаграмме понижаются.



Рис. 2. Теоретические диаграммы $U-V$, $V-V$ для излучения прозрачного газа, состоящего из атомов H и ионов H^- , и для планковского излучения.

На том же рисунке изображена кривая для случая планковского излучения, идущего от газа при его полной непрозрачности. Если же газ частично непрозрачен, то для вычисления показателей цвета должна быть применена формула (9). Очевидно, что в этом случае значения величин $U-V$ и $V-V$ заключены между значениями тех же величин в случаях прозрачного и полностью непрозрачного газа.

На рис. 3 дана теоретическая диаграмма $U-V$, $V-V$ при $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Линии на диаграмме соответствуют излучению Планка, излучению прозрачного газа и излучению частично непрозрачного газа при разных температурах (вдоль последних линий меняется толщина светящейся области z_c). На той же диаграмме приведены для сравнения показатели цвета 77 звездных вспышек, измеренные в моменты максимумов блеска. Эти данные взяты из работы Моффета [13], содержащей большой и однородный наблюдательный материал.

Мы видим, что показатели цвета большинства вспышек попадают в ту область диаграммы $U-V$, $V-V$, в какой находятся и теоретические показатели цвета. Это обстоятельство можно считать доводом в пользу взгляда

да, что оптическая вспышка представляет собой в основном свечение водородного газа.

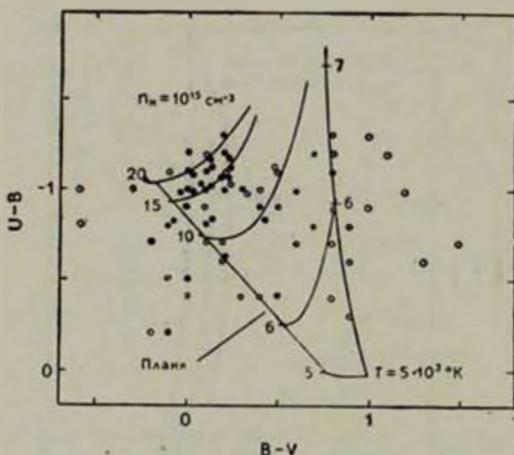


Рис. 3. Сравнение теоретических и наблюдаемых показателей цвета.

Поскольку излучение вспышки накладывается на излучение холодной звезды, то амплитуда вспышки оказывается наибольшей в полосе U , меньшей — в полосе B и еще меньшей — в полосе V . Амплитуда в полосе V часто сравнима с ошибками наблюдений, вследствие чего возникает неуверенность в определении показателя цвета $B-V$. Чтобы уменьшить эту неуверенность, Мофсет в свою таблицу включил лишь те вспышки, для которых интенсивность в V -лучах не меньше утроенной ошибки измерений σ (т. е. амплитуда в этих лучах $\Delta v > 3\sigma/I_0$, где I_0 — интенсивность до вспышки), причем он привел для каждой вспышки и величину $3\sigma/I_0$. Пользуясь этими данными, мы разбили все вспышки на две группы: для первой группы $\Delta v > 6\sigma/I_0$, для второй $\Delta v < 6\sigma/I_0$. К первой группе относятся преимущественно сильные вспышки, ко второй — более слабые. На рис. 3 они отмечены темными и светлыми кружками соответственно. Из диаграммы видно, что показатель цвета $B-V$ для сильных вспышек в среднем значительно меньше, чем для слабых (соответствующие цифры равны $+0.11$ и $+0.52$). Поэтому можно считать, что при сильных вспышках газ более горячий и менее прозрачный, чем при слабых.

Из рис. 3 также следует, что для небольшой части вспышек наблюдаемые и теоретические показатели цвета не согласуются между собой. Укажем возможные причины этих расхождений.

1) Как видно из приведенной диаграммы, почти все такие расхождения относятся к слабым вспышкам. Это, по-видимому, вызвано уже отме-

ченной выше трудностью определения амплитуды этих вспышек в V-лучах. Например, если действительная амплитуда составляет $2\sigma/I_0$, а измеренная $3\sigma/I_0$, то ошибка в показателе цвета $B-V$ составит 0.45 звездной величины. Вероятно, этой причиной обусловлен вообще большой разброс значений величины $B-V$ для слабых вспышек.

2) При вычислении показателей цвета мы считали, что $T = \text{const}$ и $n_H = \text{const}$. Учет неоднородности и неизотермичности частично непрозрачного газа может значительно расширить интервалы изменения теоретических показателей цвета.

3) При вычислении величин $U-B$, $B-V$ мы не принимали во внимание эмиссионных линий. Поскольку эти линии находятся, главным образом в полосе B , то их учет должен приводить к возрастанию величины $U-B$ и к уменьшению величины $B-V$, т. е. к смещению точек на диаграмме $U-B$, $B-V$ вниз и влево. Как показывают наблюдения, это влияние линий в момент максимума блеска сравнительно невелико, но оно увеличивается с угасанием вспышки. Для примера отметим, что, согласно [14], для одной из вспышек звезды UV Кита вклад линий в излучение полосы B вблизи максимума блеска составлял 16%.

4) К излучению водородного газа может также добавиться другое излучение, существование которого можно предполагать на основании некоторых наблюдательных данных (например, появление в спектрах части вспышек линий He I и He II).

По-видимому, каждый из перечисленных факторов может заметно влиять на показатели цвета и заслуживает специального рассмотрения.

Отметим еще одну особенность диаграммы $U-B$, $B-V$, изображенной на рис. 3. Мы видим, что темные кружки, соответствующие сильным вспышкам, концентрируются в сравнительно малой области. С принятой нами точки зрения это объясняется тем, что температуры вспышек заключены в небольших пределах (скажем, от 10000 до 20000°).

Вместе с тем из диаграммы следует, что показатели цвета тормозного излучения (т. е. излучения при свободно-свободных переходах) при $T \geq 10^4$ градусов также попадают в упомянутую область. Однако это излучение в чистом виде не дает наблюдаемого разброса показателей цвета и не согласуется со спектрами вспышек. Тем не менее тормозное излучение может быть одним из компонентов спектра вспышек, так как часть газа при вспышке нагревается, по-видимому, до очень высокой температуры (см. конец статьи).

Бальмеровский скачок. Существенной особенностью излучения водородного газа в видимой части спектра является бальмеровский скачок, определяемый формулой

$$D = \lg \frac{I_{>z_0}}{I_{<z_0}}, \quad (10)$$

где $I_{>z_0}$ — интенсивность излучения непосредственно после бальмеровского предела и $I_{<z_0}$ — интенсивность излучения непосредственно до него. Подставляя в (10) выражение (9), мы можем получить величину D в виде функции от температуры T , концентрации атомов n_H и толщины газовой области z_0 .

Результаты вычислений по указанным формулам приведены на рис. 4, где величина D дается в зависимости от температуры T при разных значениях параметра z_0 для случаев $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n_H = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При низких температурах бальмеровский скачок невелик,

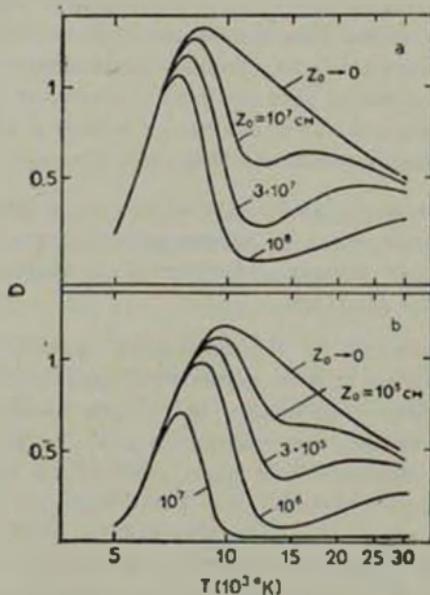


Рис. 4. Зависимость бальмеровского скачка D от температуры T при разных толщинах светящейся области z_0 : а) $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, б) $n_H = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

что объясняется наложением излучения иона H^- на излучение атома водорода. С ростом температуры влияние иона H^- уменьшается и величина D возрастает. Когда это влияние практически исчезает, начинается уменьшение величины D .

Верхняя кривая в каждом из рассматриваемых случаев относится к оптически прозрачному газу, а лежащие под ней кривые — к частично непрозрачному газу. С ростом величины z_0 (при заданных n_H и T) увеличи-

вается оптическая толщина светящегося газа и бальмеровский скачок уменьшается (достигая значения $D = 0$ для полностью непрозрачного газа).

Из рис. 4 видно, что с ростом температуры при (заданном z_0) величина D после достижения максимального значения уменьшается немопотоно. Это объясняется тем, что коэффициент поглощения с увеличением температуры сначала растет, а затем убывает (см. рис. 1).

Как уже говорилось, наблюдения вспыхивающих звезд дают для бальмеровского скачка сравнительно небольшие значения. Например, по наблюдениям П. Ф. Чугайнова [15] величина D заключена в интервале от 0.15 до 0.43, а по наблюдениям В. Кункеля [7] она порядка 0.70. Раньше для объяснения малых значений D предполагалось, что во время вспышки светится прозрачный водородный газ с очень высокой температурой (доходящей до 80000°). Теперь мы можем указать еще два случая свечения водородного газа с малыми бальмеровскими скачками: 1) Прозрачный водородный газ находится при низких температурах и больших плотностях. (Тогда к излучению атома H с неизбежностью добавляется излучение иона H^-). 2) Более горячий водородный газ частично непрозрачен для излучения в непрерывном спектре.

Можно предполагать, что первый из этих случаев осуществляется при слабых вспышках, а второй — при сильных. Если это предположение справедливо, то на основании рис. 4 для сильных вспышек можно получить следующие оценки параметров светящегося газа: температура — порядка $10000-20000^\circ$, концентрация атомов — порядка $10^{15}-10^{16} \text{ см}^{-3}$ и толщина — порядка 10^6-10^8 см . К таким же по порядку значениям величин T , n и z_0 приводит и интерпретация диаграммы $U-V$, $B-V$ (см. рис. 3).

Распределение энергии в непрерывном спектре. Особый интерес для проверки теории представляет сравнение вычисленных и наблюдаемых распределений энергии в непрерывном спектре. Однако получение спектров вспыхивающих звезд сильно затруднено слабостью их блеска и кратковременностью вспышек. К тому же в течение экспозиции может существенно меняться излучение вспышки, так что спектр оказывается результатом некоторого усреднения по времени. Трудной задачей является и отделение спектра вспышки от спектра самой звезды. Поэтому сейчас у нас нет надежных спектров вспышек.

Некоторое представление о распределении энергии в спектре дает узкополосная фотометрия. В работе П. Ф. Чугайнова [15] была произведена фотометрия вспыхивающей звезды EV Lac в трех узких полосах (около длин волн 3500, 4217 и 5200 Å), свободных от интенсивных эмиссионных линий. Было сделано также выделение излучения вспышки из суммарного излучения вспышки и звезды. В результате найдены относительные потоки излучения вспышки для указанных длин волн.

Эти наблюдательные данные мы сравнили с результатами вычислений. На рис. 5 отмечены крестиками наблюдаемые потоки излучения для двух моментов времени, один из которых соответствует максимуму блеска, а другой — середине угасания вспышки. На том же рисунке даны теоретические кривые распределения энергии в непрерывном спектре, найденные по формуле (9). При построении этих кривых было принято, что $n_H = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а величины z_0 и T получены из условия наилучшего согласия между теорией и наблюдениями. Для максимума блеска оказалось, что $z_0 = 1.5 \cdot 10^6 \text{ см}$ и $T = 11000^\circ$, а для середины угасания вспышки $T = 6500^\circ$. Во втором случае величина z_0 не определяется, так как газ прозрачен для излучения в непрерывном спектре (в первом случае газ частично непрозрачен).

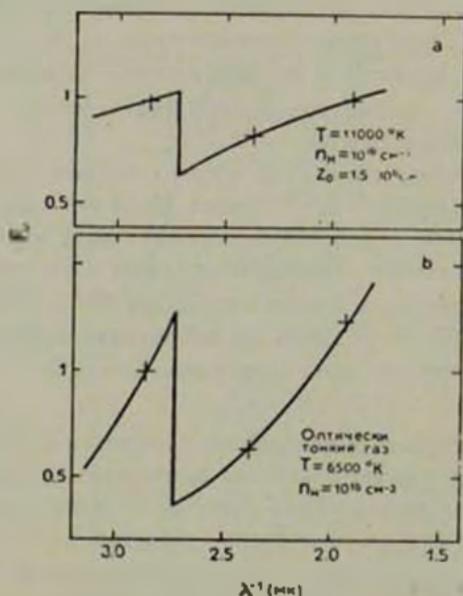


Рис. 5. Распределение энергии в спектре вспышки звезды EV Lac: а) в максимуме блеска, б) в середине угасания блеска.

Согласно этой интерпретации, при угасании вспышки светящийся газ становится менее горячим и более прозрачным, что выглядит вполне естественным.

Энергетика вспышек. Как известно, вспышки звезд типа UV Кита весьма различны по мощности. Для зарегистрированных вспышек энергия, излучаемая в максимуме блеска в полосе В, заключена в интервале 10^{28} — 10^{32} эрг/сек. Необходимо выяснить, приводит ли к таким энергиям

рассматриваемый нами механизм излучения при достаточно малой площади вспышки.

Пусть во время вспышки к излучению звезды добавляется излучение газа с температурой T . Если оптическая толщина этого газа τ , по порядку меньше 1, то энергия, излучаемая газом в частоте ν за 1 сек. может быть представлена в виде

$$L = 4\pi B_\nu(T) \tau Q, \quad (11)$$

где Q — площадь вспышки. В случае полной непрозрачности газа величина L определяется формулой (11) при $\tau = 1/2$.

Для энергии, излучаемой звездой в частоте ν за 1 сек. имеем

$$L_\nu = 4\pi R_*^2 B_\nu(T_*), \quad (12)$$

где R_* — радиус звезды и T_* — ее температура. Из (11) и (12) находим

$$\frac{L_\nu}{L_*} = \frac{Q \tau}{\pi R_*^2} \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (13)$$

Формулы (13) можно применить для определения величины $Q \tau / \pi R_*^2$ по наблюдательным данным. Допустим для примера, что в полосе B отношение яркости вспышки к яркости самой звезды составляет $L_\nu / L_* \approx 10$ (т. е. вспышка очень сильная), $T_* \approx 3000^\circ$ и $T \approx 10000^\circ$. Тогда формула (13) дает: $Q \tau / \pi R_*^2 \approx 0.01$. Для сильных вспышек, в согласии со сказанным выше, можно принять $\tau = 1/2$ и поэтому для них имеем $(Q/2\pi R_*^2) \approx 0.01$. По-видимому, эта величина будет примерно такого же порядка и для слабых вспышек (так как хотя для них $\tau \ll 1$, но мало также и отношение L_ν / L_*).

Заметим, что формула (13) (при $\tau = 1/2$) уже использовалась ранее с целью определения величины $(Q/2\pi R_*^2)$ и для нее были получены значения порядка 0.001 (см., например, [16], стр. 381).

Найденные значения величины $(Q/2\pi R_*^2)$ следует считать достаточно малыми. Об этом, в частности, свидетельствует сравнение площадей звездных вспышек (они получают порядка $Q \approx 10^{15} - 10^{19}$ см²) с площадями некоторых вспышек на Солнце (см. ниже).

Для понимания энергетики вспышек большой интерес представляет также интерпретация кривых блеска вспыхивающих звезд. Здесь мы не будем останавливаться на этом вопросе и отметим лишь один важный факт. Согласно наблюдениям, выполненным с большим разрешением по време-

ни [17], многие кривые блеска имеют максимум в виде острого пика с шириной порядка нескольких секунд. Очень трудно судить о природе таких пиков без спектрограмм. Однако следует сказать, что высвечивание достаточно плотного газа должно приводить к очень быстрому падению блеска.

Как известно (см., например, [10], стр. 385), время рекомбинационного высвечивания (слабо зависящее от температуры) определяется формулой

$$t \approx \frac{10^{13}}{n_e} \quad (14)$$

и если считать, как мы делали выше, что $n_H \approx 10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $n_e \approx n_H$, то будем иметь $t \approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ сек.}$ (На самом деле время высвечивания несколько больше из-за диффузии излучения, происходящего вследствие частичной непрозрачности газа, но все же очень мало). Таким образом, в результате мгновенного нагревания газа и последующего высвечивания могут появляться даже более узкие пики, чем наблюдаемые. Поэтому можно думать, что кривая блеска отражает не столько процесс высвечивания, сколько изменение со временем мощности источников, вызывающих оптическую вспышку.

Аналогия с солнечными вспышками. Уже давно было замечено, что звездные вспышки во многих отношениях подобны вспышкам на Солнце. Сходство между ними проявляется как в кривых изменения блеска, так и в изменении спектра. По всем внешним признакам оба эти явления носят взрывной характер. Их общая черта состоит также в том, что вспышки в видимой области спектра сопровождаются сильным потоком излучения в рентгеновском диапазоне и в области радиочастот.

Однако солнечные вспышки по своей мощности значительно уступают звездным вспышкам. Исключением являются лишь так называемые «белые вспышки» на Солнце, при которых излучается заметная энергия в видимой части непрерывного спектра. Примером может служить белая вспышка, происшедшая 7 августа 1972 г. Согласно [18], эта вспышка в максимуме блеска в области спектра 3900—6900 Å имела светимость $5.5 \cdot 10^{27} \text{ эрг/сек}$ и занимала площадь $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$. В линии H, площадь вспышки, согласно [19], была еще больше — порядка 10^{20} см^2 . Указанные значения уже сравнимы с значениями соответствующих параметров звездных вспышек. Если эту вспышку перенести на звезду с $T_* \approx 3000^\circ$ и $R_* \approx 0.3 R_\odot$, то она может быть уверенно зарегистрирована при фотоэлектрических наблюдениях.

К настоящему времени белые вспышки на Солнце еще мало изучены, что вызвано их редкостью. Для объяснения происхождения их непрерывного спектра высказан ряд предположений. Интересно отметить, что в ра-

боте Швестки [20] в качестве возможного источника непрерывного спектра белых вспышек привлекалось излучение отрицательного иона водорода.

Исследование солнечных вспышек показывает (см., например, [21], что вспышка в видимой области спектра представляет собой вторичное явление. Ей предшествует кратковременное выделение огромных количеств энергии (которое условно можно назвать «взрывом»), приводящее к возникновению потоков быстрых частиц, рентгеновского и ультрафиолетового излучения. Эти потоки, достигая Земли, наблюдаются на спутниках. Направленные же в более глубокие слои солнечной атмосферы частицы и фотоны высоких энергий нагревают их, вызывая вспышку в оптической области спектра. Можно думать, что так же развивается и звездная вспышка. Подтверждением этого являются одновременные наблюдения рентгеновских и оптических вспышек на звездах.

Таким образом, звездную вспышку можно представить себе как «взрыв» в верхних слоях атмосферы с последующим нагреванием более глубоких слоев. Однако причина таких «взрывов» пока не выяснена. В случае солнечных вспышек можно, по-видимому, считать, что «взрыв» происходит за счет магнитной энергии в результате сложного взаимодействия плазмы с магнитным полем. По аналогии ожидается, что подобные «взрывы» происходят и при звездных вспышках, причем магнитные поля на звездах должны быть более сильными, чем на Солнце. Однако прямые измерения магнитных полей звезд типа UV Кита пока не произведены.

Заключительные замечания. В настоящей статье считается, что основная часть оптической эмиссии вспышки образуется не в хромосфере, как предполагалось ранее, а в более глубоких слоях звезды — в переходной области между хромосферой и фотосферой. Это излучение возникает в водородном газе, который частично непрозрачен в непрерывном спектре. При температурах меньше 10000° к излучению атома водорода добавляется излучение его отрицательного иона. Сравнение вычисленных и наблюдаемых характеристик излучения дает возможность в первом приближении объяснить: 1) диаграмму $U-V$, $V-V$ для преобладающей части вспышек, 2) небольшие значения бальмеровского скачка, 3) распределение энергии в непрерывном спектре, 4) энергетику вспышек.

Кроме рассмотренного нами излучения водородного газа, в оптическое свечение вспышки могут входить и другие компоненты. Особенно вероятно их присутствие в первый период вспышки в качестве проявления первоначального «взрыва». По мере угасания вспышки излучение иона H^- усиливается по сравнению с излучением атома водорода. При низких же температурах (меньше 4000°), как впервые отметил И. А. Климишин [22], существенную роль в эмиссии может играть молекула H_2 . Согласно его оцен-

ке, излучение, возникающее при образовании этой молекулы, имеет цветовые характеристики $U-B = -1.0$, $B-V = -0.5$.

При дальнейшем исследовании вспыхающих звезд следует, по нашему мнению, подробно рассмотреть модель оптической вспышки, возбуждаемой потоком фотонов и частиц сверху. В этом случае температура будет уменьшаться с глубиной. Если принять аналогию с солнечными вспышками, то температура меняется от значений порядка 10^7 градусов (в области, где генерируется рентгеновское излучение) до значений, близких к эффективной температуре звезды. Вероятно, наблюдаемые иногда в спектрах вспышек эмиссионные линии He I и He II возникают в более высоких слоях, чем непрерывный спектр. Заметим, кстати, что при возрастании температуры с высотой не должны появляться в спектре линии поглощения. Как известно, в спектрах вспыхающих звезд новые линии поглощения действительно не наблюдаются.

В заключение подчеркнем, что в настоящей статье рассматривается простейший случай светящегося газа—однородный и изотермичный водородный газ. При этом определялось лишь излучение в непрерывном спектре. В дальнейшем мы предполагаем рассмотреть более общие случаи и, прежде всего, проблему образования эмиссионных линий в спектрах вспышек.

Авторы выражают благодарность В. А. Амбарцумяну и Р. Е. Гершбергу за ценную дискуссию.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Ленинградский государственный
университет

ON THE THEORY OF FLARE STARS

V. P. GRININ, V. V. SOBOLEV

It is supposed that the optical flare takes place in a transition layer between chromosphere and photosphere, where the atomic concentration is of the order of $10^{13}-10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Hydrogen gas of this concentration is considered for temperatures 5000—20000. The emission of the gas for $T < 10000$ has components both due to atomic hydrogen and to negative hydrogen ions. For $T > 10000$ the region of the flare is partially opaque for continuum radiation. Several parameters of the emission of the gas are calculated, namely, colour indices $U-B$ and $B-V$, Balmer jump, and spectral energy distribution. The results of the calculations are in general agreement with observational data. It is conclu-

ted that the optical flare is mainly a secondary phenomenon caused by an „explosion“ in the upper atmospheric layers. During the initial phase of the flare there may be present radiation caused by the „explosion“ itself. Brief discussion is given of the problem of energetics of flare as well as of the similarities between the stellar and solar flares.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. II, Ереван, 1960.
2. Р. Е. Гершберг, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.
3. Эруптивные звезды, сб. под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга, Наука, М., 1970.
4. Г. А. Гурзодян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
5. К. С. Gordon, G. E. Kron, P. A. S. P., 61, 210, 1949.
6. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 51, 17, 1974.
7. W. E. Kunkel, Ap. J., 161, 503, 1970.
8. R. E. Gershberg, L. Luud, Emission Lines in Stellar Spectra, Tartu, 1975.
9. J. R. Auman, Ap. J., 157, 759, 1969.
10. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
11. O. Glogerich, Smithsonian Astrophys. Obs. Rep., 167, 17, 1964.
12. А. Ажусенис, В. Страйжис, Астрон. ж., 46, 402, 1969.
13. T. J. Moffet, Ap. J., Suppl. ser., 29, 7, 1974.
14. В. W. Vorr, T. J. Moffet, Astrophys., 185, 239, 1973.
15. П. Ф. Чузайнов, Изв. Крымской обс., 44, 3, 1972.
16. H. Smith, E. Smith, Solar Flares, 1963 (русск. пер.: Г. Смит, Э. Смит, Солнечные вспышки, Мир, М., 1966).
17. S. Cristaldi, M. Rodono, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 2, 223, 1970; IBVS, No. 526, 1971.
18. D. Rust, F. Hegwer, Solar Physics, 40, 141, 1975.
19. H. Zirin, K. Tanaka, Solar Physics, 32, 173, 1973.
20. Z. Svestka, ВАС, 17, 137, 1966.
21. Б. В. Солов, С. И. Сыроватский, УФН, 120, 217, 1976.
22. И. А. Климишин, Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

НОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ПЕКУЛЯРНЫЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ ЮЖНОГО НЕБА

Т. М. БОРЧХАДЗЕ, Р. М. ВЕСТ

Поступила 5 октября 1977

Приводится список впервые выявленных галактик южного неба, показавших в спектре эмиссии [O III], H α и H β . Статья является продолжением работ по спектральному обзору южных, морфологически пекулярных галактик из списков ESO—Uppsala. Из 37 эмиссионных галактик две — ESO 325—IG41 и 273—IG04 являются сейфертовскими, второго типа. Описываются морфологические особенности изученных галактик, для семи из них по негативам, полученным с 3.6-м телескопом ЕЮО в обсерватории Ла Силла. Дается глазомерная относительная оценка интенсивности основных спектральных линий новых галактик.

1. *Вступление.* Настоящая статья продолжает работу по спектральному обзору галактик южного неба [1—5] из списков Европейской южной обсерватории (ЕЮО) — Уппсала [6—10]. Цель обзора — предварительное выявление эмиссионных галактик, которые в дальнейшем могут представить интерес для более детальных спектрофотометрических исследований.

2. *Наблюдательный материал и измерения.* Критериями отбора галактик из списков ЕЮО — Уппсала для включения в спектральный обзор служили морфологические пекулярности, выявляемые визуально по голубым пластинкам Атласа южного неба, полученным в ЕЮО (т. н. "ESO (B) Atlas").

В настоящей работе представлены сравнительно яркие (до ~ 15.5 зв. величины по визуальным оценкам на В Атласе ЕЮО) взаимодействующие или же входящие пространственно в системы той или иной кратности пекулярные галактики с уверенно выявляемыми эмиссионными линиями [O III] λ 5007/4959 и H β .

Спектральный материал был получен в марте 1977 г. с помощью 1-м телескопа обсерватории Лас Кампанас, на котором установлен спектрограф Карнеги с ЭОП. Дисперсия для всех галактик составляет 284 А/мм в интервале 3700—7500 А. Спектры не расширялись.

Измерения спектров, с целью определения лучевых скоростей галактик, были осуществлены с помощью измерительной машины ЕЮО S-3000, установленной в Женеве. Подробнее о спектральной аппаратуре и методе измерения спектрограмм см. в [1] и [3].

3. *Дискуссия.* Результаты измерений представлены в табл. 1, где приводятся, по столбцам, следующие величины: 1—номер по списку ЕЮО—Уппсала, а также другие обозначения, если таковые имеются для данной галактики, в нашем случае это ссылки на МКГ [11] и список [12]; 2—обозначение компонентов систем согласно рис. 1—4; 3—экуаториальные координаты для эпохи 1950.0; 4—галактические координаты; 5—лучевая скорость, вычисленная тем же путем, как в [3], а также средняя квадратическая ошибка измерения σ , определенная по нескольким линиям; 6—позиционный угол ориентации щели спектрографа θ ; 7—максимальный видимый диаметр компонента D_c в клс, 8—максимальный видимый диаметр всей системы D_s в клс и 9—ссылка на рис. 1—4.

В табл. 2 приводятся глазомерные относительные интенсивности основных спектральных линий.

Изображения галактик представлены на рис. 1—4. Для семи галактик настоящей работы прямые снимки были получены с помощью нового 3,6-м телескопа ЕЮО в обсерватории Ла Силла.

Ниже приводится по возможности подробное морфологическое описание галактик, систем, а также их спектров.

ESO 087—IG14. Эта крайне пекулярная по структуре галактика (рис. 1А) характеризуется выделяющейся по яркости центральной конденсацией, асимметрично расположенной в галактике. В спектре уверенно выделяются [O III] λ 5007/4959, [O II] λ 3727, H α и H β , последняя значительно слабее запрещенных линий. Непрерывный спектр яркий, с резкими краями, линии поглощения отсутствуют или «потеряны» в передержанном изображении. Эмиссионные линии выходят за пределы непрерывного спектра.

ESO 121—G45. Спиральная галактика (рис. 1В) с размытыми рукавами сравнительно слабой поверхностной яркости. В центре галактики выделяется по яркости ядерная область аморфной структуры, размер которой можно оценить в ~ 9 клс, исходя из лучевой скорости, приводимой в табл. 1 и с $H = 55$ км/сек Мпс согласно [13]. Следует отметить, что ESO 121—G45 по своим размерам принадлежит к числу гигантских галактик (см. табл. 1). В спектре уверенно выделяются [O III], [O II] и H α —H β .

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9		
273-IG12 IC 4518 MCG-7-31-03	a	$14^{\text{h}} 54^{\text{m}} 26^{\text{s}}$	$-42^{\circ} 55' 8.326''$	-14°	4675	45	90	15	45	4 В
138-G28 IC 4653	b	17 22 35	$-60^{\circ} 50.3331''$	-14°	4765	50		45		
183-IG07		18 36 25	$-55^{\circ} 07.2341''$	-20°	5280	35	90	9		4 D
141-IG57	a	19 18 59	$-60^{\circ} 34.3336''$	-27°	3390	15	46	4	10	4 E
	b				3720	40		2		

Примечание: лучевые скорости исправлены по общепринятой формуле $\Delta V = -V_{\text{взбл.}} + 300 \sin l^{\text{II}} \cos b^{\text{II}} + 30 \cos \delta \sin (\delta_{\text{солн.}} - \delta)$, где $(l^{\text{II}}, b^{\text{II}})$ галактические и (λ, δ) эклиптические координаты.

Интенсивности водородных и запрещенных линий по глазомерным оценкам сравнимы между собой. Спектр показывает также слабую G-полосу.

ESO 162-G04. По оригинальным негативам В Атласа ЕЮО эта галактика (рис. 1С) может быть описана как три конденсированных образования, погруженных в общую оболочку. В спектре уверенно выделяются [O III], [O II], H₁, H₂, [N II] λ 6582, интенсивности их сравнимы. Размеры каждого из образований можно оценить порядка 0.7 клс.

ESO 035-IG01. Пекулярная галактика, погруженная в аморфную оболочку, диаметром около 7 клс, как это можно оценить по увеличенной репродукции с пластинок, полученной на 1-м шмидтовском телескопе в Ла Силла (рис. 1D). В спектре уверенно выделяются [O III], [O II], H₁, H₂ и [N II] λ 6582 в эмиссии, а также в поглощении H и K Ca II λ 3964 и λ 3933 и g линия Ca I λ 4226.

ESO 124-IG12. Эту крайне аморфную галактику можно интерпретировать как систему двух взаимодействующих карликовых галактик в общей оболочке (рис. 1E). К югу от них расположен также карликовый, размером до 2-х клс, спутник (a), связанный с ними хорошо просматриваемой на оригинальных негативах шмидтовского телескопа перемычкой. В спектре системы уверенно выявляются [O III], [O II], H₁, H₂ в эмиссии и в поглощении H и K, а также G-полоса λ 4308.

К северо-западу, на расстоянии порядка 5 мин дуги, находится ESO 124-G11. Для этой галактики также был получен спектр, однако выделить линии в нем уверенно не удастся и V_0 для этой галактики можно лишь приблизительно оценить в 4000 км/сек, что указывает на то, что рассмотренные галактики не взаимосвязаны.

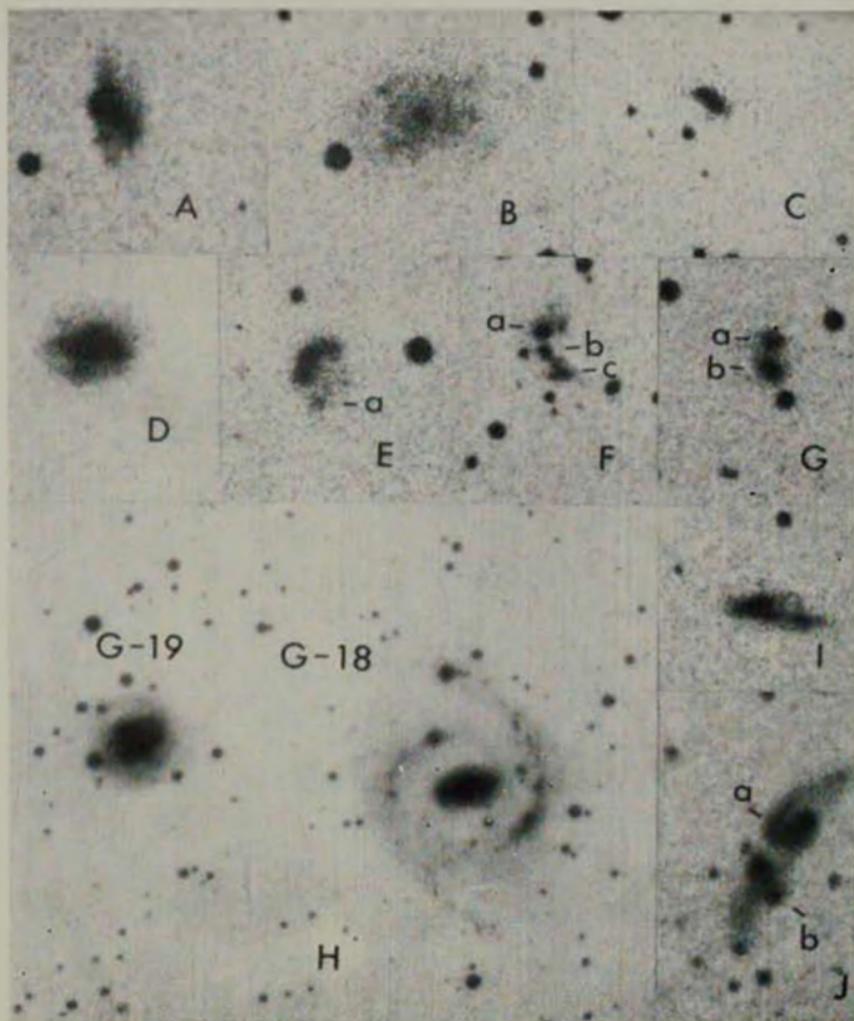


Рис. 1. Репродукции изображений эмиссионных галактик с пластинок 1-м швидтвского (A—G, I, J) и 3.6 м (H) телескопов ЕЮО в Ла Силла. Север—сверху, восток—слева. Масштаб на всех фото—2 сек/мм.

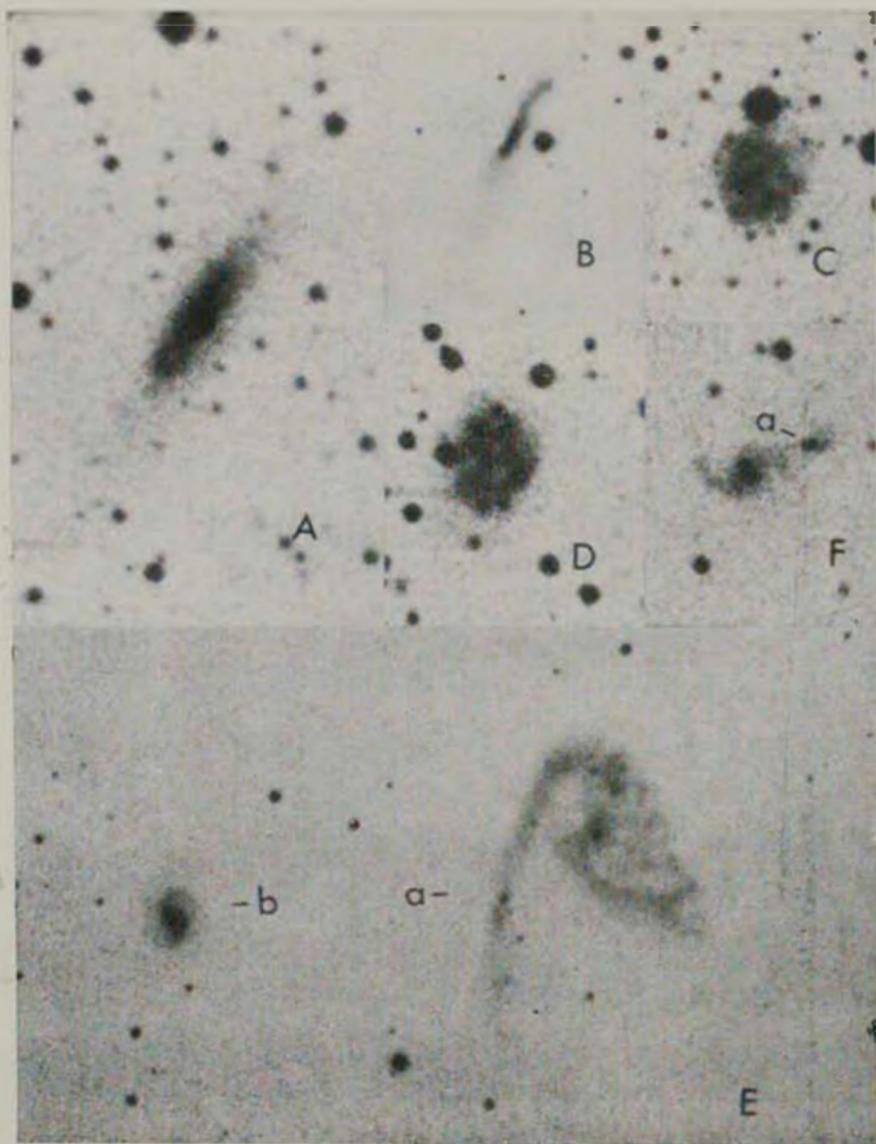


Рис. 2. Репродукции изображений внегалактических галактик с пластинок 1-м шмидтовского (А, С, D, F) и 3,6-м (В, Е) телескопов ЕЮО и Ла Сяла. Ориентация и масштаб как на рис. 1, за исключением (Е), где масштаб составляет 1,2 сек/мм.

К ст. Т. М. Борчадае, Р. М. Веста

ESO 164—IG06. Это интересная система, по-видимому, трех галактик *a*, *b*, *c* в общей оболочке (рис. 1F). Из них (*a*) и (*b*) — конденсированные объекты эллиптической формы и (*c*) — пекулярной формы. На спектрограмме отчетливо видны непрерывные спектры галактик (*a*) и (*c*) со слабыми эмиссионными линиями [O III], [O II], H₁ и H₂. В галактике (*b*) непрерывный спектр почти отсутствует, эмиссионные линии уверенно выделяются и в дополнение к вышеназванным линиям появляется также [N II] λ 6582.

ESO 036—IG03. Подобно вышеописанной, здесь также имеем систему, но из двух галактик, в общей оболочке (рис. 1G). Обе галактики карликовые, с размерами около 3 кпс каждая. В спектрах обеих галактик уверенно выделяются [O III], H₁, H₂. В северной (*a* на рис. 1G) водородная эмиссия прослеживается до H₃. В обоих спектрах есть указание на присутствие [Fe XIV] λ 5304, причем в (*a*) эта линия заметнее. Там же можно заподозрить присутствие [Fe III] λ 4659, Mg II λ 4481 и λ 4163. Дисперсия скоростей галактик в системе превышает 200 км/сек (табл. 1).

ESO 124—G18/G19. Это двойная система спиральных галактик (рис. 1H). С помощью 3,6-м телескопа ЕЮО были получены два негатива этой системы с экспозициями 60 мин и 5 мин. На оригинальных негативах у обеих галактик отчетливо выделяются ядра. Спиральные рукава G19 массивные, яркие, насыщены областями H II и создают кольцо вокруг ядерной области галактики. В G18 спиральные рукава сравнительно низкой поверхностной яркости. Галактика имеет много сходных черт, внешне, с NGC 4151. Сходство проявляется в выделяющейся яркой ядерной области, сложной структуре основного тела с симметричными, относительно ядра, образованиями. Как и в случае NGC 4151 слабые спиральные рукава кажутся «выходящими» от/около линзовидного основного тела G18. В спектре G18, как и в спектре G19, присутствуют запрещенные линии, однако сейфертовские характеристики не наблюдаются. У обеих галактик присутствуют [O III], [O II], H₁ и H₂. В спектрах имеется также [N II] λ 6582.

ESO 060—IG16. Взаимодействующая пекулярная система (рис. 1I). В спектре большего компонента присутствуют [O III], [O II], H₁, H₂ и в поглощении G-полоса, а также H и K.

ESO 090—IG14. Это двойная система галактик с отчетливо выраженными следами взаимодействия (рис. 1J). Расстояние между компонентами, которые соединены перемычкой, около 10 кпс. В спектрах обеих галактик отмечаются [O III], [O II], [N II], H₁ и H₂, а также Ca I g в поглощении.

ESO 090—G15. Видимая с ребра спиральная галактика (рис. 2А) с выделяющимся по яркости ядром. В спектре, в дополнение к эмиссиям [O III], [O II], [N II], H, — H₃, отмечается также [S II] λ 6717.

ESO 060—IG23. Это весьма пекулярный объект (рис. 2В), который с первого взгляда может показаться спиральной галактикой, видимой с ребра. Однако на негативе, полученном с 3.6-м телескопом с экспозицией 30 мин, яркая центральная часть галактики делится на три явно выделяющихся пятна, которые при репродуцировании (рис. 2В) сливаются. Все три пятна вытянуты в цепочку, имеют по глазомерной оценке одинаковые яркости и почти равные диаметры, которые можно оценить в среднем по 0.6 клс. В спектре уверенно выявляются [O III], [O II], [N II], H, — H₃.

ESO 126—G01. Эта галактика, обильно содержащая области H II (рис. 2С), может быть отнесена к поздним морфологическим типам. Ядро в галактике не выделяется и сравнительно яркий аморфный центр, по-видимому, можно интерпретировать как скопление областей H II. Последние, во внешней части галактики, не очерчивают заметной спиральной структуры. Спектр галактики представляет наложение нескольких спектров H II областей и лучевая скорость есть среднее по нескольким спектрам, в которых уверенно выделяются [O III], [O II], H, и H₃, с некоторым разбросом.

ESO 262—G18. Подобно предыдущей, это малая галактика размером до 7 клс, в которой обильно представлены области H II (рис. 2D). Ядро галактики отчетливо выделяется. В спектре присутствуют [O III], H, и H₃.

ESO 267—IG41. Это пара взаимосвязанных пространственно галактик (рис. 2Е) со следами нарушения структуры галактики (а) вследствие сил взаимодействия. В спектре последней видны [N II], H, и H₃. В отличие от (а) в галактике (б) по негативу, полученному с 3.6-м телескопом с экспозицией 10 мин заметно выделяется звездообразное ядро и можно заподозрить наличие бара, из которого выходят два спиральных рукава. Восточный рукав более яркий. В спектре галактики присутствуют эмиссионные линии [O III], [O II], [N II], [S II] λ 6731, H₃, H₃, а также [O III] λ 4363. Интенсивности [O III] λ 5007/4959, по глазомерным оценкам, намного превосходят интенсивность H₃ (см. табл. 2, где приводятся глазомерные оценки интенсивностей основных эмиссионных линий изученных галактик по шкале, предложенной в [2]: 6 — очень сильная эмиссия, 5 — достаточно сильная, 4 — сильная, 3 — умеренная, 2 — слабая, 1 — слабо заметная, но определенно присутствует. Оценки интенсивностей сделаны по фотографиям и не исправлены за спектральную чувствительность ЭОП, имеющего максимум около 5500 А).

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

ESO No.	6731	6582 [N II]	6563 H _α	5007	4959	4861 H _β	4363 [O III]	4340 H _γ	4101 H _δ	3727 [O II]
	6717 [S II]			[O III]						
067—IG14	—	—	2	4	2	2	—	—	—	2
121—G45	1	—	4	4	2	3	—	2	1	3
162—G04	—	2	4	4	2	2	—	—	—	4
035—IG01	—	2	5	3	1	3	—	—	—	2
124—IG12	—	—	4	3	1	3	—	—	—	2
164—IG06	—	1	5	4	2	3	—	—	—	2
036—IG03	—	—	2	3	1	1	—	—	—	—
124—G18	—	2	4	2	1	2	—	—	—	1
124—G19	—	1	3	2	—	1	—	—	—	1
060—IG16	—	—	5	3	1	2	—	—	—	1
090—IG14	—	2	5	4	2	2	—	—	—	1
090—G15	2	2	4	2	1	2	—	—	—	2
060—IG23	—	1	4	4	2	3	—	—	—	3
126—G01	1	—	5	2	1	2	—	—	—	2
262—G18	—	—	5	3	1	3	—	—	—	—
267—IG41 _a	—	1	3	—	—	1	—	—	—	—
267—IG41 _b	1	2	4	3	1	1	2	—	—	2
269—G13	—	2	3	3	1	—	—	—	—	1
269—IG23	—	—	3	3	1	2	—	—	—	2
269—G72	—	—	2	2	1	1	—	1	—	—
220—G24	—	2	5	6	4	2	—	1	1	2
270—IG22	—	—	5	4	2	3	—	—	—	3
325—IG41	—	—	5	6	4	3	1	1	—	2
067—IG01	—	—	3	3	1	1	—	1	—	1
273—IG04	—	4	6	6	4	2	1	1	1	2
273—IG12 _a	—	—	3	2	1	1	—	—	—	1
273—IG12 _b	3	4	5	5	3	3	1	1	1	3
138—G28	—	—	4	2	1	1	—	—	—	1
183—IG07	2	2	5	6	4	3	—	—	—	4
141—IG57 _a	—	—	—	2	1	—	—	—	—	—
141—IG57 _b	—	—	3	3	1	2	—	—	—	2

ESO 269—G13. Галактика с перемычкой (рис. 3A), у которой резко выделяется яркое ядро. В спектре присутствуют эмиссионные линии [O III], [O II], H_α и [N II].

ESO 269—IG23. Спиральная галактика с размытыми рукавами и яркой центральной областью (рис. 2F). «Разрушенный» западный рукав, по-видимому, можно объяснить взаимодействием с небольшим спутником (а), находящимся к северо-востоку от галактики на расстоянии около 20 сек дуги (~ 17 клс). В спектре галактики выделяются [O III], [O II], H₂ и H₃. Спектр слабого спутника (а) не был получен.

ESO 269—G72. В спектре этой галактики, описываемой как S0 (рис. 3B), выделяются в эмиссии [O III], H₂—H₃ и наряду с ними присутствуют линии H и K. В расположенной по соседству с ней, на расстоянии ~ 5 мин дуги к юго-западу, галактике 269—G69 выявить линии в спектре не удалось.

NGC 5234 (ESO 220—G24). Это кольцевая галактика с диском низкой поверхностной яркости (рис. 3C). В спектре присутствуют сильные эмиссии [O III], [N II], H₂—H₃ и слабая [O II]. Присутствие [O III] $\lambda 4363$ может быть заподозрено. Возможно галактика находится в одной группе с 220—G23, как это предполагается в [9], расположенной на 5 мин дуги к северо-западу, однако в спектре последней выделить уверенно линии не удалось.

NGC 5237 (ESO 270—IG22). Взаимодействующая система с искаженной структурой (рис. 3D). На оригинальном негативе 1-м шмидтовского телескопа в галактике выделяется ядро и один яркий рукав, окружающий ядро с севера. На рукав проектируется, или связан с ним, компактный спутник (а), в спектре которого, наряду с сильной H₂, выявляются эмиссии [O III], [O II], H₂. В спектре большей галактики (b) линии теряются на фоне непрерывного спектра умеренной интенсивности.

Лучевая скорость (табл. 1) галактики сравнима с лучевыми скоростями галактик группы NGC 5128 (Cep A), в частности, совпадает с V₀ для NGC 5236 [14] и, по-видимому, может быть отнесена к названной группе, учитывая также и взаимное угловое расстояние.

Если в случае с NGC 5237 мы имеем не сравнительно редкий эффект проекции (а) на (b), или наоборот, то это будет карликовая взаимодействующая система размером ~ 2 клс (исходя из определенной лучевой скорости).

ESO 325—IG41. Весьма пекулярная по форме галактика (рис. 3E), где можно выделить основное яркое тело и подобие спирального рукава, отходящего к северо-востоку. Два объекта, накладывающихся на рукав, следует, по-видимому, считать проектирующимися звездами, которыми богата эта область неба. Спектр для этих двух объектов получен не был. В то же время в спектре галактики наблюдаются ярко выраженные сейфертовские характеристики. В эмиссии имеем [O III], [O II], H₂—H₃, слабую [O III]

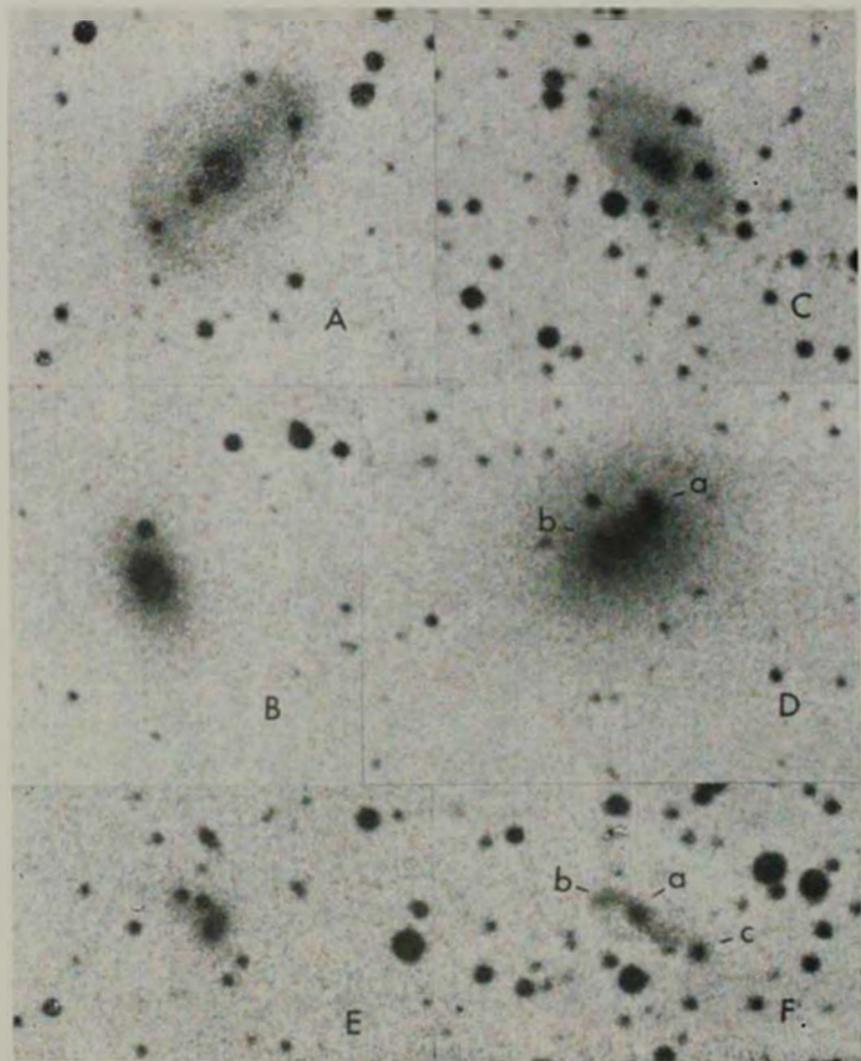


Рис. 3. Репродукции изображений эмиссионных галактик с пластинок 1-м шмидтовского телескопа ЕЮО и Ла Силла. Ориентация и масштаб, как на рис. 1.

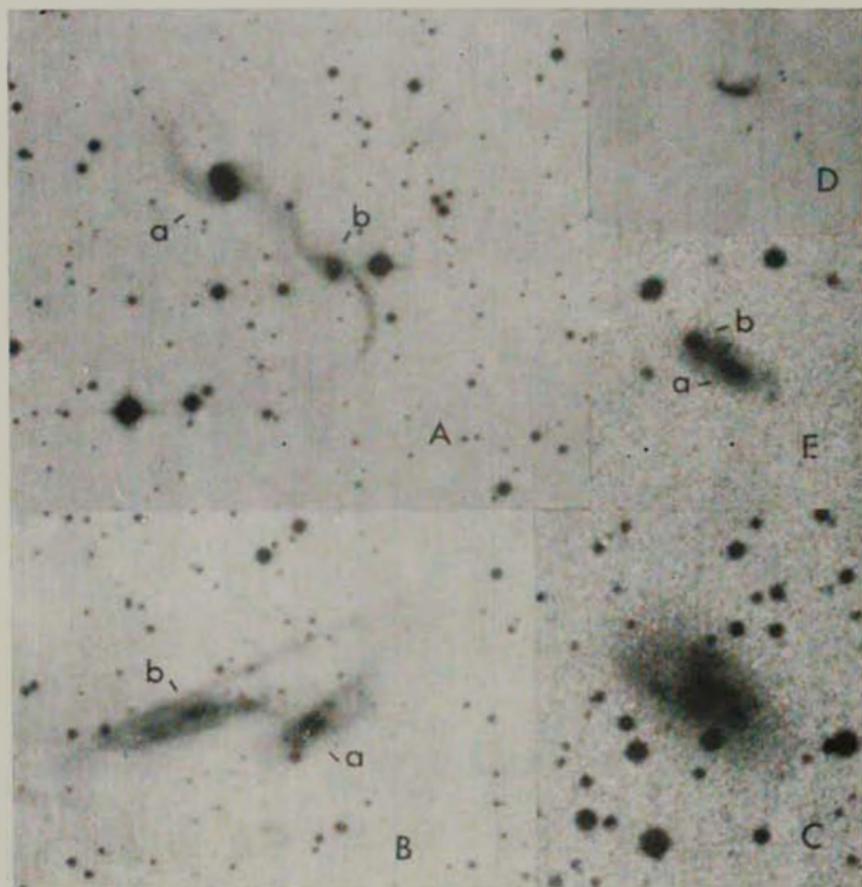


Рис. 4. Репродукции изображений эмиссионных галактик с пластинок 1-м шмидтовского (С, Е) и 3,6-м (А, В, D) телескопов ЕЮО в Ла Силла. Ориентация и масштаб, на рис. 1.

К ст. Т. М. Борчадзе, Р. М. Веста

IC 4363. Вместе с тем, ширина $[O III] \lambda 5007$, с учетом поправки за щель и некоторого эффекта почернения, будет порядка 1500 км/сек. Галактика несомненно принадлежит к сейфертовским 2-го типа [15]. Обращает на себя внимание карликовый размер галактики, около 2 клс.

ESO 067—IG01. Здесь имеем случаи взаимодействия спиральной и компактной галактик (рис. 3F). В излучении ядра спиральной галактики (*a* на рис. 3F и в табл. 1) присутствуют $[O III]$, $[O II]$, H_{α} — H_{β} и можно заподозрить наличие $[O III] \lambda 4363$. В этой же галактике, в северо-восточной части спирального рукава (*b* на рис. 3F) «захваченной» щелью спектрографа, уверенно выделяются $[O III]$, присутствие H_{α} может быть лишь заподозрено. Наконец, в спектре компактного спутника (*c*) уверенно выделяются $[O III]$, $[O II]$, H_{α} и H_{β} . Эмиссии по всех трех спектрах умеренные.

ESO 273—IG04. Исключительно интересная взаимодействующая система двух спиральных галактик (рис. 4A). Репродукция была получена с негатива, снятого на 3.6-м телескопе с экспозицией 60 мин. Как видно по негативам с 5 мин экспозицией, у галактики (*a*) яркое звездообразное ядро и два рукава, яркость вдоль которых резко падает при движении к периферии. Спектр ядра отчетливо показывает сейфертовские характеристики. Эмиссии $[O III]$, $[O II]$, $[N II]$, H_{α} — H_{β} сильны. Ширина $[O III] \lambda 5007$, так же, как и в случае 325—IG41, с учетом тех же поправок, превосходит 1500 км/сек. В противоположность (*a*) в галактике (*b*) ядро крайне низкой яркости. Спиральные рукава, особенно западный, почти равномерны по яркости на всем протяжении. Спектр этой галактики слабый, выделить уверенно линии не удалось. Указанием на то, что (*a*) и (*b*) пространственно взаимосвязаны, может служить то обстоятельство, что их обращенные друг к другу рукава разрушены вследствие приливных сил.

IC 4518 (ESO 273—IG12). Это взаимодействующая система двух крайне пекулярных галактик, как это видно по репродукции с негатива, полученного на 3.6-м телескопе с экспозицией 40 мин (рис. 4B). Галактика (*a*) аморфна по структуре, в ней можно выделить ядро, которое на оригинальном негативе отчетливо предстает как конгломерация трех ярких образований. Они и обуславливают спектр галактики, в котором можно выделить довольно слабые эмиссии $[O III]$, $[O II]$, H_{α} и H_{β} . Намного богаче эмиссионный спектр галактики (*b*), где встречаются $[O III]$, $[O II]$, $[N II]$, $[S II]$, H_{α} — H_{β} , $[O III] \lambda 4363$ и наряду с ними $Na I D$ и G полосы. Эмиссионные линии сильны.

IC 4653 (ESO 138—G28). Пекулярная галактика (рис. 4C), в спектре которой присутствуют слабые эмиссионные линии $[O III]$, H_{α} и H_{β} .

ESO 183—IG07. Крайне пекулярный объект, структуру которого трудно определить (рис. 4D), даже имея два негатива, снятых на 3.6-м телескопе с экспозициями в 30 и 5 мин. Лучевая скорость галактики была определена по сильным эмиссионным линиям [O III], [O II], [N II] λ 6582, H α и H β . Наряду с ними в спектре можно выделить [S II] λ 6717 и [O I] λ 6300.

ESO 141—IG57. Здесь имеем случай двух галактик в общей оболочке (рис. 4E) с дисперсией лучевых скоростей, превышающей 300 км/сек (табл. 1). В спектре западного компонента (a) были выделены только [O III] λ 5007/4959, а в восточном — (b), наряду с названными линиями присутствуют H α , H β и [O II] λ 3727.

Один из авторов (Т. М. Б.) благодарит директора Европейской южной обсерватории проф. Л. Волтера за приглашение, согласно которому он проработал шесть месяцев в составе научного подразделения ЕЮО в Женеве. Р. М. В. признателен д-ру Х. Бабкоку и Карнегийскому институту за предоставление наблюдательного времени в Лас Кампанас и г-ну А. Г. Флоресу за помощь на телескопе. Авторы особо благодарны д-ру С. Лаустену за получение фотографий некоторых галактик с помощью 3.6-м телескопа.

Абастуманская астрофизическая обсерватория
Европейской южной обсерватории,
Швейцария, Женева

NEW EMISSION PECULIAR AND INTERACTING GALAXIES OF THE SOUTHERN SKY

T. M. BORCHKHADZE, R. M. WEST

The present paper continues the spectroscopic investigation of morphologically peculiar galaxies from the ESO-Uppsala lists and contains a list of southern galaxies with [O III], H α and H β emission lines. Details are given for 37 galaxies in 28 systems: two galaxies: ESO 325—IG41 and 273—IG04 may be classified as Seyfert class 2. The morphological characteristics are discussed and for seven galaxies deep photographs were obtained with the ESO 3.6 m telescope in La Silla. Relative emission line strengths are estimated visually for all galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. West, *Astron. Astrophys.*, 53, 435, 1976.
2. R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 27, 73, 1977.
3. R. M. West, T. M. Borchkhadze, J. Breysacher, S. Laustsen, H.-E. Schuster, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 30, 1977 (in press).
4. T. M. Borchkhadze, J. Breysacher, S. Laustsen, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 30, 35, 1977.
5. N. A. S. Bergwall, T. M. Borchkhadze, J. Breysacher, A. B. G. Ekman, A. Lauberts, S. Laustsen, A. B. Muller, H.-E. Schuster, J. Surdej, R. M. West, B. E. Westerlund, *Astron. Astrophys.*, (in press), 1978.
6. E. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 18, 463, 1974.
7. E. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 18, 491, 1974.
8. E. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 22, 327, 1975.
9. E. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 27, 295, 1977.
10. E. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 1978 (in press).
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, т. 5, М., 1974.
12. J. L. Serstic, *Astrophys. Space Sci.*, 28, 365, 1974.
13. A. Sandage, G. A. Tamman, *Ap. J.*, 196, 313, 1975.
14. G. de Vaucouleurs, „Galaxies and the Universe“, Ed. A. and M. Sandage and J. Kristian, The University of Chicago Press, 1975, p. 573.
15. E. Ye. Khachikyan, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ АНДРОМЕДЫ НА ЧАСТОТЕ 102.5 МГц

Ю. В. ВОЛОДИН, Р. Д. ДАГКЕСАМАНСКИИ

Поступила 11 мая 1977

Пересмотрена 30 сентября 1977

Проведены наблюдения туманности Андромеды (M 31) на антенне БСА ФИАН (рабочая частота $f = 102.5$ МГц). Описана методика наблюдения и обработки. Намечены угловые размеры, плотности потоков и спектральные индексы отдельно дисковой составляющей и гало. Получены оценки излучательной способности единицы объема λ диске и гало M 31. Найденные значения физических параметров сопоставляются с значениями соответствующих величин в нашей Галактике.

1. **Введение.** Радионизлучение туманности Андромеды (M 31) было зарегистрировано уже более 25 лет назад [1]. За прошедшее с тех пор время были выполнены многочисленные исследования этого объекта на различных частотах радиодиапазона. Сейчас уже, по-видимому, можно считать надежно установленным (см., например, [2, 3]), что:

1. В центре галактики M 31 нет мощного радиисточника, подобного радиисточнику Sgr A, расположенному в ядре нашей Галактики: мощность излучения такого компактного радиисточника (размером не более 10 пс) по крайней мере в 20 раз ниже светимости Sgr A.

2. На волнах дециметрового диапазона легко выделяется радионизлучение области диска ($2.5^\circ \times 0.5^\circ$), в значительной степени коррелирующее с оптическим излучением рукавов и с распределением нейтрального водорода.

3. Лишь незначительная часть ($\approx 5\%$) общего числа радиисточников, обнаруженных в радиусе $2'$ около центра галактики M 31 (см. обзор ЮСЗ [2]), может быть отнесена к числу объектов, принадлежащих самой галактике и представляющих собой мощные комплексы ионизированного

водорода или остатки вспышек сверхновых; основная же часть радиоисточников из обзора 5С3 представляет собой более удаленные внегалактические объекты.

4. Радиоизлучение М 31 в линии нейтрального водорода ($\lambda = 21$ см) прослеживается вплоть до расстояний в 25–30 клс от центра туманности.

В то же время до сих пор дискутируется вопрос о наличии в радиоизлучении туманности Андромеды протяженной квазисферической компоненты (т. е. «гало»). Хотя авторы пионерской работы [1] Браун и Хазард, а затем Лардж и др. в своих исследованиях, выполненных на частотах 159 и 408 $M\mu$ [4, 5] отмечали наличие такой компоненты, Вилебински [6], анализируя изофоты, полученные в работе [7] с более высоким разрешением и лучшей калибровкой, пришел к выводу, что на частоте 408 $M\mu$ плотность потока квазисферической компоненты диаметром $\approx 4^\circ$ не превосходит ошибок измерений ($S_{\text{гало}} = (8 \pm 8) \cdot 10^{-26}$ $\text{вт/м}^2\mu$).

Вопрос о том, существует ли заметное радиогало вокруг туманности Андромеды, представляется особенно важным, поскольку эта галактика по своим размерам и структуре весьма близка к нашей собственной и наличие гало у нее считается одним из наиболее веских аргументов в пользу существования подобного образования в нашей Галактике. С другой стороны, этот вопрос является несомненно одним из наиболее сложных вопросов наблюдательной радиоастрономии. Принципиальная трудность здесь состоит в том, что компоненту низкой поверхностной яркости необходимо обнаружить на фоне сравнимого или даже более яркого фонового излучения нашей Галактики при наличии существенных флуктуаций последнего (галактическая широта М 31 составляет -22°). Тем не менее, учитывая, что антенна БСА ФИАН, работающая на сравнительно низкой частоте ($f = 102.5 M\mu$), обладает неплохим угловым разрешением и большой эффективной площадью, можно было надеяться, что наблюдения, проведенные на ней, позволят дать ответ на поставленный вопрос.

2. *Антенна и методика наблюдений.* Антенна БСА ФИАН, подробное описание которой можно найти в работе [8], представляет собой антенную решетку, состоящую более чем из 16 тыс. вибраторов. Заполненная прямоугольная апертура радиотелескопа, вытянутая с севера на юг, при наблюдении области туманности Андромеды имеет размеры 372×187 м и эффективную площадь $\approx 2 \times 10^4$ м². Рабочая длина волны $\lambda = 2.93$ м ($f = 102.5 M\mu$). Ширина диаграммы направленности радиотелескопа по уровню половинной мощности составляет 49 *угловых минут* по прямому восхождению и 24 *угловые минуты* по склонению. Все измерения производились в меридиане места. В ходе наблюдений были получены 18 сканов исследуемой области, отстоящие один от другого по склонению на 27'. Ка-

лировка усиления каждой записи производилась по одному или нескольким дискретным источникам, расположенным на близких склонениях. Достигнутая таким образом точность привязки отдельных записей по усилению составляет около 15%.

Проведение нулевого уровня в каждой из записей производилось в предположении, что аппаратные дрейфы нуля в течение 1.5 часа могут быть представлены линейной зависимостью и что плавный градиент фона отсутствует. То, что первое предположение близко к истине, видно из рис. 1, где на одном графике приведены несколько записей одного из таких сканов, полученные в разные дни. Справедливость второго предположения, к сожалению, проверить практически невозможно. Этот факт следует иметь в виду при анализе приводимых ниже изотоп. Однако, поскольку исследование фонового радионизлучения и его плавных изменений не являлось целью настоящей работы, а размеры радионизлучающей области туманности Андромеды заметно меньше размеров исследовавшейся площадки в целом, то можно надеяться, что этот недостаток процедуры незначительно скажется на следующих ниже выводах.

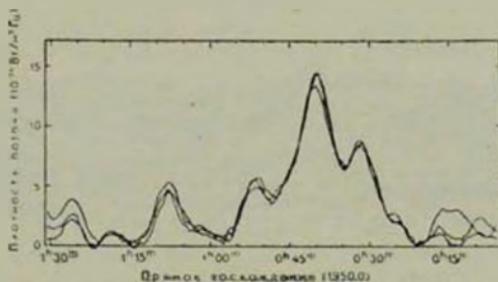


Рис. 1. Пример записей одного и того же скана ($\delta_{1950} = 41^{\circ}22'$) в различные дни (25.07.76; 5.08.76 и 6.08.76).

Усредненные по нескольким записям 18 сканов послужили исходным материалом для построения изотоп исследуемой области. При этом, с использованием интерполяционного полинома Котельникова по ним предварительно были построены «сканы» для промежуточных склонений и тем самым получен набор сканов исследуемой области с интервалом $9'$ по склонению. Поскольку исходная информация имела лишь с интервалом в $27'$ по склонению, а диаграмма направленности антенны в этом сечении имеет вид $\sin^2(ax)/(ax)^2$ с шириной по уровню половинной мощности $24'$, то процедура интерполяции соответствовала дополнительному сглаживанию распределения яркости по склонению. Эффективная диаграмма направленности по склонению на окончательных изотопах имеет ширину главного лепестка по уровню половинной мощности около $35'$ и отрицательный боковой лепесток, составляющий 15% от главного.

3. *Анализ изофот.* На основе полученных из наблюдений и путем интерполяции 52-х сканов были построены изофоты исследуемой области. Однако их непосредственная интерпретация несколько осложняется двумя обстоятельствами, а именно:

1) В интересующем нас районе расположено несколько радионисточников, дающих заметный вклад в общий поток радионизлучения:

2) как уже отмечалось, в районе расположения туманности Андромеды (β^{11} — 22^c) весьма значительны флуктуации фонового радионизлучения Галактики.

С целью освобождения, по возможности, от влияния отдельных радионисточников, заметно превышающих по плотности потока среднеквадратичный уровень флуктуаций, обусловленных эффектом «путаницы» („confusion“), мы провели «чистку» исследуемой области. Эта процедура представляла собой процедуру вычитания из построенных изофот вклада дискретных источников малых угловых размеров. На рис. 2 и 3 представлены радиоизображения и изофоты исследуемой площадки, построенные

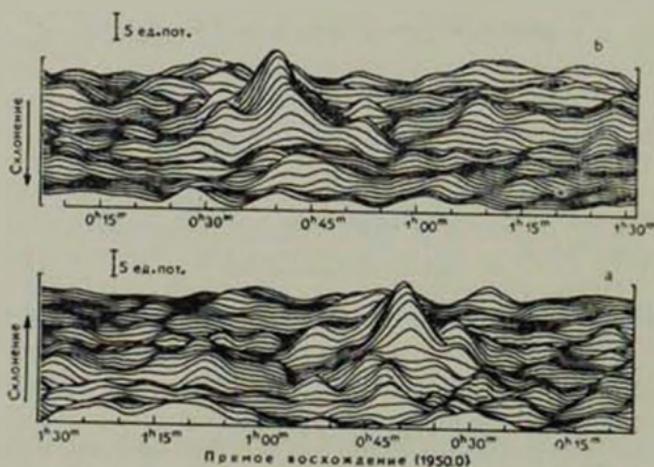


Рис. 2. Радиоизображение исследуемой площадки неба после вычитания вклада радионисточников малых угловых размеров: а) «вид с юга», б) «вид с севера». Масштаб шкалы плотностей потоков изображен в левом верхнем углу каждого рисунка.

после вычитания вклада 28 радионисточников из каталога 4С [9, 10], плотности потоков которых на частоте 102.5 МГц оцениваются не ниже 2.0 единиц потока. Помимо этого, в исследуемую область попадают еще 2 радионисточника из каталога 4С, плотность потока которых на частоте 102.5 МГц оказывается ниже 1.5 ед. потока. Влияние этих и более слабых, как прави-

ло, неразрешенных радиочастотников в значительной степени было учтено уже ранее при определении нулевого уровня в отдельных сканах.

На рис. 2а представлен «вид» на исследуемую площадку со стороны малых склонений (или «вид с юга»), в то время как рис. 2б позволяет нам рассмотреть площадку с противоположной стороны.

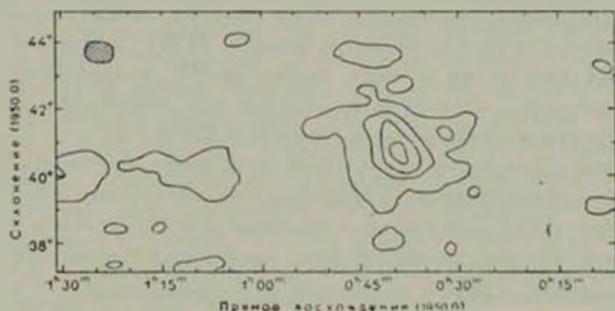


Рис. 3. Изофоты исследуемой площадки после вычитания вклада радиочастотников малых угловых размеров. Интервал антенной температуры между соседними контурами $\Delta T_a = 100^\circ\text{K}$. В левом верхнем углу представлен размер эффективной диаграммы направленности по уровню половинной мощности (заштрихованная площадка).

На рис. 3 изображены изофоты исследуемой области. Уровни антенной температуры представлены через 100°K . Шаг по изофотам в 100°K соответствует приросту антенной температуры при прохождении точечного источника в 4 ед. потока (1 ед. потока = 10^{-26} вт/м² цз) через максимум диаграммы направленности радиотелескопа. Следует отметить еще раз, что указанные значения антенной температуры представляют собой лишь превышение последней над некоторым значением фоновой температуры, общей для данной области. Размер диаграммы направленности по уровню половинной мощности $49' \times 35'$ указан в левом верхнем углу рис. 3 (заштрихованная площадка).

Следует отметить, однако, что, как видно из рис. 2 и 3, даже после описанной выше чистки в исследуемой области остается помимо туманности Андромеды еще несколько уярчений, максимальная величина которых заметно превышает средний уровень флуктуаций, обусловленных эффектом «путаницы». Наблюдаемое в области $\alpha_{1950.0} = 0^\circ 33'$; $\delta_{1950.0} = 41' 10'$ уярчение представляет собой суммарный вклад нескольких близко расположенных радиочастотников малых угловых размеров, которые можно найти в каталоге 5СЗ, т. е. представляет собой одну из значительных флуктуаций такого типа. Относительно других уярчений, в большинстве расположенных гораздо дальше от туманности Андромеды, трудно сказать, обусловлены ли они изолированными радиочастотниками с «крутыми спектрами» или аналогичными группами.

На рис. 2 и 3 достаточно рельефно выделяется излучение туманности Андромеды. Область, в которой наблюдается заметное превышение яркостной температуры над фоном, имеет диаметр $4''$. Средняя величина антенной температуры на контуре, ограничивающем указанную область, составляет 72°K (напомним, что это не абсолютная величина, а лишь превышение над некоторым общим для всей площадки уровнем). Оценка полной плотности потока, полученная путем интегрирования изофот в пределах указанной области (за вычетом фона в 72°K) составляет (100 ± 15) единиц потока. Некоторая ее часть несомненно обусловлена излучением более узкой дисковой составляющей, которая прослеживается на приведенных изофотах, как превышение над уровнем в 200°K .

Излучение диска легко отделить от остального излучения М 31 и на рис. 4, где изображен разрез «очищенных» от дискретных источников изофот туманности, перпендикулярный большой оси галактики и проходящий через ее центр. Плотность потока излучения диска на частоте 102.5 МГц оказывается равной (24 ± 5) ед. потока, а угловой размер — $2.3'' \times (\approx 0.6)$. Верхняя оценка размера дисковой составляющей в направлении, перпендикулярном большой оси М 31, получена исходя из того, что в этом направлении ширина области излучения диска на изофотах очень близка к ширине эффективной диаграммы направленности.

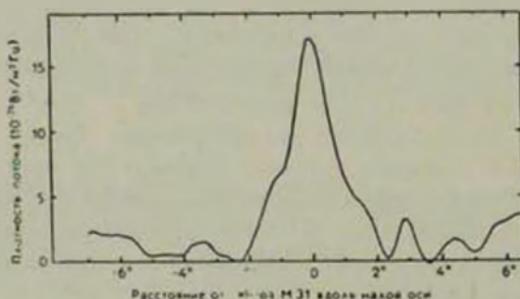


Рис. 4. Разрез изофот, представленных на рис. 3, перпендикулярный большой оси туманности и проходящий через ее центр.

Учитывая общий характер изофот и распределение фонового радиоизлучения в исследуемой области, можно заключить, что излучение небольшого шпура (о наличии которого говорится, например, в работе [6]) судя по всему незначительно, если только он вообще имеет место.

4. *Обсуждение.* Таким образом, анализ изофот, проведенный в предыдущем разделе, показал, что радиоизлучение туманности Андромеды на частоте 102.5 МГц можно разделить на излучение диска размером $2.3'' \times (\approx 0.6)$ с плотностью потока $S_d(102.5) = 24$ ед. потока и излу-

чение гало, диаметр которого составляет 4° , а плотность потока $S_r(102.5) = 76$ ед. потока.

Как уже отмечалось во введении, в работе [6] была получена оценка плотности потока гало на частоте 408 МГц , $S_{\text{гало}}(408) = (8 \pm 8) \times 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{ Гц}$. Однако, хотя в работе [6] был выполнен тщательный анализ, по-видимому, лучших из существующих на сегодня изотоп исследуемой области, на наш взгляд, в ней допущена одна неточность. Так, в [6] указано, что общее превышение излучения над фоновым в площадке диаметром 4° вокруг М 31 составляет около 35 ед. потока. При этом в фоновое излучение вошло и излучение сравнительно слабых радионисточников, плотность потока которых меньше или сравнима с флуктуациями, обусловленными эффектом «путаницы» для 100-метрового радиотелескопа. В дальнейшем, учитывая вклад дискретных источников радиоизлучения в общее излучение площадки диаметром 4° , Вилебински вычитает суммарное излучение всех радионисточников из указанной области (25 ед. потока), обнаруженных в обзоре 5С3 [2] по наблюдениям на одномильном радиотелескопе Маллардской радиоастрономической обсерватории, вплоть до предельной плотности потока $S_{100} = 12 \times 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{ Гц}$, что существенно ниже среднего значения флуктуаций эффекта «путаницы», наблюдаемых при работе на 100-метровом радиотелескопе. Тем самым вклад подавляющего большинства радионисточников вычитался из общего излучения площадки дважды.

По нашим оценкам соответствующий вклад радионисточников, плотность потока которых заметно превышает средний уровень флуктуаций, обусловленных эффектом «путаницы» при наблюдениях на 100-метровом радиотелескопе, составляет 9 ед. потока. Вычитая это значение, а также вклад дисковой компоненты (≈ 10 ед. потока) из суммарного излучения площадки диаметром 4° , получим оценку плотности потока гало М 31 на частоте 408 МГц — $S_{\text{гало}}(408) = (16 \pm 8) \times 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{ Гц}$.

Теперь уже не составляет труда найти спектральные индексы излучения гало и диска, а также неострые другие параметры радиоизлучения туманности Андромеды, которые приведены в табл. 1. При этом расстояние до М 31 принималось равным 690 клс, а при определении излучательной способности диска предполагалось, что полная толщина его равна 1 клс.

Найденные значения параметров радиоизлучения туманности Андромеды интересно сравнить с соответствующими значениями, определенными для нашей Галактики. К сожалению, пока еще не существует единого мнения о том, каковы относительные вклады диска и гало в общее фоновое излучение нашей Галактики, и здесь мы ограничимся результатами анализа фонового излучения, выполненного лишь в одной из последних работ [11], посвященных этому вопросу.

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ М 31

Физический параметр	Компонента	
	диск	гало
Угловой размер (общая протяженность)	$2.3 < (\approx 0.6)$	диаметр 4
Линейный размер, клс	28	50
Плотность потока в 10^{-26} ат/м ² ц		
S (102.5 Мц)	24 ± 5	76 ± 15
S (408 Мц)	9.5 ± 1.0	16 ± 8
Спектральный индекс α (100–400 Мц)	0.6 ± 0.3	1.1 ± 0.5
Излучательная способность, (К клс)		
ϵ (102.5 Мц)	70	1.5
ϵ (408 Мц)	1.7	0.02

Излучательные способности единицы объема диска и гало нашей Галактики, представленные на рис. 4 работы [11], оказываются в среднем на порядок выше соответствующих величин, найденных для туманности Андромеды и приведенных в табл. 1. Этот факт свидетельствует о более высокой плотности космических лучей и (или) энергии магнитного поля в нашей Галактике. При этом определенный в работе [11] линейный размер дисковой компоненты радиоизлучения нашей Галактики (25 клс) практически совпадает с размером радиоблужающего диска туманности Андромеды (28 клс) и следовательно полная светимость диска нашей Галактики почти на порядок выше светимости диска М 31 по крайней мере в диапазоне 100–400 Мц. В то же время диаметр гало Галактики (25 клс) вдвое меньше диаметра гало М 31, и это приводит к тому, что светимости этих компонент радиоизлучения отличаются лишь вдвое.

Что касается спектров излучения отдельных компонент, то как видно из рис. 4 работы [11], спектральный индекс гало Галактики в диапазоне 100–400 Мц ($\alpha_r = 0.9$) оказывается заметно больше спектрального индекса ее дисковой составляющей ($\alpha_d = 0.4$). Приведенные в табл. 1 настоящей работы значения спектральных индексов указывают на то, что и в туманности Андромеды, по-видимому, имеет место аналогичная ситуация.

5. *Заключение.* Таким образом, наблюдения области туманности Андромеды, проведенные на антенне БСА ФИАН на частоте 102.5 Мц, показали, что 3/4 общего потока радиоизлучения туманности на этой частоте исходит от квазисферического гало. Сравнительно небольшая плотность

потока ($S_{102} = 76$ ед. потока) и значительная угловая протяженность гало (диаметр порядка 4°), а также крутой спектр его радиоизлучения ($\alpha = 1.1$) чрезвычайно затрудняют выделение этой компоненты на общем фоне радиоизлучения нашей Галактики, особенно на сравнительно высоких частотах.

Сопоставление полученных по данным наблюдений параметров радиоизлучения туманности Андромеды с соответствующими данными о радиоизлучении нашей Галактики приводит к выводу, что Галактика является значительно более мощным и, главное, более ярким радиоисточником, чем туманность Андромеды, несмотря на то, что в оптическом диапазоне светимость последней втрое выше светимости Галактики. И хотя возможные в будущем уточнения существующих наблюдательных данных или коррекция предложенной в [11] модели радиоизлучения нашей Галактики могут подправить некоторые из приведенных выше количественных оценок, они едва ли качественно изменят этот вывод.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. Л. Гинзбургу и В. А. Догелю за проявленный интерес к работе и ценные замечания. Авторы признательны Л. Н. Алексеевой, А. С. Александрову, С. М. Кутузову, А. Г. Солину и П. Д. Цыганкову за помощь в проведении наблюдений.

Физический институт
АН СССР

THE ANDROMEDA NEBULA RADIO EMISSION AT 102.5 MHz

YU. V. VOLODIN, R. D. DAGKESAMANSKII

The observations of the Andromeda Nebula (M 31) have been made at 102.5 MHz with the large phased array of the Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences (USSR). The observation technique and the reduction of observations are described. Angular sizes, flux densities, spectral indices and emissivity of disk and halo-type components of M 31 are estimated. These values are compared with the corresponding physical parameters of our Galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. R. Brown, *C. Hazard*, M. N., 111, 357, 1951.
2. G. G. Pooley, M. N., 144, 101, 1969.
3. D. T. Emerson, M. N., 169, 607, 1975.
4. H. R. Brown, *C. Hazard*, M. N., 119, 297, 1959.
5. M. I. Large, D. S. Mathewson, C. G. T. Haslam, *Nature*, 183, 1250, 1959.
6. R. Wielebinski, *Astron. Astrophys.*, 48, 155, 1976.
7. C. G. T. Haslam, W. E. Wilson, D. A. Graham, G. C. Hunt, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 13, 359, 1974.
8. В. В. Виткевич, А. А. Глушасев, Ю. П. Илясов, С. М. Кутузов, А. Д. Кульмин, М. М. Тяптин, Н. А. Алексеев, В. Д. Бунин, Г. Ф. Новоженков, Г. А. Павлов, Н. С. Солюмин, Препринт ФИАН № 78, 1976.
9. J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, *Mem. R. A. S.*, 69, 183, 1965.
10. J. F. R. Gower, P. F. Scott, D. Wills, *Mem. R. A. S.*, 71, 49, 1967.
11. A. Webster, M. N., 171, 243, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. III. ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ, МОРФОЛОГИЯ И АКТИВНОСТЬ

Б. Е. МАРКАРЯН, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 10 июля 1977

Установлено существование зависимости между поверхностной яркостью и морфологией галактик. Средняя поверхностная яркость галактик непрерывно убывает вдоль морфологической последовательности Хаббла. Падение яркости вдоль последовательности доходит до $1^m 5$. Сопоставление с этой зависимостью данных распределения средних поверхностных яркостей галактик до 16^m , показывает, что половина галактик с UV-континуумом имеет эллиптическую и линзовидную, а другая половина — спиральную структуру. Эти соотношения у нормальных галактик составляют, соответственно $1/4$ и $3/4$. Расчеты показывают, что галактики с UV-континуумом по поверхностной яркости в цвете В хотя в среднем и превосходят нормальные галактики, но заметно уступают эллиптическим и линзовидным галактикам. Они по поверхностной яркости сильно превосходят нормальные галактики всех морфологических типов в ультрафиолете, т. е. в цвете U. Таким образом, к двум основным свойствам галактик с UV-континуумом — избыточному ультрафиолетовому излучению и сильной эмиссии в линиях, часто высокого возбуждения, добавляется третье свойство: высокая поверхностная яркость в ультрафиолете — $\geq 21^m 5$, по которой тоже можно проводить отбор активных галактик.

Вводное замечание. Поверхностная яркость галактик считается малоинформативной характеристикой и находит ограниченное применение. Между тем, посредством детальной поверхностной многоцветной фотометрии можно получить распределения яркости и показателей цвета в галактиках и по ним судить о распределении различного рода звезд в них и об особенностях их строения.

В настоящей статье, однако, речь пойдет о средней поверхностной яркости галактик как о некоей интегральной характеристике, которая, как нам кажется, может найти такое же применение, как и другие интегральные параметры галактик: яркость, светимость, цвет, спектр и т. д.

Рассматривается конкретная связь между средней поверхностной яркостью и возможностью ее применения при изучении морфологии галактик вообще, и галактик с ультрафиолетовым континуумом в частности. Рассматривается также вопрос о возможности применения поверхностной яркости в качестве критерия активности галактик.

1. *Зависимость между поверхностной яркостью и морфологией галактик.* Результаты детальной фотометрии галактик различных типов [1—3] показывают тенденцию убывания их средней поверхностной яркости при продвижении вдоль морфологической последовательности Хаббла.

Под средней поверхностной яркостью подразумевается яркость, приходящая на одну квадратную единицу—минуту или секунду дуги—от интегральной яркости галактики, соответствующей какой-то предельной изофоте, определяющей собой угловые размеры галактики.

В большинстве случаев галактики в разных каталогах имеют различные размеры и яркости, обуславливаемые различными предельными изофотами.

Очевидно, для обстоятельного рассмотрения вопроса о существовании реальной зависимости между поверхностной яркостью и морфологией галактик необходимы однородные и надежные данные о размерах и яркостях большого числа галактик. В этом отношении наиболее подходящим, пожалуй, является каталог Вокулеров [4], в котором наряду с морфологическими типами и размерами приведены и интегральные яркости в диапазоне более чем для 800 галактик по современным фотоэлектрическим или фотографическим наблюдениям. Для этих галактик были определены средние поверхностные яркости с квадратной секунды дуги с учетом их наклона к лучу зрения и межзвездного поглощения света по следующей формуле:

$$B(0)_{\text{с.д.}} = B'(0) + 8.89 - 0.25 \operatorname{cosec} |b''|,$$

где $B'(0)$ — поверхностная яркость галактики с квадратной минуты дуги с учетом ее наклона [4], т. е. для положения галактики в анфас, а b'' — галактическая широта в новой системе.

Далее по значениям $B(0)_{\text{с.д.}}$ были определены средние значения средних поверхностных яркостей галактик отдельных морфологических типов.

Полученные результаты для галактик разных морфологических типов приведены в табл. 1. В последних трех столбцах этой таблицы приведены: количество использованных галактик разных морфологических типов, среднее их средних поверхностных яркостей и среднеквадратичные отклонения последних.

Как видно из данных табл. 1, средняя поверхностная яркость галактик разных морфологических типов неуклонно убывает при продвижении вдоль морфологической последовательности Хаббла.

Наиболее значительное падение поверхностной яркости происходит в промежутках E—Sa и Sc—Sm, а в промежутке между типами Sa и Sc изменение поверхностной яркости незначительно.

Таблица 1

№	Тип		Количество галактик	$\overline{B_{500}}$	σ
	Вокуляр	Хаббл			
1	E	E	168	21.55	± 0.695
2	L	S0	170	21.78	0.5 ⁸
3	S0	S0 _a	31	22.13	0.712
4	S1	Sa	42	22.29	0.718
5	S2	Sab	37	22.32	0.472
6	S3	Sb	85	22.46	0.596
7	S4	Sbc	83	22.49	0.525
8	S5	Sc	98	22.56	0.544
9	S6	Scd	41	22.80	0.620
10	S7	Sd	19	23.02	0.601
11	S8—9	Sdm + Sm	26	23.09	0.623

В промежутках типов E—Sa и Sc—Sm, по-видимому, происходят коренные изменения в строении галактик; в первом промежутке наблюдается начало формирования спиральной структуры, а во втором — распад ядра и спиральных рукавов. В промежутке же Sa—Sc происходит лишь постепенное развитие спиральной структуры. И все эти изменения сопровождаются падением поверхностных яркостей галактик, что может быть результатом рассеивания светящегося вещества в них.

Как видно из данных табл. 1, самой большой поверхностной яркостью обладают эллиптические и линзовидные галактики; они почти в два раза ярче ранних спиралей, а последние, в свою очередь, в два раза ярче поздних спиралей (спиралей без ядер). Так что поверхностная яркость падает от эллиптических галактик до поздних спиралей довольно значительно — на 1^m5 , т. е. в четыре раза.

Падение поверхностной яркости вдоль морфологической последовательности сопровождается убыванием в среднем светимостей и масс галактик. Все это, как нам кажется, легче интерпретировать, допуская, что эволюция галактик происходит вдоль морфологической последовательности слева направо. Это, безусловно, очень важный вопрос, нуждающийся в особом исследовании.

Как видно из данных табл. 1, среднеквадратичные отклонения средних поверхностных яркостей (последний столбец) значительны, поэтому по поверхностной яркости нельзя уверенно отнести галактику к определен-

ному морфологическому типу, но можно указать вероятный тип или интервал морфологических типов, внутри которого может находиться галактика с данной поверхностной яркостью. Такое приближенное определение морфологии галактик может найти широкое применение для статистических исследований и при исследованиях далеких групп и скоплений галактик. В особенности же тогда, когда исследование ведется с широкоугольными телескопами, являющимися обычно недлиннофокусными. Из-за маломасштабности полученных такими телескопами снимков почти всегда возникают затруднения при классификации морфологии галактик.

Кроме этого, зависимость, выявленная между поверхностной яркостью и морфологией галактик, может широко применяться при рассмотрении разных выборок галактик, обладающих той или иной физической особенностью, как, например, в случае галактик с ультрафиолетовым континуумом, т. е. галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением.

2. Поверхностная яркость галактик с ультрафиолетовым континуумом.

Поиски и выявление галактик с ультрафиолетовым континуумом производились на спектральных снимках, полученных с объективной призмой без расширения спектра. Такие снимки дают наряду со спектральными особенностями неплохое представление и об общей структуре галактик, в особенности же о структуре их центральных частей, получаемых обычно перерезанными на прямых снимках.

Поперечный разрез спектральных снимков, получаемых с объективной призмой, дает прежде всего хорошее представление о распределении яркости, т. е. светящегося вещества вдоль поперечника галактики, расположенной перпендикулярно к направлению дисперсии спектра, а также об интенсивности континуума (плотность почернения) вдоль всего спектра и, наконец, о протяженности, т. е. об угловых размерах центральных частей галактик, обуславливающих в основном их светимость. Сравнение спектральных снимков обычных галактик со снимками галактик с ультрафиолетовым континуумом показывает, что последние сильно превосходят первые по степени конденсации яркости к центру, т. е. по степени конденсации излучающего вещества в центральных частях.

Это свойство, т. е. большой градиент яркости у половины галактик с UV-континуумом, относимых нами к типу "S", выражено настолько сильно, что они как на прямых, так и на спектральных снимках, полученных с объективными призмами без расширения спектра, почти не отличаются от звезд. С другой стороны, сравнение как прямых, так и спектральных снимков показывает, что нормальные галактики заметно превосходят галактики с UV-континуумом по протяженности, т. е. по угловым размерам. Поэтому в процессе исследования спектров галактик на снимках проводимого нами спектрального обзора сложилось довольно уверенное представление

о том, что галактики с UV-континуумом заметно превосходят нормальные галактики по поверхностной яркости. Этот качественный вывод был подтвержден результатами расчетов, публикация которых, однако, по некоторым причинам задержалась.

Здесь мы приводим результаты наших расчетов поверхностных яркостей, относящихся к трем первым наиболее однородным спискам галактик с UV-континуумом [5]. Эти три списка на небе покрывают область, содержащую примерно 2000 кв. градусов, т. е. 1/20 часть неба, заключенную между $6^{\text{h}}48^{\text{m}} \leq \alpha \leq 14^{\text{h}}12^{\text{m}}$ и $41^{\circ} \leq \delta \leq 77^{\circ}$. В этих списках содержится 300 объектов, но только 258 объектов из них входят в указанную область, остальные находятся в сравнительно небольшой области северного полюса галактики.

Приведенные в списках приближенные глазомерные оценки яркости относятся к центральным частям галактик. Они могут быть полезны для ориентировки при их дальнейших наблюдениях, но непригодны для определения поверхностных яркостей этих галактик.

Для 101 из рассматриваемых галактик имеются довольно точные интегральные фотографические яркости в [6], определенные штрихующей касетой. С другой стороны для этих галактик имеются размеры* в [7]. Поэтому представляется возможность определить средние поверхностные яркости этих галактик, а по ним — среднюю поверхностную яркость галактик с UV-континуумом. Наряду с этим, то же самое можно сделать для находящихся в рассматриваемой области остальных, т. е. нормальных галактик, входящих одновременно в каталоги [6] и [7].

Таких галактик в рассматриваемой области оказалось 2119. Определение средних поверхностных яркостей галактик производилось, как и в предыдущем параграфе, с учетом наклона галактик и галактического поглощения по следующей формуле:

$$m_{p/\lambda} = m_p + 2.5 \lg (= 4) + 3 \lg D + 2 \lg d - 0.5 \operatorname{cosec} |b''|,$$

где m_p — интегральная яркость галактики [6], D и d — ее большой и малый поперечники [7]. Средние значения $m_{p/\lambda}$ для галактик с ультрафиолетовым континуумом и для всех остальных, т. е. нормальных галактик рассматриваемой области приводятся ниже в табл. 2.

Как видно из данных этой таблицы, галактики с ультрафиолетовым континуумом по поверхностной яркости почти в два раза ярче обычных, т. е. нормальных галактик. Такой же результат получил М. А. Аракелян [8], сопоставив поверхностные яркости галактик с UV-континуумом с по-

* Приведенные в наших списках размеры относятся к центральным частям галактик, поэтому они непригодны для определения средних поверхностных яркостей

верхностными яркостями выборки нормальных галактик, состоящих из ста ярких объектов, подробно изученных в [9].

Таблица 2

Галактики	Количество	$m_p \sqrt{D^2}$	*
UV-конт.	101	21.57	± 0.600
Обычные	2119	22.24	0.984

3. *О морфологии галактик с UV-континуумом.* Морфология галактик, в особенности же активных галактик, представляет значительный интерес для космогонии галактик, поскольку эволюция галактик сопровождается изменением их структуры.

Следует отметить, что среди галактик с UV-континуумом встречаются объекты всех морфологических типов, начиная от очень конденсированных и компактных звездообразных объектов до поздних спиралей. Изредка встречаются даже пекулярные образования, состоящие из нескольких мощных конденсаций, являющихся, по-видимому, неокончательно сформировавшимися галактиками или сверхассоциациями.

Из табл. 2 видно, что дисперсия средних поверхностных яркостей нормальных галактик, как и следовало ожидать, большая, т. к. здесь представлены галактики всех морфологических типов, заметно отличающихся друг от друга по поверхностной яркости (табл. 1). Дисперсия же средних поверхностных яркостей галактик с UV-континуумом сравнительно небольшая — порядка дисперсии средних поверхностных яркостей галактик одного морфологического типа (табл. 1).

Судя по этому, основная масса галактик с UV-континуумом должна находиться в небольшом интервале морфологической последовательности. Возникает вопрос, какова морфология основной массы галактик с UV-континуумом? Ответ на этот вопрос, очевидно, можно получить путем прямых наблюдений этих галактик на крупных длиннофокусных телескопах. Однако это дело будущего, т. к. для этого потребуется много времени. В настоящее время можно попытаться получить ответ на поставленный вопрос косвенным путем, сравнивая среднюю поверхностную яркость галактик с UV-континуумом с таковой же нормальных галактик разных морфологических типов. Для этого необходимо найденную выше среднюю поверхностную яркость галактик с UV-континуумом в системе Цвикки — Воронцова-Вельяминова привести к системе Вокулеров RCBG [4], чтобы сравнить ее с данными табл. 1.

Для нахождения зависимости между поверхностными яркостями галактик в системе Цвикки — Воронцова-Вельяминова и Вокулеров была составлена система линейных уравнений типа

$$m_p/\square = a(B'_i) + b,$$

$$B'_i = a'(m_p/\square) + b'$$

для галактик, расположенных в области $6^h 49^m \leq \alpha < 23^h$ и $12^\circ < \delta < 78'$, входящих во все три использованных каталога [4, 6, 7]. Таких галактик, обладающих всеми необходимыми данными, оказалось всего 246. Изучение показало, что поверхностные яркости у 55 из них очень сильно отличаются друг от друга в рассматриваемых двух системах. Расхождения доходят до $\pm 1^m 5$, в то время как у остальной 191 галактики эти расхождения находятся в пределах $\pm 0^m 5$. Поэтому система линейных уравнений была составлена только для последних, т. е. для 191 галактики, полагая, что большие отклонения упомянутых 55 галактик являются результатом случайных ошибок.

Решение систем линейных уравнений производилось способом наименьших квадратов с помощью ЭВМ. Решение дало следующие результаты:

$$B'_i = (0.61 \pm 0.02) m_p/\square + (8.83 \pm 0.39),$$

$$m_p/\square = (1.64 \pm 0.40) B'_i - (14.48 \pm 1.00).$$

Подставляя в первое уравнение найденное среднее значение $m_p/\square = 21.57$, находим среднее значение средних поверхностных яркостей галактик с UV-континуумом, $B'_i = 21.99$, в системе Вокулера.

Сравнивая это значение с данными табл. 1, мы приходим к выводу, что галактики с UV-континуумом по поверхностной яркости хотя в среднем и превосходят нормальные галактики, но заметно уступают эллиптическим галактикам. По поверхностной яркости они близки к линзовидным галактикам. Распределение по поверхностной яркости как нормальных галактик, так и галактик с UV-континуумом приведено в табл. 3. В первой строке указаны интервалы поверхностной яркости, а во второй и третьей строках, соответственно, числа нормальных галактик и галактик с UV-континуумом.

В табл. 4 приведены морфологические типы и соответствующие им средние поверхностные яркости в системе Цвикки — Воронцова-Вельяминова, полученные из табл. 1 с помощью второго уравнения (1).

Из данных табл. 3 и 4 следует, что примерно четверть рассматриваемых нормальных галактик может быть эллиптическими и линзовидными, а остальные три четверти должны быть спиралями, между тем как почти половина галактик с UV-континуумом, если судить по их поверхностной яркости, по морфологии должна быть родственна эллиптическим и линзовид-

* Отмеченная в первом пункте область трех первых списков галактик с UV-континуумом была расширена для увеличения числа галактик, общих в каталогах [4, 6, 7].

ным галактикам, а остальные могут быть спиралями преимущественно ранних и промежуточных типов.

Таблица 3

m_i	19.01—19.50	19.51—20.00	20.01—20.50	20.51—21.00	21.01—21.50	21.51—22.00	22.01—22.50	22.51—23.00	23.01—23.50	23.51—24.00	24.01—24.50	24.51—25.00	25.01—25.50	25.51—26.00	Всего
Нормальные галактики	5	23	108	156	242	347	447	400	213	100	45	20	10	3	2119
Галактики с UV-континуумом	1	3	11	11	17	23	19	10	3	1	—	—	—	—	101

Таблица 4

Тип	E	S0	S0 a	Sa	Sab	Sb	Shc	Sc	Sed	Sd	Sdm+Srn
m_i	20.86	21.24	21.81	22.08	22.12	22.35	22.40	22.52	22.91	23.27	23.39

При этом следует принять во внимание, что сходство галактик с UV-континуумом с галактиками ранних морфологических типов носит лишь внешний характер, поскольку галактики с UV-континуумом сильно отличаются от нормальных галактик по своим физическим характеристикам и надо полагать, по эволюционной фазе и возрасту.

4. *Поверхностная яркость и активность галактик.* а) Приведенные в разделах 1 и 2 результаты показывают, что галактики с UV-континуумом хотя и обладают высокой поверхностной яркостью, но по этой характеристике они выделяются лишь неявно среди общей массы галактик. Во всяком случае, галактики с UV-континуумом по средней поверхностной яркости уступают эллиптическим и линзовидным галактикам. Последним по поверхностной яркости не уступают лишь немногие сильно конденсированные, мало отличающиеся от звезд объекты с UV-континуумом. Отсюда следует, что рассматриваемая поверхностная яркость не может служить критерием для отбора галактик с необычными физическими особенностями, относимых обычно к классу активных. Видимо поэтому лишь у половины отобранных М. А. Аракелянцем [10] галактик высокой поверхностной яркости в синих лучах были обнаружены эмиссионные линии. При этом две трети последних, согласно работам [11, 12], оказались голубыми.

Все это кажется несколько противоречивым. Но дело в том, что активным галактикам присуще избыточное ультрафиолетовое излучение. По-

этому они среди общей массы галактик по поверхностной яркости явно могут выделяться лишь в ультрафиолетовых лучах, т. е. в цвете U. К сожалению, из-за отсутствия достаточного количества необходимых фотометрических данных невозможно провести такую же подробную статистику в цвете U, какая была проведена в цвете В. По имеющимся данным, однако, можно выяснить приближенные соотношения поверхностных яркостей активных и нормальных галактик в ультрафиолете. В табл. 5 приведены средние показатели цвета (В—V и U—V) основных тел галактик разных морфологических типов согласно Вокулеров [13]. В последней строке этой таблицы приведены средние показатели цвета галактик с UV-континуумом трех первых списков по данным Дж. Р. Ухра [14] и Д. В. Видмана [15].

Таблица 5

Тип галактики	B—V	U—V	$\frac{B}{V}$	$\frac{U}{V}$	$\frac{U_{\text{норм.}}}{U}$ — $\frac{U_{\text{акт.}}}{U}$	$\frac{J_{\text{акт.}}}{J_{\text{норм.}}}$
E	0.95	+0.56	21.55	22.11	-0.45	1.52
S0	0.93	0.51	21.78	22.29	0.63	1.79
Sa	0.83	0.32	22.29	22.61	0.95	2.40
Sb	0.83	0.32	22.46	22.78	1.12	2.80
Sc	0.60	-0.05	22.56	22.51	0.85	2.19
Sd	0.50	0.13	23.02	22.89	1.23	3.10
Галактики с UV-конт.	0.50	0.33	21.99	21.66	0.00	1.00

При выводе последних редко встречаемые объекты с положительными U—V в расчет не брались, т. к. это может быть либо результатом переменности ядер этих галактик, либо ошибок их измерений или отбора. Кроме этого, при выводе средних значений B—V и U—V, если имелись ряды измерений с разными диафрагмами, в расчет брались меньшие значения, соответствующие обычно основным телам галактик. В четвертом столбце табл. 5 приведены средние поверхностные яркости в цвете В нормальных галактик разных морфологических типов из табл. 1 и средняя поверхностная яркость галактик с UV-континуумом, вычисленная в разделе 2. В следующем столбце этой таблицы приведены поверхностные яркости в цвете U, полученные путем сложения данных третьего и четвертого столбцов. В последнем столбце табл. 5 приведены вычисленные по имеющимся в ней данным отношения поверхностных яркостей в ультрафиолете галактик с UV-континуумом и нормальных галактик разных морфологических типов. Как видно из этих данных, галактики с UV-континуумом, если по поверхностной яркости в синих лучах (в цвете В) уступают эллиптическим и линзовидным галактикам в 1.5—1.2 раза, то в ультрафиолетовых лучах (в цвете U) они, наоборот, превосходят последние в 1.5—1.8 раза. Если они по поверхностной яркости в цвете В превосходят нормальные спирали в 1.5—2 раза, то в цвете U— в 2.5—3 раза.

Отсюда следует, что галактики с UV-континуумом по средней поверхностной яркости в ультрафиолете значительно превосходят нормальные галактики всех типов без исключения. Поэтому высокая поверхностная яркость в ультрафиолетовых лучах $\geq 21.5/m$ может служить достаточным критерием для отбора активных галактик, подобно ультрафиолетовому континууму или сильной эмиссии в спектрах.

б) Таким образом, можно констатировать, что галактики с UV-континуумом обладают тремя важными особенностями: избыточным ультрафиолетовым излучением, эмиссионными линиями (в большинстве случаев высокого возбуждения) в спектре и высокой поверхностной яркостью в ультрафиолете, сильно превосходящей поверхностную яркость нормальных галактик в этих лучах. Но эти особенности, присущие активным галактикам, проявляются в них неодинаково интенсивно. Этим, по-видимому, следует объяснить неоднородность этих галактик по другим физическим характеристикам.

Имеются, с одной стороны, галактики с характеристиками, сходными со звездными ассоциациями и сверхассоциациями, начиная от карликов до гигантских галактик. В этих галактиках, диффузных по виду, обозначаемых через „d“, иногда встречаются сложные двойные и тройные ядра или сами они состоят из двух-трех образований умеренной светимости. С другой стороны, имеются галактики с сильно конденсированными звездообразными ядрами, а также целиком конденсированные галактики, иногда практически не отличающиеся от квазаров. Конденсированные галактики, к которым относятся и галактики с звездообразными ядрами, обозначаемые через „s“, по общим характеристикам родственны квазарам и мало от них отличающимся ядрам сейфертовских галактик. И не удивительно, что каждая пятая из конденсированных галактик имеет широкие эмиссионные линии и высокую светимость, т. е. обладает основными характеристиками галактик Сейферта и квазаров. Судя по сходству ряда характеристик с квазарами, излучение конденсированных галактик должно частично или полностью иметь нетепловую природу.

О мере активности галактик можно судить по природе и мощности их излучения. Если исходить из такого представления, то наиболее активным следует считать квазары, затем галактики с широкими эмиссионными линиями, т. е. галактики с сейфертовскими особенностями, потом галактики с узкими эмиссионными линиями. Последние по структуре разделяются на два типа: конденсированные и диффузные. Таким образом получается следующая последовательность активных образований*:

* К активным формациям, несомненно, относятся и радиогалактики. Если исходить из мощности нетеплового излучения, то в этой последовательности их следует поставить после квазаров. Но по оптическим характеристикам они как будто не укладываются в эту последовательность — стоят особняком.

QSO	—	Sy	—	CG	—	DG
квазары		сейфертовские галактики		конденсирован- ные галактики		диффузные галактики

Возникает вопрос, каково поведение поверхностной яркости в отношении звеньев этой последовательности? Специального исследования в этом направлении не проводилось из-за недостаточности необходимых данных. Однако, судя по имеющимся данным и снимкам, как прямым, так и спектральным, можно утверждать, что поверхностная яркость убывает при продвижении вдоль этой последовательности слева направо. Но по одной только величине поверхностной яркости трудно или даже невозможно однозначно определить тип или место объекта в последовательности активных формаций. Более чувствительным, следовательно и надежным индикатором для этого может служить градиент яркости, обуславливаемый степенью конденсации сзетающегося вещества в галактиках. Степень конденсации излучения или вещества резко убывает вдоль рассматриваемой последовательности, поэтому градиент яркости может служить надежным показателем меры активности галактик.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE NATURE OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. III. SURFACE BRIGHTNESS, MORPHOLOGY AND ACTIVITY

B. E. MARKARIAN, J. A. STEPANIAN

The existence of dependence between surface brightness and morphology of galaxies is established. The surface brightness of galaxies continuously decreases along the Hubble's morphological sequence. This decrease of brightness amounts to 1^m 5.

The comparison of the distribution of the average surface brightness of galaxies up to 16^m with the mentioned dependence shows that half of galaxies with UV continuum has elliptical-lenticular structure and the other half—spiral structure. These ratios, in the case of normal galaxies, are $1/4$ and $3/4$ respectively. Calculations show that in color B, the average surface brightness of galaxies with UV continuum is higher than the mean surface brightness of all normal galaxies taken together but is considerably lower than the average surface brightness of elliptical and lenticular galaxies taken separately. In the color U, however, the average surface brightness of galaxies with UV continuum exceeds con-

siderably this parameter of all types of normal galaxies. So to the two basic properties of galaxies with UV continuum—very strong ultraviolet radiation and strong emission spectral lines—the third i. e. very high surface ultraviolet brightness— $\geq 21^m5$ should be added. So all these three properties may be used for selection of active galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюраканской обс., 24, 25, 1958.
2. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 30, 1962.
3. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, *Астрофизика*, 1, 39, 1965; 2, 53, 1966.
4. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1964.
5. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
6. F. Zwicky and *all.*, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, v. I—VI, 1961—1966.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 1—4, М., 1962—1968.
8. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 10, 507, 1974.
9. J. Heidmann, N. Heidmann, G. de Vaucouleurs, *Mem. R. A. S.*, 75, 85, 105, 121, 1972.
10. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
11. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терещиж, *Астрофизика*, 11, 631, 1975.
12. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терещиж, *Астрофизика*, 12, 689, 1976.
13. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, Suppl. ser., 5, 233, 1961.
14. J. P. Huchra, *The Nature of Markarian Galaxies*, Thesis, Pasadena, 1977.
15. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ДИАМЕТРОВ И ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК. ЗАПОДОЗРЕННЫХ В КОМПАКТНОСТИ

Н. Г. КОГОШВИЛИ

Поступила 21 декабря 1976

Пересмотрена 14 июня 1977

Сравнение диаметров галактик, подозреваемых в компактности по МКГ и CGCG свидетельствует, возможно, о завышении числа компактных галактик, найденных на основе анализа каталога МКГ, на 40%. Приводятся значения систематической разницы для различных систем звездных величин при их переходе к системе величин CGCG.

Введение. Как известно, поверхностная яркость галактики определяется двумя величинами — диаметром и интегральной звездной величиной, измеренной в пределах этого диаметра. С этой точки зрения, для вычисления поверхностной яркости галактик более всего подходит каталог Холмберга [1], в котором приводятся значения диаметров и звездных величин в пределах изофоты $26^m 5/\square$. Но таких измерений немного, выполнены они только для 300 ярких галактик из-за большой трудоемкости работы. Существующие обширные каталоги галактик, такие, как МКГ [2] и UGC [3], содержат диаметры для большого количества галактик по измерениям, выполненным на картах Паломарского атласа неба (в дальнейшем «ПА Неба»), а звездные величины в них заимствованы большей частью из других каталогов. Эти каталоги объединяют, таким образом, разные источники основных параметров, необходимых при вычислении поверхностной яркости. В то же время имеющиеся измерения диаметров неоднородны и различаются в зависимости от применяемого автором подхода к измерению, т. е. в настоящее время не существует четко выработанного критерия для установления границ галактик. Однако, если основной целью при изучении поверхностной яркости галактик является сравнение между собой различных групп галактик, то приходится пользоваться имеющимися в литературе

значениями величин, учитывая при этом, по возможности, систематическую разницу между различными определениями.

В работе [4], на основе изучения поверхностной яркости 30000 галактик, содержащихся в Каталоге ярких галактик на магнитной ленте ЭВМ «М-220» [5], включающем в себя Морфологический каталог галактик [2], а также информацию из других каталогов и списков галактик, в первом приближении были выявлены 983 галактики, заподозренные в компактности. При выделении компактных галактик был использован основной критерий компактности Цвикки [6], согласно которому галактику можно считать компактной, если ее поверхностная яркость в какой-либо области спектра выше, чем 20^m с кв. секунды дуги. Тот факт, что расхождения при измерениях диаметров галактик в МКГ, выполняемых различными авторами, оказались, как отмечает Воронцов-Вельяминов [2], в среднем, порядка 20%, побудил нас произвести сравнение диаметров галактик МКГ и UGC для упомянутой выборки галактик, а звездные величины по Воронцову-Вельяминову и другим авторам, встречаемым в МКГ, сравнить с величинами CGCG [7].

Из рассматриваемого списка галактик, заподозренных в компактности, только 13% галактик оказались включенными в UGC по понятным причинам: последний охватывает, в основном, галактики ярче $14^m.5$ и все галактики с диаметром больше 1 мин. дуги. В группе же галактик, подозреваемых в компактности, среднее значение звездной величины равно $15^m.1$, а средне-квадратическое отклонение $\pm 0^m.72$. Поэтому в ней большую часть составляют слабые галактики. На рис. 1 приводится распределение этих галактик в зависимости от звездной величины.

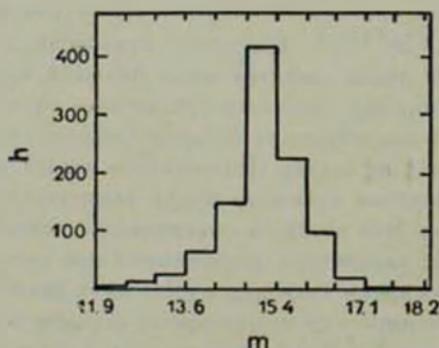


Рис. 1. Распределение компактных галактик в зависимости от звездной величины.

Исследование зависимости между системами диаметров галактик каталогов МКГ и UGC. Вопросы изучения зависимости между диаметрами галактик каталогов Холмберга и МКГ занимались Боттинелли и др. [8].

Патюрель [9] статистически исследовал зависимость между диаметрами галактик четырех каталогов: Холмберга, RCBG [10], UGC и МКГ. Он определил предельную поверхностную яркость при измерении диаметров галактик каталогов МКГ и UGC и пришел к выводу, что каталог UGC по крайней мере, так же однороден, как и каталог Холмберга, а МКГ содержит значительно большее количество случайных ошибок. Для изучения зависимости между диаметрами Патюрель использует галактики различных морфологических классов, но, по-видимому, ограничивается более яркими из-за привязки к каталогу Холмберга.

Мы решили изучить зависимость между двумя системами диаметров на основе каталогов МКГ и UGC на несколько ином материале галактик, ограниченном узким морфологическим классом N и (N) по описаниям в МКГ, высокой поверхностной яркостью, а также более слабыми галактиками, чем в предыдущих исследованиях.

Для анализа было использовано 129 галактик, найденных в каталоге UGC, из 983, подозреваемых в компактности. Из них 21 галактика с поверхностной яркостью ярче $20^m0/\square''$, а остальные — с $20^m0/\square''$ — $21^m0/\square''$. Кроме того, была составлена выборка из 143 компактных галактик Цвикки [6], найденных в обоих каталогах, а также выборка из 187 галактик с поверхностной яркостью до $22^m0/\square''$ по каталогу UGC, содержащихся также и в МКГ. Во всех выборках исключались галактики с отношением осей больше, чем $a/b = 2$.

Так же, как и в предыдущих работах [7, 8], мы воспользовались зависимостью: $\lg D = \beta \lg D_1 + \alpha$ (здесь α и β — постоянные, а D и D_1 — диаметры, выраженные в десятых долях минуты дуги) и подробно исследовали ее для каждой выборки галактик с тем, чтобы найти наиболее удовлетворительные коэффициенты для перехода от одной системы к другой.

В табл. 1 и 2 приводятся результаты вычислений, соответственно, для больших и малых осей в следующем порядке: средние значения логарифмов диаметров вместе со своими отклонениями, угловой коэффициент регрессии β , свободный член регрессии α , число членов n , остаточное отклонение регрессии σ , выборочный коэффициент корреляции r , квантили распределения выборочного коэффициента корреляции $r_{1-\alpha}$ для уровня значимости $P = 0.05$.

Дискуссия. Так как обе системы диаметров базируются на «ПА Неба», то естественно ожидать близость коэффициента β к 1 и малое значение коэффициента α . Коэффициенты регрессии, полученные Патюрелем для двух морфологических групп галактик и нами для выборки компактных галактик Цвикки (табл. 1 и 2), свидетельствуют о неплохом согласии систем

диаметров каталогов МКГ и UCG для случая ярких галактик, хотя Патюрель [9] и указывает на существование большого числа случайных ошибок в МКГ. В то же время анализ результатов исследования слабых галактик указывает на плохое соответствие этих систем диаметров (строки 1, 2, 4 в табл. 1 и 2).

Таблица 1

	$\lg D_{UCG}$	$\lg D_{МКГ}$	δ	σ	n	z	r	$r_{1-P,2}^{при}$ $P=0.05$
Галактики, компактные по МКГ с m_H до $20^m 0/\square^\circ$	0.91 ± 0.18	0.58 ± 0.16	-0.26 ± 0.25	1.06 ± 0.15	21	0.034	-0.23	0.42
Галактики, компактные по МКГ с m_H $20^m 0/\square^\circ - 21^m 0/\square^\circ$	0.95 ± 0.14	0.74 ± 0.15	0.37 ± 0.10	0.68 ± 0.08	108	0.021	0.33	0.195
Компактные галактики Цвикки по МКГ	1.05 ± 0.20	1.17 ± 0.23	0.73 ± 0.05	0.40 ± 0.04	130	0.012	0.83	0.195
Компактные галактики Цвикки по МКГ с m_H до $21^m 0/\square^\circ$	1.03 ± 0.17	0.85 ± 0.17	0.53 ± 0.08	0.58 ± 0.14	38	0.021	0.54	0.304
Галактики, компактные по UCG с m_H до $21^m 0/\square^\circ$	0.85 ± 0.08	0.83 ± 0.08	0.62 ± 0.07	0.34 ± 0.09	80	0.004	0.65	0.217
Галактики, компактные по UCG с m_H до $22^m 0/\square^\circ$	0.87 ± 0.13	0.79 ± 0.10	0.57 ± 0.02	0.42 ± 0.02	187	0.010	0.59	0.195
Выборка галактик по Патюрелю для морф. классов $T = -5 \div 10$			0.88 ± 0.06	0.12 ± 0.10	59	0.018	0.89	0.250
Выборка галактик по Патюрелю для морф. классов $T = 3 \div 10$			0.95 ± 0.02	0.02 ± 0.04	160	0.007	0.46	0.195

Несмотря на то, что оценки диаметров в UCG в среднем систематически больше, а в МКГ — меньше, это несоответствие может быть обусловлено либо существованием значительного числа случайных ошибок при оценке диаметров галактик, подозреваемых в компактности, в одном из сравниваемых каталогов, либо систематическими ошибками, вызванными различным подходом авторов МКГ и UCG к измерению галактик.

С целью выявления причины этих расхождений нами было предпринято измерение диаметров 168 галактик, подозреваемых в компактности, на

картах «ПА Неба» с помощью измерительной линзы с 10-кратным увеличением. Для 70 галактик с отношением $D_{UGC}/D_{МКГ} > 1.5$ результаты измерений приведены в табл. 3.

Таблица 2

	$\lg d_{UGC}$	$\lg d_{МКГ}$	\bar{r}	σ	n	\bar{z}	r
Галактики, компактные по МКГ с m_H до $20^m 0/\square''$	0.75 ± 0.23	0.45 ± 0.14	0.18 ± 0.17	0.36 ± 0.36	21	0.053	0.15
Галактики, компактные по МКГ с m_H $20^m 0/\square'' - 21^m 0/\square''$	0.78 ± 0.17	0.59 ± 0.14	0.46 ± 0.07	0.51 ± 0.11	198	0.028	0.35
Компактные галактики Цвикки по МКГ	0.98 ± 0.25	0.87 ± 0.23	0.79 ± 0.04	0.30 ± 0.05	130	0.018	0.82
Компактные галактики Цвикки по МКГ с m_H до $21^m 0/\square''$	0.91 ± 0.21	0.72 ± 0.18	0.73 ± 0.12	0.38 ± 0.16	38	0.029	0.63
Галактики, компактные по UGC с m_H до $21^m 0/\square''$	0.73 ± 0.11	0.70 ± 0.09	0.78 ± 0.07	0.18 ± 0.10	81	0.006	0.67
Галактики, компактные по UGC с m_H до $22^m 0/\square''$	0.72 ± 0.14	0.66 ± 0.13	0.71 ± 0.04	0.26 ± 0.06	187	0.011	0.70
Выборка галактик по Патюрсю для морф. классов $T = -5 + 2$			0.90 ± 0.04	0.02 ± 0.06	59	0.015	0.94
Выборка галактик по Патюрсю для морф. классов $T = 3 - 10$			0.93 ± 0.01	0 ± 0.05	160	0.021	0.90

Изучение галактик с несогласующимися диаметрами показало, что расхождения в оценках диаметров галактик отмечались во всех случаях, когда у галактик наблюдались слабые оболочки вокруг резко очерченной яркой компактной части, причем Нильсон стремился приводить максимальные размеры галактик, в то время как Воронцов-Вельяминов с сотрудниками ограничивались размерами области с наибольшим градиентом фотографической плотности, что неоднократно ими отмечалось [2, 11]. Кроме того, нужно отметить, что так как отбирались только те объекты МКГ, которые удовлетворяли требованию $D_{UGC} > 1.0$, то отсутствие подобного условия для диаметров МКГ и приводит к тому, что в данной выборке D_{UGC}

оказываются систематически большими, вследствие неизбежных при всяких измерениях случайных ошибок.

Таблица 3

		m_H	D	m
Измерения по МКГ	окулярный микрометр	20.7 ± 0.70	0.51 ± 0.20	
Измерения по UGC	линза с 6-кратным увеличением	22.6 ± 0.75	1.23 ± 0.37	14.4 ± 0.63
Измерения Когошвили	линза с 10-кратным увеличением	21.8 ± 0.73	0.87 ± 0.34	

Морфология галактик с несогласующимися диаметрами чаще всего имела в МКГ обозначения N или (N) без указания на присутствие слабого гало, в UGC же большинство таких галактик не имели морфологической классификации и были отмечены как компактные.

Заметим, однако, что выборки галактик, составленные на основе измерения поверхностной яркости галактик каталога UGC, показывают удовлетворительное согласие между системами диаметров. Если принять, что систематическая разница в диаметрах для компактных галактик по МКГ и UGC составляет, в среднем, 0.1 мин. дуги, то процент расхождений в оценках диаметров с $D_{UGC}/D_{МКГ} \geq 1.5$ составит, приблизительно, 40%.

Итак, настоящее исследование свидетельствует, возможно, о завышении числа компактных галактик, полученных в результате анализа каталога галактик на магнитной ленте.

Сравнение основных характеристик компактных галактик, выявленных на основе анализа каталогов МКГ и UGC. В табл. 4 приводятся средние значения поверхностной яркости m_H , звездной величины m , диаметра вдоль большой оси D для упомянутых выборок галактик. Для всех величин приводятся их среднеквадратические отклонения.

В случае выборки галактик с поверхностной яркостью ярче $20^m 0/\square''$ разница между средними значениями в m_H достигает для двух каталогов $1^m 6/\square''$. Эта разница уменьшается до $1^m 0/\square''$ для галактик с с поверхностной яркостью $20^m 0/\square'' - 21^m 0/\square''$, а для выборки компактных галактик Цвикки, состоящей большей частью из пост-эруптивных галактик (вывод об этом сделан в работе [4] на основе анализа поверхностной яркости этих галактик), она составляет всего лишь $0^m 5/\square''$. В то же время в выборке, содержащей только компактные галактики

из списка Цвикки, разница в m_H опять увеличивается до $1^m 0/\square''$. Для галактик, компактных одновременно по двум каталогам, получилось неплохое согласие результатов: разница в диаметрах составила около 12%, а в поверхностной яркости $0^m 4/\square''$.

Таблица 4

		m_H	m	D	n
Галактики, компактные по МКГ с m_H до $20^m 0/\square''$	МКГ	19.8 ± 0.18	14.0 ± 0.78	0.4 ± 0.15	21
	UGC	21.4 ± 1.33		0.9 ± 0.36	
Галактики, компактные по МКГ с m_H $20^m 0/\square'' - 21^m 0/\square''$	МКГ	20.6 ± 0.26	14.0 ± 0.61	0.6 ± 0.20	108
	UGC	21.6 ± 0.82		0.95 ± 0.32	
Галактики, компактные по UGC с m_H до $22^m 0/\square''$	МКГ	20.9 ± 0.56	14.0 ± 0.51	0.7 ± 0.21	187
	UGC	21.3 ± 0.53		0.8 ± 0.25	
Компактные галактики Цвикки по [11]	МКГ	21.2 ± 0.49	14.1 ± 0.63	0.7 ± 0.30	38
	UGC	22.1 ± 0.94		1.2 ± 0.44	
Компактные галактики Цвикки с m_H до $21^m 0/\square''$	МКГ	22.3 ± 1.04	14.4 ± 0.85	1.3 ± 0.85	154
	UGC	22.8 ± 1.04		1.65 ± 1.01	

Табл. 5 аналогична табл. 4, но составлена для выборок галактик, основанных на каталоге UGC. Обращают на себя внимание более высокие оценки поверхностной яркости по сравнению с табл. 4. Это обстоятельство вызвано тем, что в каталог UGC включен ряд чрезвычайно компактных, звездообразных ярких галактик Цвикки с поверхностной яркостью ярче $20^m 0/\square''$, пропущенных в МКГ, но учтенных во всех выборках этой таблицы.

Итак, имеется свидетельство того, что, с одной стороны, определение компактности галактики на основе данных МКГ является менее жестким, чем аналогичное определение по данным UGC, а, с другой стороны, что часть звездообразных компактных галактик не включена в первый каталог, но содержится в последнем.

Сравнение различных систем звездных величин. В работе [4] при вычислении поверхностной яркости галактик нами были использованы звездные величины различных авторов [1, 6, 12—15] и в том числе оценки Во-

ронцова-Вельяминова [2]. Было решено привести эти величины к системе звездных величин CGCG [6].

Таблица 5

	m_H	m	D	n
Компактные галактики Цвикки	22.4 ± 1.44	14.3 ± 0.82	1.5 ± 0.80	236
Компактные галактики Цвикки с m_H до $21^m 0/\square''$	20.7 ± 0.99	13.9 ± 0.50	0.7 ± 0.39	46
Компактные галактики с m_H до $21^m 0/\square''$	20.5 ± 0.58	13.9 ± 0.51	0.6 ± 0.26	108
Компактные галактики с m_H до $22^m 0/\square''$	21.1 ± 0.68	14.0 ± 0.49	0.7 ± 0.26	266

Значения систематической разницы между различными системами звездных величин и системой CGCG вместе со средними отклонениями, а также расчетные и критические значения коэффициента χ^2 при надежности $P=0.90$ и $k=l-3$ приведены в табл. 6, где k — число степеней свободы, l — число всех интервалов, а n — число всех измерений звездных величин.

Таблица 6

	Holmberg [11]	Воронцова-Вельяминов [2]	R+tz [12]	Humason Mayall Sandage [13]	Holmberg [14]	Shapley Ames [15]
$(m_{CGCG} - m_i)$	0.4 ± 0.54	0.3 ± 0.65	0.2 ± 0.53	0.1 ± 0.43	0.5 ± 0.52	0.1 ± 0.44
n	247	8745	102	288	658	269
Расчетное χ^2	40.73	975.0	7.61	25.87	10.06	28.37
Критическое χ^2 $P=0.9$ и $k=l-3$	9.24 $k=5$	17.3 $k=11$	9.24 $k=5$	7.78 $k=4$	12.02 $k=7$	10.64 $k=6$

Сравнение с различными системами звездных величин показывает, что для ярких галактик значения величин в системе CGCG, в среднем, несколько занижены. Что касается слабых галактик, то Бураковская и Рудницкий [16] указали на возможность существования систематической ошибки в звездных величинах Цвикки, достигающей $\pm 0^m 22$ при $13^m 5$, если считать величины $15^m 0$ и слабее правильными.

Таблица 7

	Зв. вел. МКГ													
	9.0	10.0	11.0	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	14.5	15.0	15.5	16.0	16.5	17.0
$\langle m_{CGCG} - m_{МКГ} \rangle$	1.1 ± 0.69	0.8 ± 0.83	1.0 ± 0.83	0.9 ± 0.93	0.4 ± 0.76	0.8 ± 0.76	0.6 ± 0.66	0.6 ± 0.61	0.4 ± 0.43	0.2 ± 0.40	0 ± 0.28	-0.5 ± 0.30	-0.9 ± 0.23	-1.5 ± 0.24
n	8	11	26	77	31	393	189	1414	1041	3469	539	1393	20	126
Расчетное χ^2				2.77		25.78	6.05	37.39	58.55	514.6	179.7			
Критическое χ^2 при $P=0.9$		4.61				10.64	10.64	13.36	13.36	7.78				
$\langle m_{CGCG} - m_{МКГ} \rangle$								0.5 ± 0.66		0.1 ± 0.45		-0.6 ± 0.30		
n								537		1189		1046		
$\langle m_{CGCG} - m_{МКГ} \rangle$								0.4 ± 0.57	0.3 ± 0.49	0.2 ± 0.37	-0.1 ± 0.30	-0.5 ± 0.28		
n								503	731	1522	331	275		
$\langle m_{CGCG} - m_{МКГ} \rangle$								0.9 ± 0.49	0.6 ± 0.42	0.3 ± 0.33	0 ± 0.23	-0.4 ± 0.34		
n								374	319	758	208	72		

Выполнен также анализ оценок звездных величин по Воронцову-Вельяминову на всем материале МКГ. Как отмечает Воронцов-Вельяминов [2], авторами МКГ было произведено сравнение своих оценок с величинами каталога CGCG, и Воронцовым-Вельяминовым получено, в среднем, $\langle m_{\text{ВВ}} - m_{\text{CGCG}} \rangle = 0 \pm 0^{\text{m}}6$ для $m = 13^{\text{m}}5 + 15^{\text{m}}5$, а Архиповой $\langle m_{\text{Ар}} - m_{\text{CGCG}} \rangle = -0^{\text{m}}15 \pm 0^{\text{m}}6$ для $m = 14^{\text{m}}0 + 15^{\text{m}}5$. Для более ярких галактик разность у Архиповой достигла $-0^{\text{m}}5$, а у Воронцова-Вельяминова $-0^{\text{m}}2$.

Сравнение звездных величин CGCG и МКГ по всему материалу в 8754 значений (табл. 6) показало, в среднем, небольшую систематическую разницу, однако согласие выборочного распределения с нормальным по критерию χ^2 оказалось крайне неудовлетворительным, что свидетельствует о существовании значительного количества систематических ошибок в МКГ. Кроме того, были подсчитаны средние значения разности $\langle m_{\text{МКГ}} - m_{\text{CGCG}} \rangle$ для каждой карты «ПА Неба», т. к. были замечены систематические разницы в оценках звездных величин от одной карты к другой. Они распределились в интервале $-1^{\text{m}}4 + 0^{\text{m}}7$ со средним значением $-0^{\text{m}}2 \pm 0^{\text{m}}36$ в хорошем согласии с нормальным законом.

Были исследованы также оценки звездных величин по Воронцову-Вельяминову через каждую 1^{m} , а в некоторых случаях и через $0^{\text{m}}5$. Результаты этого сравнения приведены в табл. 7, где каждому значению величины по Воронцову-Вельяминову соответствуют: среднее значение разности $\langle m_{\text{CGCG}} - m_{\text{МКГ}} \rangle$ вместе со средне-квадратическим отклонением, число галактик, а также значения коэффициента χ^2 . Согласие с нормальным распределением получилось удовлетворительным для всех величин, кроме $14^{\text{m}}5$, $15^{\text{m}}0$ и $15^{\text{m}}0$. Судить о точности оценок $16^{\text{m}}0 - 17^{\text{m}}0$ трудно, так как в каталоге сравнения CGCG приводятся значения только до $15^{\text{m}}7$.

Таблица 8

	$14^{\text{m}}0$	$14^{\text{m}}5$	$15^{\text{m}}0$	$15^{\text{m}}5$	$16^{\text{m}}0$
Переход от т. 1 к т. 2	-0.1 ± 0.038		0.1 ± 0.016		0.1 ± 0.020
Переход от т. 2 к т. 3	0.5 ± 0.036	0.3 ± 0.030	0.1 ± 0.015	0.1 ± 0.023	0.1 ± 0.043

Из данных табл. 7 следует, что разность $\langle m_{\text{CGCG}} - m_{\text{МКГ}} \rangle$ существенно зависит от тома МКГ. Было прослежено изменение этой разности от 1 тома к последующему для разных значений m . В табл. 8 для разных m приводятся значения разности $\langle m_{\text{CGCG}} - m_{\text{МКГ}} \rangle$ с точностью до $0^{\text{m}}1$

при переходе от одного тома к другому и указываются ошибки среднего арифметического. Изучение табл. 8 показывает, что в МКГ систематически несколько завышались звездные величины галактик при переходе от тома I к последующим, причем эта тенденция особенно выражена у более ярких галактик.

Автор признателен Б. И. Фесенко за полезные советы и обсуждения.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

SOME NOTES ON THE DIAMETERS AND MAGNITUDES OF PROBABLE COMPACT GALAXIES

N. G. KOGOSHVILI

The comparison of diameters of probable compact galaxies according to MCG and UGC testifies the possible excess by 40% of the number of compact galaxies, found on the basis of the MCG analysis. The values of systematic differences for various systems of stellar magnitudes when transforming them into the system of magnitudes of CGCG are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Holmberg, Lund. Medd., 11, 136, 1958.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, т. 1—4, М., 1962—1968.
3. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala Astr. Obs. Ann., 1973.
4. Н. Г. Козошвили, Труды III ЕАК, Тбилиси, 1976.
5. Н. Г. Козошвили, Бюлл. Абастуманской обс., 46, 133, 1975.
6. F. Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, Zürich, Switzerland, 1971.
7. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 1—6, 1961—1968.
8. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, J. Heidmann, Astron. Astrophys., 22, 281, 1973.
9. G. Patrel, Astron. Astrophys., 40, 133, 1975.
10. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, Austin, 1964.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, М., 1972.

12. *A. Reiz*, *Annal. Obs. Lund.*, 9, 1941.
13. *M. Humason, N. Mayall, A. Sandage*, *Astron. J.*, 61, 97, 1956.
14. *E. Holmberg*, *Ann. Obs. Lund.*, 6, 1937.
15. *H. Shapley, A. Ames*, *Harvard Ann.*, 88, 43, 1932.
16. *M. Buracowska, K. Rudnicki*, *Acta Cosmologica*, 2, 1, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЯРКОСТЕЙ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ В ВОЛОСАХ ВЕРОНИКИ

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 30 июня 1977

Рассмотрена зависимость от углового расстояния θ от центра скопления средних поверхностных яркостей галактик \bar{V} и их дисперсий $\sigma^2(\bar{V})$ (табл. 1). Среднее значение \bar{V} галактик центральной зоны ($\theta < 1.5'$) заметно выше значения, полученного для случайной выборки галактик (1) и (2), и уменьшается с удалением от центра. $\sigma^2(\bar{V})$ в центральной зоне заметно меньше, чем величина, соответствующая случайной выборке.

Среднее значение поверхностной яркости для галактик кольцевой зоны II ($1.5 < \theta < 6'$) практически совпадает с величиной, полученной для случайной выборки, но дисперсия остается заметно меньшей.

Поэтому можно рассматривать скопление, как покрывающее область с $\theta < 6'$. Малое значение дисперсии \bar{V} может быть обусловлено одинаковыми условиями формирования галактик, имевшими место на данном расстоянии от центра. Что касается уменьшения средней поверхностной яркости с расстоянием, оно может быть обусловлено зависимостью этих условий образования галактик от расстояния.

Оценки угловых размеров скопления галактик в Волосах Вероники являются крайне противоречивыми — наименьшее и наибольшее из приведенных в литературе значений радиуса отличаются в несколько раз [1—5]. В работах [2, 4] приведены значения $\sim 100'$, между тем Ф. Цвикки [1] оценивает радиус скопления как превышающий 6° . Эти оценки основаны на подсчетах числа галактик на различных угловых расстояниях от центра скопления.

Известно, с другой стороны, что в центральной части скопления сосредоточены эллиптические галактики очень высокой поверхностной яркости. Полагая, что избыток галактик высокой поверхностной яркости является свойством скопления в целом, можно попытаться оценить размеры скопле-

ния по распределению средних поверхностных яркостей галактик в функции углового расстояния от его центра. В отличие от упоминавшихся выше оценок размеров скопления, основанных, как отмечалось, на подсчетах числа галактик, предлагаемый подход основан на статистике некоторого физического параметра, который предполагается характерным для большинства членов скопления. Разумеется, исследование распределения поверхностных яркостей галактик в скоплении представляет также и самостоятельный интерес.

Средние поверхностные яркости галактик области скопления были вычислены в системе \bar{B} , описанной в [6], в случаях, когда в Каталоге галактик и скоплений галактик Ф. Цвикки и Э. Герцога [7, 8] приведены их видимые величины, а в Морфологическом каталоге галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова и В. П. Архиповой [9] — внешние размеры. Из рассмотрения были исключены галактики с видимой величиной $m_v < 13.0$, поскольку с большой вероятностью они не являются членами скопления. При рассмотрении распределения средних поверхностных яркостей по расстоянию от центра скопления, ему были приписаны координаты $\alpha_{1950} = 12^{\text{h}}57^{\text{m}}5$, $\delta_{1950} = 28^{\circ}15'$.

Таблица 1

Зона	$\theta(^{\circ})$	$\langle \bar{B} \rangle$	$\sigma(\bar{B})$	n	$\langle \bar{B} \rangle$	$\sigma^2(\bar{B})$	n
I	0—30	22.9	0.63	35	23.1	0.50	80
	30—60	23.2	0.35	22			
	60—90	23.3	0.42	23			
	0—90	23.1	0.50	80			
	90—180	23.6	0.89	48			
II	180—270	23.8	0.58	46	23.6	0.60	151
	270—360	23.6	0.58	59			
	90—360	23.6	0.68	153			
	360—480	23.7	1.09	91			
III	480—600	23.6	0.84	110	23.6	0.83	298
	600—720	23.6	1.11	100			
	360—720	23.6	1.01	301			

В табл. 1 приведены данные о средних значениях средних поверхностных яркостей галактик в различных зонах вокруг центра скопления. Границы зон приведены во втором столбце таблицы. В третьем—пятом столбцах приведены данные (среднее значение средней поверхностной яркости, ее дисперсия и число галактик), относящиеся ко всему рассмотренному множеству галактик. В трех последних столбцах таблицы приведены ана-

логичные данные, полученные после исключения пяти галактик, у которых отклонение значения поверхностной яркости от среднего по зоне превосходит $3\sigma(\bar{B})$.

Для сравнения приведем средние значения и дисперсии средних поверхностных яркостей случайной выборки галактик, вычисленные на основании аналогичных данных о видимых величинах и угловых размерах галактик области с координатами $6^h 48^m < \alpha_{1950} < 14^h 12^m$ и $41^\circ < \delta_{1950} < 77^\circ$. Для 1918 галактик этой области в [6] было получено

$$\langle \bar{B} \rangle = 23.5, \quad \sigma^2(\bar{B}) = 0.94. \quad (1)$$

Аналогичные данные, полученные после исключения семи галактик, у которых отклонение \bar{B} от среднего по выборке превосходит $3\sigma(\bar{B})$, таковы:

$$\langle \bar{B} \rangle = 23.5, \quad \sigma^2(\bar{B}) = 0.90. \quad (2)$$

Сравнение данных табл. 1 с приведенными данными, соответствующими случайной выборке галактик, показывает, что рассмотренная область вокруг центра скопления в Волосах Вероники по средним поверхностным яркостям галактик и их дисперсиям может быть разделена на следующие три части.

Зона I ($1^\circ < \delta < 15^\circ$). Центральный круг с радиусом, практически совпадающим с минимальной из имеющихся оценок угловых размеров скопления. Среднее значение средней поверхностной яркости с высоким уровнем статистической значимости превосходит значение, соответствующее случайной выборке галактик. Второй особенностью зоны является уменьшение среднего значения поверхностной яркости с расстоянием от центра. Для лучшей иллюстрации этого обстоятельства отметим, что для 19 галактик с $\delta < 15'$ имеем $\langle \bar{B} \rangle = 22.6$, $\sigma^2(\bar{B}) = 0.55$. Наконец, несмотря на имеющийся ход с расстоянием от центра, поверхностные яркости галактик зоны I отличаются от данных по случайной выборке галактик малой дисперсией. Отличие дисперсий средних поверхностных яркостей галактик этой зоны и случайной выборки имеет статистическую значимость на уровне 1 процента.

Зона II ($15^\circ < \delta < 6^\circ$). Кольцевая зона с внешним радиусом, практически совпадающим с оценкой радиуса скопления, данной Цвикки. Среднее значение средней поверхностной яркости галактик этой зоны не отличается от значения, соответствующего случайной выборке. Однако дисперсия средней поверхностной яркости заметно меньше величины, соответствующей случайной выборке. Различие между дисперсиями поверхностной

яркости галактик зоны II, с одной стороны, и случайной выборки галактик (или галактик следующей зоны), с другой, имеет статистическую значимость на уровне 5 процентов.

Зона III ($6^\circ < \theta < 12^\circ$). В этой зоне среднее значение поверхностной яркости галактик и ее дисперсия практически не отличаются от значений, соответствующих случайной выборке галактик. Следовательно, ни одна из особенностей, характерных для центральной части скопления, вне круга с $\theta < 6^\circ$ не проявляется. При этом имеется довольно резкий перепад дисперсии на внутренней границе зоны III.

Таким образом, среднее значение средней поверхностной яркости галактик в скоплении в Волосах Вероники более или менее монотонно убывает с удалением от центра до расстояния 15. При этом дисперсия поверхностных яркостей значительно меньше, чем значение, соответствующее галактикам, находящимся вне скопления. Это обстоятельство естественно ассоциируется с наличием сегрегации галактик скопления по светимости, проявляющейся в большей концентрации галактик высокой светимости к центру скопления. Сегрегация же галактик по поверхностной яркости является прямым указанием на то, что интегральные светимости растут быстрее, чем квадраты линейных размеров галактик.

Если бы не существование зоны II, характеризующейся малой дисперсией поверхностных яркостей, то факт уменьшения средних поверхностных яркостей внутри зоны I можно было бы в принципе объяснить также изменением морфологического состава галактик скопления с удалением от центра. Однако подобное изменение должно было повлечь за собой и рост дисперсии вплоть до границы скопления. Поскольку же в зоне II при среднем значении средней поверхностной яркости, практически совпадающем с величиной, наблюдаемой в случайной выборке галактик, имеется заметно меньшая ее дисперсия, то представляется более естественным заключение, что радиус скопления близок к внешнему радиусу зоны II. Поведение средних поверхностных яркостей может быть обусловлено тем, что условия образования галактик были различными на разных расстояниях от центра, а галактики, образовавшиеся в близких условиях, наделены сходными характеристиками. Возможно, что в зоне II морфологический состав галактик действительно заметно отличается от состава центральной зоны. В этом случае следует заключить, что галактики отдельных морфологических типов имеют меньшую дисперсию средних поверхностных яркостей, чем галактики тех же типов в случайной выборке.

Автор благодарен академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение.

THE DISTRIBUTION OF MEAN SURFACE BRIGHTNESSES
OF GALAXIES IN COMA CLUSTER

M. A. ARAKELIAN

The dependence of mean surface brightnesses \bar{B} of galaxies in the cluster region and their dispersions $\sigma^2(\bar{B})$ are considered as functions of distance from the center of the cluster (Table 1). The mean value of \bar{B} of galaxies of central zone I ($\theta < 1.5$) is significantly higher than the value obtained for random sample of galaxies (1) and (2) and reveals some trend toward the edge of this zone. $\sigma^2(\bar{B})$ in central zone is noticeable less than that of random sample.

The mean value of surface brightness for galaxies of circular zone II ($1.5 < \theta < 6.0$) practically coincides with that of random sample but dispersion of \bar{B} remains noticeably less.

Therefore the cluster may be considered as covering the region with $\theta < 6^\circ$. The small value of dispersion of \bar{B} can be caused by similar conditions of formation taking place at the given distance from the center of the cluster. As to the decrease of the mean surface brightness with distance it may be due to the dependence of these conditions of formation upon distance.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Zwicky, *Morphological Astronomy*, 1957.
2. T. Noonan, *P. A. S. P.*, 73, 213, 1961.
3. G. O. Abell, *Problems of Extragalactic Research*, 213, 1962.
4. G. O. Omer, *Th. L. Page, A. G. Wilson*, *A. J.*, 70, 440, 1965.
5. H. J. Rood, *Th. L. Page, E. C. Kintner*, *Ap. J.*, 175, 627, 1972.
6. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 10, 507, 1974.
7. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, v. II, 1963.
8. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, v. III, 1966.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. II, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

КИНЕТИКА НЕЙТРОНИЗАЦИИ В СВЕРХПЛОТНОМ ЗАМАГНИЧЕННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Г. А. ШУЛЬМАН

Поступила 7 октября 1975

Пересмотрена 4 мая 1976

Оценивается время процесса нейтронизации замагниченного вещества после достижения водородом, гелием, углеродом и железом термодинамически необходимой предельной плотности. Показано, что сверхсильные магнитные поля напряженностью $10^{11} - 10^{12}$ эс уменьшают время нейтронизации на один—три порядка. Определены предельные магнитные поля при заданной массовой плотности вещества, выше которых релятивистский электронный газ нельзя считать вырожденным и идеальным.

1. *Введение:* Как известно, явление нейтронизации имеет место в сверхплотном веществе выше определенных значений массовой плотности. Начиная с $\rho \sim 10^7$ г/см³, в атомных ядрах идет процесс превращения протонов в нейтроны. Требуемая для нейтронизации энергия превышает энергию покоя электрона и потому процесс нейтронизации протекает в вырожденном релятивистском электронном газе [1].

В связи с открытием пульсаров стало ясно, что на их поверхности напряженность магнитного поля может достигать величины порядка $10^{10} - 10^{11}$ эс, а, возможно, даже и большей [2]. Поскольку вещество пульсара в большей своей части представляет собой хорошо проводящую холодную нейтральную плазму, то напряженность замороженного магнитного поля в его недрах должна быть еще выше, чем на поверхности. Это и позволяет поставить вопрос о свойствах сверхплотного вещества в присутствии сверхсильных магнитных полей.

Сверхсильные магнитные поля напряженностью $H \sim 10^{10}$ эс и более существенно изменяют величину порога нейтронизации холодного водорода [3], порога появления свободных нейтронов в холодном плотном веществе [4], способствуют снятию вырождения и отклонению от приближения идеального газа у релятивистских электронов [5], влияют на вы-

треннюю структуру холодных сверхплотных звезд с вмороженным магнитным полем [6, 7], на β -распад нейтрона [8—11], на скорость протон-протонной термоядерной реакции [12].

Представляет также интерес рассчитать в зависимости от напряженности вмороженного в сверхплотное вещество магнитного поля временной ход процесса превращения протонов атомных ядер в нейтроны. Подобная задача без учета влияния магнитного поля рассматривалась ранее Д. А. Франк-Каменецким [13].

Скорость нейтронизации в сверхплотном веществе с вмороженным сверхсильным магнитным полем определяется зависимостью энергии Ферми релятивистских электронов от напряженности магнитного поля, изменением фазового объема электронов при наличии сильного поля, а также отличием волновой функции электрона от функции свободной частицы из-за сильного магнитного поля. Влияние этих трех факторов, как мы увидим ниже, достаточно заметно изменяет скорость нейтронизации в сверхплотном сильно замагниченном веществе.

Как и в [13], мы рассматриваем реакцию в виде



где A и B — ядра, Δ — разность энергий. В дальнейшем величину Δ , а также фермиевскую кинетическую энергию электронов будем выражать в единицах $m_e c^2$.

Численные оценки, учитывающие влияние сверхсильного магнитного поля, мы будем, как и в [13], проводить для следующих конкретных реакций нейтронизации:

- а) $H^1 + e^- \rightarrow n + \nu_e - 0.783 \text{ Мэв}, \quad \Delta = 2.53;$
- б) $He^4 + e^- \rightarrow H^3 + n + \nu_e - 20.595 \text{ Мэв}, \quad \Delta = 41.3;$
- в) $C^{12} + e^- \rightarrow B^{11} + n + \nu_e - 16.740 \text{ Мэв}, \quad \Delta = 33.8;$
- г) $Fe^{56} + e^- \rightarrow Mn^{55} + n + \nu_e - 10.937 \text{ Мэв}, \quad \Delta = 22.4.$

Результаты нашего расчета, очевидно, могут иметь значение для анализа динамики электронно-ядерных превращений в недрах сверхплотных звезд с вмороженным сверхсильным магнитным полем.

2. Сильно вырожденный релятивистский электронный газ в квантующем постоянном и однородном магнитном поле. Уровень энергии релятивистского электрона в постоянном и однородном магнитном поле напряженностью H , направленном по оси OZ , определяется формулой [14]

$$\varepsilon(p_z, H) = \{m_e^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 2m_e c^2 [\mu_B H(2n + 1) + 2\mu_B H]\}^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ — номер квантового уровня Ландау, μ_B — магнитный момент электрона, заряд которого e и масса m_e , \hbar — постоянная Планка, c — скорость света, $s = \pm 1/2$ — спиновое квантовое число.

Считая концентрацию сильно вырожденных релятивистских электронов n_e заданной, их уровень Ферми легко определить из уравнения

$$n_e = \int g_H(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где $g_H(\varepsilon)$ — плотность числа квантовых состояний электрона в однородном магнитном поле.

Следуя способу, изложенному в [15], из (3) легко получить для релятивистского электронного газа в квантующем постоянном и однородном магнитном поле

$$n_e = \frac{m \mu_B}{\pi^2 \hbar^2 c} \sum_s \left(V \varepsilon_s^2 - m_e^2 c^4 + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} V \sqrt{\varepsilon_s^2 - m_e^2 c^4 - 2m_e c^2 \mu_B H (2n + 1) - 2s \mu_B H} \right), \quad (4)$$

где ε_s — фермиевская кинетическая энергия релятивистских электронов в квантующем магнитном поле.

В дальнейшем нас будут интересовать энергетические состояния с квантовым уровнем Ландау $n = 0$. Такие состояния принято называть квантовым пределом [15]. В квантовом пределе энергетические характеристики электронного газа резко уменьшаются с ростом напряженности магнитного поля, что должно существенно изменять кинетику нейтронизации. Если же $n \geq 1$, то изменение энергетических характеристик электронного газа в постоянном однородном магнитном поле является незначительным и потому их фермиевская кинетическая энергия практически не будет оказывать воздействия на динамику электронно-ядерных превращений.

Нижнюю границу напряженности магнитного поля в квантовом пределе мы можем определить, положив $n = 0$ и $s = -1/2$.

В этом случае из (4) мы будем иметь следующее условие:

$$\varepsilon_s^2 - m_e^2 c^4 \leq 2m_e c^2 \mu_B H, \quad (5)$$

которое может быть записано в виде

$$H_e > 2^{2/3} \pi^{4/3} \frac{\hbar c}{e} n_e^{2/3} = \left(\frac{12}{9} \right)^{1/3} \frac{\varepsilon_{e0}^2 - m_e^2 c^4}{m_e^2 c^4} H_{кр}, \quad (6)$$

где

$$H_{кр} = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 4.414 \cdot 10^{13} \text{ эс} \quad (7)$$

есть критическое магнитное поле для электронов [16].

$$\frac{\varepsilon_{Ф}^2 - m_e^2 c^4}{m_e^2 c^4} = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} \quad (8)$$

есть фермиевская кинетическая энергия релятивистских электронов в единицах $m_e c^2$ [13], $\lambda_c = \hbar / (m_e c)$ — комптоновская длина волны электрона.

Из формулы (4) легко получить, что энергия Ферми ультрарелятивистского электронного газа в квантовом пределе сверхсильных магнитных полей

$$\varepsilon_e(H) = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_{Ф}^3}{2m_e c^2 \mu_B H} \quad (9)$$

Если ввести обозначение

$$x_e^2 = \frac{\varepsilon_{Ф}^2(H)}{2m_e c^2 \mu_B H} \quad (10)$$

то из (4) в согласии с [3] имеем

$$2m_e c^2 \mu_B H = \left(\frac{3}{2} x_e \right)^{2/3} \quad (11)$$

и

$$\varepsilon_e(H) = \left(\frac{2}{3} \right)^{1/3} \varepsilon_{Ф} x_e^{2/3} = (3\pi^2 n_e)^{1/3} \lambda_c \left(\frac{2}{3} x_e^2 \right)^{1/3} \quad (12)$$

Последнее соотношение определяет в параметрическом виде зависимость

$$\varepsilon_e(H)/\varepsilon_{Ф} \text{ от } \varepsilon_{Ф}^2 / 2m_e c^2 \mu_B H$$

и совпадает с выражением для химического потенциала ультрарелятивистского электронного газа в однородном сверхсильном магнитном поле [4].

В принятых выше обозначениях (см. формулы (8) и (10)) фермиевская кинетическая энергия электронов в сверхсильном магнитном поле может быть представлена как функция от безразмерной электронной концентрации $\nu = 3\pi^2 n_e \lambda_c^3$ и безразмерного параметра x_e^2 :

$$\varepsilon_m(H) = \frac{\varepsilon_e(H)}{m_e c^2} = (3\pi^2 n_e \lambda_c^3)^{1/3} \left(\frac{2}{3} x_e^2 \right)^{1/3} \quad (13)$$

С ростом напряженности однородного магнитного поля безразмерный параметр x_+^2 убывает, что ведет к уменьшению фермиевской кинетической энергии $\epsilon_+(H)$.

3. *Статистическая функция нейтронизации сверхплотного замагниченного вещества.* Вероятность процесса нейтронизации (1) определяется соотношением [13]:

$$dW = 2\pi\hbar^{-1} |\langle H' \rangle|^2 \frac{dn}{dE} \quad (14)$$

Матричный элемент $\langle H' \rangle$ для нейтронизации в замагниченном веществе равен матричному элементу обратного ей β -распада в присутствии магнитных полей

$$B \rightarrow A + e^- + \bar{\nu}_e + \Delta, \quad (15)$$

а число квантовых состояний вырожденных замагниченных электронов и свободных нейтрино dn/dE может быть легко определено, если учесть, что число квантовых состояний электрона, находящегося в квантующем постоянном однородном магнитном поле, направленном по оси OZ , равно [17]

$$\frac{eH}{4\pi^2\hbar^2c} dp_x \quad (16)$$

а энергетический спектр замагниченных электронов определяется формулой (2).

Для нахождения полной вероятности мы должны интегрировать в выражении (14) по энергии от 0 до Δ в случае β -распада, а в случае нейтронизации от Δ до $\epsilon_m(H)$.

Таким образом, вероятность нейтронизации в полностью вырожденном замагниченном веществе может быть выражена через приведенное время обратного ей β -процесса как

$$W(H) = \frac{\bar{W}(H)}{f(H)t_0(H)}, \quad (17)$$

где безразмерная функция

$$\bar{W}(H) = w(\epsilon_m(H)) - w(\Delta), \quad (18)$$

$$\bar{W} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\epsilon_m(H)} \int_{\Delta}^{\epsilon_m(H)} (\epsilon_e^2 - a^2)^{-1/2} \epsilon_e (\epsilon_0 - \epsilon_e)^2 d\epsilon_e, \quad (19)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\Delta}{m_e c^2}, \quad \varepsilon_e = \frac{\varepsilon_e f(H)}{m_e c^2}, \quad a^2 = 1 - \frac{2}{m_e c^2} [\mu_B H (2n+1) + 2\mu_B H], \quad (20)$$

выражение

$$w(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} (\varepsilon_e^2 - a^2)^{-1/2} \varepsilon_e (\varepsilon_0 - \varepsilon_e)^2 d\varepsilon_e \quad (21)$$

есть статистическая функция Ферми β -распада с учетом магнитного поля.

Интеграл (21) легко берется аналитически [18]:

$$w(\varepsilon) = \frac{1}{3} [(\varepsilon^3 - a^2)^{3/2} - (1 - a^2)^{3/2}] + a^2 [(\varepsilon^2 - a^2)^{1/2} - (1 - a^2)^{1/2}] - \\ - \Delta \left[\varepsilon (\varepsilon^2 - a^2)^{1/2} - (1 - a^2)^{1/2} + a^2 \ln \frac{|\varepsilon + (\varepsilon^2 - a^2)^{1/2}|}{|1 + (1 - a^2)^{1/2}|} \right] + \\ + \Delta^2 |(\varepsilon^2 - a^2)^{1/2} - (1 - a^2)^{1/2}|. \quad (22)$$

При больших плотностях статистическая функция нейтронизации замagnetического вещества в квантовом пределе сверхсильных магнитных полей [7] ($n=0$, $\nu=-1/2$, $a^2=1$) стремится к предельному виду:

$$W(H) \approx \frac{1}{3} [\varepsilon_m^3(H) - \Delta^3]. \quad (23)$$

Здесь мы, как и в [13], рассматриваем такую ситуацию, когда $\varepsilon_m(H) > \Delta$ и считаем $\Delta \gg 1$.

Произведение $f(H)t_\beta(H)$ в формуле (17) мы можем выразить через произведение f_t без учета влияния магнитного поля, данные о которых имеются в [13].

В [9—11] было показано, что вероятность β -распада нейтрона в присутствии сверхсильных магнитных полей ($H > 2.7 H_{sp}$) определяется соотношением

$$W(H) = 0.77 \frac{H}{H_{sp}} W(0), \quad (24)$$

где $W(0)$ —вероятность β -распада нейтрона в отсутствие внешних воздействий.

Поскольку полная вероятность распада определяет обратное время жизни, мы легко можем найти, что

$$t_\beta(H) = 1.299 \frac{H_{sp}}{H} t_\beta. \quad (25)$$

Аналогично выразим $f(H)$ для замагниченного вещества через соответствующую величину без учета влияния магнитного поля

$$f(H) \approx \frac{5}{3} \Delta^{-2} f, \quad f \approx \frac{1}{5} \Delta^3 [13]. \quad (26)$$

Легко заметить теперь, что

$$f(H) t_m(H) \approx 2.165 \frac{H_{\text{кр}}}{H} \Delta^{-2} f t_3. \quad (27)$$

4. *Время нейтронизации в сверхплотном замагниченном веществе.* Процесс нейтронизации в сверхплотном веществе начинается с того момента, когда $\varepsilon_m(H)$ достигает значения, равного Δ . В присутствии сверхсильного магнитного поля величина $\varepsilon_m(H)$ может стать меньше Δ , и тогда процесс нейтронизации прекращается.

Мы рассмотрим такую ситуацию, когда $\varepsilon_m(H) > \Delta$. В том случае, если $\Delta \gg 1$, статистическая функция нейтронизации имеет вид (23).

Для всех ядер, кроме водорода, за первичной реакцией должна следовать цепочка последовательных процессов нейтронизации образующихся ядер. В такой цепочке скорость суммарного процесса определяется самой медленной реакцией [13].

Уравнение кинетики процесса нейтронизации мы можем записать, как и в [13]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{Z} \frac{dn_s}{dt} = -W N = -\frac{\bar{W}}{f(H) t_m(H)} N, \quad (28)$$

где N — концентрация ядер.

С учетом выражений (13), (23) и (27) уравнение кинетики нейтронизации в сверхплотном замагниченном веществе мы можем представить в виде

$$\frac{dn_s}{dt} = -\frac{3 \cdot 7_c^3}{6.495} \frac{H}{H_{\text{кр}}} \frac{2}{3} x_c^2 \frac{\Delta^3}{f t_3} (n_s - n_s) n_s. \quad (29)$$

Здесь

$$n_s = \frac{3}{2} x_c^{-2} n_{e0}, \quad (30)$$

где n_{e0} есть равновесная концентрация электронов в отсутствие магнитного поля, находящаяся из условия

$$\varepsilon_m(n_{e0}) = \Delta. \quad (31)$$

Иными словами, в присутствии сверхсильных магнитных полей процесс нейтронизации начинается при более высоких значениях массовых плотностей.

Уравнение (29) легко интегрируется. Для времени, за которое электронная концентрация уменьшается от значения n_0 до текущего значения n_1 , получаем

$$t \approx 2.165 \frac{H_{ep} 3ft_3}{H \Delta^3} \ln \left| \frac{n_0(n_0 - n_1)}{n_0(n_0 - n_1)} \right|. \quad (32)$$

Отсюда вытекает, что время нейтронизации зависит от начальной и конечной плотностей логарифмически, если только начальная концентрация замагниченных электронов обеспечивает энергию Ферми, заметно превышающую Δ . Зависимость времени нейтронизации от величины напряженности замороженного магнитного поля определяется не только множителем, в который входит H , но также и начальными и конечными значениями электронной плотности, которые также зависят от H .

Если начальная концентрация замагниченных электронов $n_0 \gg n_1$ и $n_0 \gg n_c$, то из (32) мы имеем

$$t \approx 2.165 \frac{H_{ep} 3ft_3}{H \Delta^3} n_1 (n_1^{-1} - n_0^{-1}). \quad (33)$$

С учетом выражения (30) мы можем теперь оценить время нейтронизации для сверхплотного вещества в квантовом пределе замороженных сверхсильных магнитных полей по порядку величины

$$t_n \sim 2.165 \frac{H_{ep} 3ft_3}{H \Delta^3} 1.5 x_c^{-2}. \quad (34)$$

Итак, мы видим, что влияние сверхсильного магнитного поля на время нейтронизации имеет довольно сложный характер и его учет в формуле (34) определяется двумя множителями H^{-1} и x_c^{-2} .

Легко показать, что в случае слабых магнитных полей ($x_c^2 > 6-8$ и $H < H_{ep}$) поправочные множители, учитывающие магнитное поле в выражениях для полной вероятности β -распада [9] и энергии Ферми [10] релятивистского электронного газа весьма малы и время нейтронизации по порядку величины [13]

$$t_n \sim 3ft_3 \Delta^{-3}. \quad (35)$$

Электронный газ сверхплотного вещества с замороженным магнитным полем будет идеальным, если выполнено условие

$$\frac{\epsilon_{ep}}{\epsilon_0(H)} \ll 1. \quad (36)$$

Здесь $\varepsilon_{\text{вза}} \approx Z^2 r^{-1}$ — средняя энергия взаимодействия электрона с электронами и ядрами одинакового порядка; Ze — заряд ядра, $r \approx (Zn_e^{-1})^{1/3}$ — среднее расстояние между электронами и ядром. Вследствие экранировки средняя энергия взаимодействия электрона с ядрами, находящимися вне сферы радиуса r , равна нулю.

Практически достоверным предельное магнитное поле, в результате действия которого релятивистский электронный газ уже не будет идеальным, мы можем определить, положив

$$\varepsilon_{\text{вза}} \approx 0.1 \varepsilon_0(H), \quad (37)$$

что дает

$$(x_e^2)_{\text{min}} \approx 50 \left(\frac{e^2}{hc} \right)^3 Z^2. \quad (38)$$

С учетом формулы (10) предельное магнитное поле

$$H_{\text{max}} \approx 10^{-2} \frac{\Delta^2}{m_e c^2 \alpha_B} \left(\frac{e^2}{hc} \right)^{-3} Z^{-2}. \quad (39)$$

Температура вырождения релятивистского электронного газа в функции напряженности магнитного поля H может быть определена по формуле

$$T_e(H) = T_0 \left(\frac{2}{3} \right)^{1/3} x_e^{2/3}, \quad T_0 = \frac{\Delta}{k}, \quad (40)$$

где T_0 — температура вырождения электронного газа и отсутствие внешних воздействий, k — постоянная Больцмана. При H_{max} , как видно из табл. 1 температура вырождения уменьшается на два порядка для H^1 , He^2 и C^6 и на один порядок для Fe^{26} .

Если же $x_e^2 = 10^{-1}$, то электронный газ остается крайне вырожденным и идеальным для всех четырех элементов. В табл. 1 приведены соответствующие параметру $x_e^2 = 10^{-1}$ значения напряженности магнитного поля, а также времена нейтронизации в отсутствие магнитного поля [13] и при его наличии в веществе. Из таблицы вытекает, что время нейтронизации в сверхплотном замагниченном веществе имеет тенденцию к уменьшению.

Для значений параметра x_e^2 , меньших 10^{-1} , наши оценки, очевидно, не будут достаточно достоверными, так как увеличение напряженности вмороженного магнитного поля способствует снятию вырождения и отклонению релятивистского электронного газа от приближения идеального газа.

Таким образом, мы видим, что в присутствии сверхсильных магнитных полей с напряженностью $H \sim 10^{13} - 10^{14}$ эс время нейтронизации рассматриваемых нами четырех элементов уменьшается примерно на один—три порядка. Значений напряженности вмороженного магнитного поля $H \sim 10^{13} - 10^{14}$ эс мы вправе ожидать в недрах холодных сверхплотных звезд с напряженностью $H_e \sim 2 \cdot 10^{13}$ эс на их поверхности [6]. При этом следует отметить, что вплоть до полей $H \sim 10^{14}$ эс в сверхплотном замагниченном веществе не происходит спонтанного рождения электрон-позитронных пар [6].

Таблица 1

Элемент	H_e , эс	$(x_n^2)_{\text{min}}$	H_{max} , эс	$T_m(H) T_0$	Для $x_n^2 = 0.1$		
					H , эс	$t_{\text{н}}$, сек [13]	$t_n(H)$, сек
H ¹	$1.6 \cdot 10^{14}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{-7}$	$2.9 \cdot 10^{15}$	$1.7 \cdot 10$	8.4
He ⁴	$7.4 \cdot 10^{14}$	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$8.6 \cdot 10^{13}$	$3.8 \cdot 10^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{17}$	10^5	$2.0 \cdot 10^{+4}$
C ¹²	$4.7 \cdot 10^{14}$	$7.2 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{13}$	$7.8 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^{17}$	$4.6 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
Fe ⁵⁶	$1.2 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{16}$	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$2.4 \cdot 10^{17}$	4.0	$6.0 \cdot 10^{-3}$

В заключение отметим, что, как и в случае обычного сверхплотного вещества, нейтронизация водорода в присутствии сверхсильных магнитных полей едва ли может иметь реальное значение, так как водород, вероятно, будет израсходован за счет термоядерных или пикноядерных реакций [19, 20]. Как показано в [12], сверхсильные магнитные поля с напряженностью $H > 10^{14}$ эс увеличивают скорость протон-протонной термоядерной реакции. Пикноядерные же реакции идут при плотностях $\rho > 10^4$ г/см⁻³. Сверхсильные магнитные поля с напряженностью $H > 10^{14}$ эс будут уже оказывать влияние также и на скорость пикноядерной реакции плотного водорода, так как в этом случае вклад в энергию колебаний ядер, рассматриваемых как линейный гармонический осциллятор, из-за наличия магнитного поля будет превышать их энергию нулевых колебаний [21]. Вопрос этот, однако, будет рассмотрен отдельно.

Оценка скорости нейтронизации гелия, углерода и железа в сверхплотном замагниченном веществе имеет значение для выяснения механизма процессов, происходящих в недрах сверхплотных звезд с вмороженным сверхсильным магнитным полем.

Автор признателен рецензенту за существенные замечания.

Брестский государственный
педагогический институт

KINETICS OF NEUTRONIZATION IN SUPERDENSE MATTER
WITH INFROSSED MAGNETIC FIELD

G. A. SHULMAN

The time of neutronization process of infrosed matter is estimated after the achievement by hydrogen, helium, carbon and iron the thermodynamical necessary limit density. It is shown, that superstrong magnetic fields with tense 10^{11} — 10^{17} G decrease the time of neutronization by one — three order. The limit magnetic fields at a given mass density of a matter are determined. In the case of higher densities the relativistic electron gas cannot be considered as degenerative and ideal.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972, стр. 59.
2. G. Greenstein, *Ap. J.*, 177, 251, 1972.
3. Г. А. Шутьман, *Астрофизика*, 10, 543, 1974.
4. Г. А. Шутьман, *Астрофизика*, 11, 89, 1975.
5. Г. А. Шутьман, В. С. Секержидкий, *Астрофизика*, 13, 165, 1977.
6. Г. А. Шутьман, *Астрон. ж.*, 52, 1166, 1975.
7. Г. А. Шутьман, *Астрон. ж.*, 53, 755, 1976.
8. L. Fasso-Canuto, *Phys. Rev.*, 187, 2141, 1969.
9. R. F. O'Connell, I. I. Matese, *Nature*, 222, 649, 1969.
10. I. I. Matese, R. F. O'Connell, *Phys. Rev.*, 180, 1289, 1969.
11. R. F. O'Connell, I. I. Matese, *Phys. Letters*, 29A, 533, 1969.
12. Chin Kang Chou, *Astrophys. Space Sci.*, 10, 291, 1971.
13. Д. А. Франк-Каменский, *ЖЭТФ*, 42, 875, 1962.
14. А. Н. Ахисвер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969, стр. 142.
15. Б. М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Л., 1970, стр. 173.
16. С. В. Вонсовский, *Магнетизм микрочастиц*, Наука, М., 1973, стр. 212.
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматгиз, М., 1963, стр. 495.
18. Г. Б. Давйт, *Таблицы интегралов и другие математические формулы*, Наука, М., 1966, стр. 54—55.
19. Я. Б. Эльзович, *ЖЭТФ*, 33, 991, 1957.
20. A. G. W. Sitterton, *Ap. J.*, 130, 916, 1959.
21. В. Н. Козан, В. М. Галицкий, *Сборник задач по квантовой механике*, Гостехиздат, М., 1956, стр. 329.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

СВЕРХПЛОТНАЯ ВЫРОЖДЕННАЯ ПЛАЗМА

Г. С. СААКЯН, А. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 11 октября 1977

Показано, что в вырожденном веществе при плотностях $\rho > 3.4 \cdot 10^{10}$ $\text{г}/\text{см}^3$ явление нейтронизации должно смениться пионизацией. С повышением плотности относительное число отрицательных пионов в ядрах монотонно растет, и то время как концентрации нейтронов и протонов замораживаются на значениях 0.6 и 0.4. При плотности $6 \cdot 10^{11}$ $\text{г}/\text{см}^3$ и давлении $6.6 \cdot 10^{29}$ $\text{эрг}/\text{см}^2$ совершается фазовый переход в состояние сплошной ядерной материи. В этой фазе числа нейтронов, протонов и пионов равны $0.591 N$; $0.409 N$; $0.406 N$, N — число нуклонов, а состояние сходно с жидким: вещество находится в связанном состоянии (химические потенциалы нуклонов отрицательны) и несжимаемо до давлений $\sim 5 \cdot 10^{33}$ $\text{эрг}/\text{см}^3$. Проведено качественное рассмотрение адронной плазмы при плотностях выше ядерной. Получено уравнение состояния вырожденной плазмы во всем диапазоне плотностей.

1. *Введение.* За последние два десятилетия теория сверхплотных небесных тел презрпатилась в один из важных разделов астрофизики. Ее актуальность особенно возросла после открытия пульсаров. Впервые идея о сверхплотных небесных телах возникла в работе Ландау [1]. Теория белых карликов в основном была разработана в работах Чандрасекара [2] и других [3—5]. В 30-х годах в работах Бааде, Цвикки [6] и Оппенгеймера и Волкова [7] возникло представление о нейтронных звездах — конфигурациях, преимущественно состоящих из нейтронов. Открытие гиперонов и других адронов после 1950 г., а также появление космогонической концепции В. А. Амбарцумяна в 1958 г. [8] послужили мощным стимулом для интенсивных исследований в области теории сверхплотных небесных тел [9—12]. Новым важным этапом в этой области явилось открытие явления пионизации вещества. Впервые в работах Мингала [13] было обращено внимание на роль π -мезонов в атомных ядрах. Позже в ряде работ [13—18] исследовалось образование π -конденсата в бесконечной ядерной материи. В работе [19] было установлено, что на самом деле пионизация вещества

начинается при плотностях, на $3 \div 4$ порядка ниже ядерной. Начиная с граничной энергии электронов порядка нескольких мэв, атомные ядра в плазме заполняются π^- -мезонами. Появление π^- -мезонов оказывается выгодным, поскольку замедляет сравнительно быстрый рост граничной энергии электронов, что приводит к уменьшению энергии системы. Примечательно, что с появлением пионов нейтронизация вещества прекращается на значениях концентраций протонов и нейтронов, равных 0.4 и 0.6.

Содержание предлагаемой статьи является развитием нашей работы [19]. Удалось провести ряд уточнений, которые, как нам кажется, могут привести к важным астрофизическим следствиям.

2. Уточненная формула Вайцзеккера. Корректное исследование состояния пионного конденсата в ядерном веществе представляет трудную задачу, поскольку оно требует хорошего знания нуклон-нуклонного, пион-пионного и нуклон-пионного взаимодействий. Но дело осложняется еще и тем, что здесь существенны многочастичные взаимодействия. В работе [20] такое сложное теоретическое исследование вопроса заменено феноменологическим рассмотрением. В силу ряда особенностей, существующих в тяжелых ядрах с $A \approx 200$, в них, по-видимому, должны присутствовать отрицательные пионы помимо нейтрального мезонного фона, исследованного в [13]. Введя в известную формулу Вайцзеккера соответствующие слагаемые, учитывающие наличие π^- -мезонов в ядрах, и затем, методом наименьших квадратов, согласуя теоретическую формулу с экспериментальными значениями энергии связи ядер, были определены все коэффициенты, входящие в уточненную формулу масс

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_n)^2}{A^{1/3}} + c_3 \frac{[N_n - (N_p - N_n)]^2}{A} + c_4 \frac{[N_n - (N_p - N_n)]^4}{A^2} + c_5 \frac{N_n^2}{A} + c_6 N_n, \quad (1)$$

где N_n , N_p , N_π соответственно числа нейтронов, протонов и π^- -мезонов, $A = N_n + N_p$ — массовое число. Кулоновский член пропорционален $(N_p - N_n)^2$, поскольку заряд ядра определяется протонами и π^- -мезонами. N_π протонов, которые в соответствии с p -волновым пион-нуклонным взаимодействием при низких энергиях можно представить окруженными мезонным облаком, очевидно, в некотором смысле не тождественны с оставшимися $N_p - N_\pi$ -протонами. Поэтому они не учтены в VI и VII слагаемых, представляющих энергию симметрии нуклонов. Их обменная энергия отдельно представлена VIII слагаемым. Последний член в (1) есть ползучая энергия пионов.

По нашим представлениям в ядрах с $A \lesssim 200$ нет отрицательных пионов. В этой области формула (1) без дополнительных членов удовлетворительно описывает зависимость энергии связи нуклона от A и Z . Поэтому для коэффициентов $c_0 \div c_3$ принимались известные в литературе значения.

$$c_0 = 15.75; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7 \text{ Мэв.} \quad (2)$$

Коэффициент c_4 дополнительного члена энергии симметрии сначала был определен по энергиям связи ядер с $50 \leq A \leq 257$. Пионные параметры c_3 и c_2 определялись по 200 ядрам с $220 \leq A \leq 257$. Вместе с ними уточнялось также и значение c_4 . Было найдено

$$c_4 = -3.5; \quad c_3 = 17.65; \quad c_2 = 11.96 \text{ Мэв.} \quad (2')$$

Среднеквадратичная ошибка энергий связи нуклона, рассчитанная по формуле (1), при этих значениях параметров c_4 , c_3 и c_2 в рассматриваемой области примерно на порядок больше экспериментальных ошибок. Если предположить, что все слагаемые (1) имеют примерно одинаковый вклад в $(\Delta b)^2$, то

$$\begin{aligned} \Delta c_0 &= \pm 0.001; \quad \Delta c_1 = \pm 0.007; \quad \Delta c_2 = \pm 0.0002; \quad \Delta c_3 = \pm 0.02; \\ \Delta c_4 &= \pm 0.67; \quad \Delta c_3' = \pm 2.06; \quad \Delta c_2' = \pm 0.19 \text{ Мэв.} \end{aligned} \quad (3)$$

Принимая за основу (1), можно убедиться, что в ядрах с $A \lesssim 200$ мезонов нет [20]. В ядрах же с $A \gtrsim 200$ число π^- -мезонов в изобарах с наибольшими порядковыми номерами Z сравнительно мало, а с уменьшением Z число их растет, достигая 5-7 частиц в изобарах с наименьшими Z . Так, например, для группы ядер с $A = 230$ и $Z = 93, 92, 91, 90, 88, N_n = 1, 2, 3, 4, 7$, а при $A = 254$ и $Z = 102, 101, 100, 99, 98, N_n = 2, 4, 4, 5, 6$.

3. *Явление пионизации в вырожденной плазме.* В нашей предыдущей работе [19] было показано, что в вырожденной A_c -плазме происходит пионизация ядер. В обычных условиях для стабильности π^- -мезонов необходимо, чтобы их химический потенциал не превышал величины порядка $m_\pi c^2$. Это условие удовлетворяется лишь в изобарах тяжелых ядер. В вырожденной плазме условия для устойчивости отрицательных пионов более благоприятны, поскольку число их определяется из равенства химического потенциала этих частиц граничной энергии электронов: $\mu_\pi = \mu_e$. В [19] эффект пионизации исследовался путем некоторого видоизменения формулы Вайцзеккера, исходя из общих теоретических соображений. Вновь возвращаясь к этому вопросу, будем исходить из полуэмпирической формулы (1). Входящие в нее параметры пионов можно считать более достоверными, чем полученные путем теоретических расчетов, так как они, по сути дела, определены из экспериментальных данных энергий связи ядер.

Рассмотрим основное состояние $A\epsilon$ -плазмы, состоящей из вырожденного газа электронов и одинаковых атомных ядер с наибольшими значениями энергии связи $b(A, Z)$ нуклонов. Параметры $A, Z, b(A, Z)$ этих ядер определяются граничной энергией электронов, т. е. являются определенными функциями плотности. Состояние такой плазмы определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \mu_n &= \mu_p + \mu_e, \quad \mu_x = \mu_p, \\ Mc^2 &= N_n \mu_n + N_p \mu_p + N_x \mu_x = A \mu_n - Z \mu_p, \end{aligned} \quad (4)$$

где μ_x — химический потенциал частиц. Разумеется, полученные ниже результаты справедливы и при температурах, отличных от нуля, если они не превышают температур вырождения частиц. К системе (4) следует добавить условие электронейтральности плазмы.

$$n_e = \frac{Z}{A} n, \quad (5)$$

где n_e — плотность электронов, n — число нуклонов в расчете на единицу объема, n/A — плотность ядер, а $Z = N_p - N_x$.

Из (1) находим

$$\begin{aligned} \mu_n &= m_n c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} - \frac{c_2}{3} y^2 A^{2/3} + 2c_3(1 - 2y - y_x) - \\ &- c_3(1 - 2y - y_x)^2 + 4c_4(1 - 2y - y_x)^3 - 3c_4(1 - 2y - y_x)^4 - c_5 y_n^2, \\ \mu_p &= m_p c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} + 2c_2 y A^{2/3} - \\ &- \frac{c_2}{3} y^2 A^{2/3} - 2c_3(1 - 2y - y_x) - c_3(1 - 2y - y_x)^2 - \\ &- 4c_4(1 - 2y - y_x)^3 - 3c_4(1 - 2y - y_x)^4 - c_5 y_n^2, \\ \mu_x &= -2c_2 y A^{2/3} + c_2 + 2c_3(1 - 2y - y_x) + 4c_4(1 - 2y - y_x)^3 + 2c_5 y_n. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $y = Z/A$, а $y_x = N_x/A$. Химический потенциал электронов равен

$$\mu_e = a n_e^{1/3} = a (y n)^{1/3}, \quad (7)$$

где $a = 6.1145 \cdot 10^{-11}$ Мэв·см. Подставляя (6) и (7) в (4), приходим к результату

$$2c_1(1 - 2y - y_e) + 4c_1(1 - 2y - y_e)^3 - 2c_2 y_e - c_e + \Delta mc^2 = 0,$$

$$y_e = \frac{1}{4c} [a(y_n)^{1/3} + 2c_2 y A^{2/3} - 2c_e + \Delta mc^2], \quad (8)$$

$$y^3 = \frac{c_1}{2c_2 A}.$$

где $\Delta m = m_n - m_p$.

Параметры основного состояния вырожденной Ae -плазмы, определяемые системой уравнений (8), в зависимости от плотности массы

$$\rho = n \frac{M}{A} + \frac{3n_p y_e}{4c^2} = \frac{n}{c^2} \left(y_n - \frac{1}{4} y_e^3 \right) \quad (9)$$

приведены в табл. 1. Данные последней строки относятся к сплошной ядерной материи.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПЛОТНОЙ
ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

ρ (г·см ⁻³)	P (арг·см ⁻³)	A	$\frac{Z}{A} = \frac{N_p - N_n}{A}$	$\frac{N_n}{A}$	$m_n c^2 - \mu_n$ (Мэв)	μ_e (Мэв)	$(m_n - \rho/n)c^2$ (Мэв)
6.701 10 ⁶	5.444 10 ²³	62	0.450		9.01	0.75	9.09
7.289 10 ⁷	1.292 10 ²⁵	63	0.445		8.61	1.65	8.79
2.723 10 ⁸	7.374 10 ²⁵	65	0.440		8.21	2.55	8.49
1.376 10 ⁹	6.199 10 ²⁶	68	0.430		7.43	4.34	7.90
3.952 10 ⁹	2.450 10 ²⁷	71	0.420		6.67	6.12	7.32
8.669 10 ⁹	6.756 10 ²⁷	75	0.410		5.94	7.88	6.75
1.623 10 ¹⁰	1.507 10 ²⁸	78	0.400		5.23	9.63	6.20
2.736 10 ¹⁰	2.922 10 ²⁸	82	0.390		4.55	11.36	5.66
3.388 10 ¹⁰	3.818 20 ²⁸	85	0.385	0.001	4.24	12.15	5.41
3.574 10 ¹⁰	4.061 10 ²⁸	86	0.382	0.004	4.17	12.34	5.35
6.742 10 ¹⁰	8.319 10 ²⁸	104	0.347	0.043	3.29	14.76	4.57
1.138 10 ¹¹	1.462 10 ²⁹	127	0.314	0.080	2.55	17.00	3.88
1.778 10 ¹¹	2.300 10 ²⁹	157	0.283	0.114	1.94	19.04	3.28
2.621 10 ¹¹	3.330 10 ²⁹	195	0.253	0.147	1.44	20.88	2.77
3.697 10 ¹¹	4.511 10 ²⁹	246	0.226	0.177	1.05	22.53	2.32
5.032 10 ¹¹	5.784 10 ²⁹	314	0.200	0.205	0.74	23.97	1.94
5.806 10 ¹¹	6.432 10 ²⁹	356	0.188	0.218	0.62	24.62	1.77
6.052 10 ¹¹	6.627 10 ²⁹	370	0.184	0.221	0.58	24.80	1.72
2.841 10 ¹⁴	—	∞	0.00347	0.406	0.58	51.29	0.63

В изолированных ядрах π -мезоны имеются лишь при $A \lesssim 200$. В условиях вырожденной Ae -плазмы, начиная с $\rho = 3.4 \cdot 10^{10}$ г/см³, пионы появляются и в средних ядрах. При этой пороговой плотности массовое число неустойчивого ядра $A \approx 85$. С повышением плотности концентрация мезонов в ядрах монотонно растет, достигая предельного значения $y_{\pi} = 0.22$ в конце этой фазы. В этой точке $\rho = \rho_1 = 6 \cdot 10^{11}$ г/см³, $\mu_{\pi}^* = \mu_{\pi} - mc^2 = -0.58$ Мэв, $\mu_{\pi} = 24.80$ Мэв, а массовое число наиболее стабильного ядра $A = 370$. Затем совершается фазовый переход в состояние сплошной ядерной материи с $\rho = \rho_0 = 3 \cdot 10^{14}$ г/см³, $\mu_{\pi}^* = -0.58$ Мэв. При этом переходе плотность вещества испытывает скачок примерно в 500 раз. В интервале $6 \cdot 10^{11} \lesssim \rho \lesssim 3 \cdot 10^{14}$ г/см³ состояние плазмы нестабильное и, по-видимому, в соответствующих звездных конфигурациях оно не реализуется. Такой скачок можно мотивировать следующим образом. При повышении плотности за значением ρ_1 химический потенциал μ_{π}^* после небольшого роста до $\mu_{\pi}^* = -0.1$ Мэв уменьшается до значения $\mu_{\pi}^* = -0.58$ Мэв при $\rho = \rho_0$, а затем с повышением плотности снова монотонно растет. В равновесных конфигурациях, состоящих из вырожденного вещества соответствующих плотностей, такое поведение μ_{π}^* невозможно. В этом можно убедиться, рассматривая условие термодинамического равновесия вдоль радиуса достаточно плотных конфигураций, в которых имеется свободный нейтронный газ

$$\sqrt{g_{00}(r)} \cdot \mu_{\pi}^*(r) = \text{const}, \quad (10)$$

где $g_{00}(r)$ — временная компонента метрического тензора, а r — расстояние от центра звезды. Поскольку $g_{00}(r)$ с удалением от центра растет, μ_{π}^* должно монотонно убывать. Соотношение (10) справедливо до поверхности раздела фаз сплошной ядерной материи и Ae -плазмы. На этой поверхности соприкосновения, очевидно, должно иметь место термодинамическое равновесие между нейтронами в ядерном веществе и нейтронами в атомных ядрах Ae -плазмы. Среднее расстояние между частицами здесь достаточно мало и упомянутое равновесие за счет туннельного эффекта устанавливается мгновенно. Итак, из требования монотонности и непрерывности μ_{π}^* следует, что область плотностей $6 \cdot 10^{11} \lesssim \rho \lesssim 3 \cdot 10^{14}$ г/см³ не реализуется в соответствующих звездных конфигурациях. Строго говоря, эти рассуждения справедливы, если несжимаемость ядерного вещества достаточно высокая. В конфигурациях с центральным сверхмассивным ядром (с массой, значительно превышающей солнечную), по-видимому, возникнет необходимость учесть сжимаемость ядерного вещества. В таких случаях переход из Ae -плазмы в фазу сплошного ядерного вещества произойдет

при чуть большей плотности, соответствующей значениям химического потенциала в интервале $-0.58 \leq \mu_n \leq -0.1$ Мэв. Заметим, однако, что во всех случаях при переходе из одной фазы в другую скачок плотности примерно в 500 раз неизбежен.

До сих пор мы исходили из полуэмпирической формулы (1), в которой не учтено наличие слагаемых порядка $c_4 N_p^2 / A^2$. Для обычных ядер пренебрежение ими вполне оправдано. В сплошной ядерной материи и в ядрах Ас-плазмы, где π^- -мезонов сравнительно много, вклад таких членов может оказаться заметным. Из совершенно общих соображений можно было ожидать, что $c_3 \approx c_2$, в чем мы убедились путем численных расчетов при уточнении формулы Вайцзеккера (1). По той же логике естественно ожидать, что $c_4 N_p^2 / A^2 \approx c_4 (N_p - (N_p - N_n))^2 / A^2$, т. е. $c_4 \approx c_1$. Для выяснения роли этих членов в наших расчетах сначала в (1) опустим член с c_4 , а затем учтем также слагаемое $c_4 N_p^2 / A^2$, принимая $c_4 \approx c_1$. В первом случае параметры сплошного ядерного вещества (см. последнюю строку табл. 1) изменяются на $\Delta \mu_n = 0.38$; $\Delta \mu_p = 2.38$ Мэв, $\Delta y = 0.0005$, $\Delta y_n = 0.03$, а во втором случае, когда учитывается также член с c_4 : $\Delta \mu_n = -0.08$; $\Delta \mu_p = -0.72$ Мэв, $\Delta y = -0.0001$, $\Delta y_n = 0.01$. Таким образом, пренебрежение членами порядка $c_4 N_p^2 / A^2$ не сказывается заметным образом на приведенных выше результатах.

Полученные результаты качественно согласуются с результатами работы [19]. Однако имеются некоторые отличия, связанные с уточнением параметров пионного конденсата. В [19] было установлено заметное подавление эффекта нейтронизации. По результатам настоящей статьи сравнительно небольшой эффект нейтронизации имеется лишь при $\mu_n < 12$ Мэв, т. е. $\rho \lesssim 10^{10}$ г/см³. С появлением же в ядрах π^- -мезонов он приостанавливается. В самом деле, как видно из табличных данных, концентрация протонов $N_p / A = y + y_n$ при дальнейшем повышении плотности остается постоянным числом, равным 0.4. В [19] наблюдалось заметное повышение порога появления Ас-фазы вещества (плазма со свободным нейтронным газом), обусловленное явлением пионизации. Теперь из-за усиления эффекта пионизации эта фаза полностью вытесняется, т. е. фазы вырожденной плазмы, содержащей свободный нейтронный газ, не существует.

4. Сплошная ядерная материя. Рассмотрим теперь сплошную ядерную материю, представляющую особый интерес для теории сверхплотных небесных тел. Под сплошной ядерной материей подразумевается плазма с плотностью, равной плотности в обычных атомных ядрах: $\rho_0 = 1.7 \times 10^{25}$ г/см³. Равновесное состояние такой плазмы определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \mu_n &= \mu_p + \mu_s, \\ \mu_z &= \mu_s, \end{aligned} \quad (11)$$

$$n_p + n_n = n_0.$$

Химические потенциалы частиц можно получить из формул (6), (7), если в них опустить кулоновские и поверхностные члены энергии. Подставляя эти выражения в (11), находим

$$\begin{aligned} y_s &= \frac{1}{a^2 n_0} (2c_2 - \Delta mc^2 + 4c_3 y_s)^2, \\ c_2 + 2c_3 y_s - \Delta mc^2 - 2c_3 (1 - 2y_p - y_s) - 4c_4 (1 - 2y_p - y_s)^2 &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Приведенные уравнения справедливы только при температурах, значительно меньше температуры вырождения частиц $\sim 5 \cdot 10^{11}$. Решая (12), находим

$$\begin{aligned} \mu_n - m_n c^2 &= -0.58; \quad \mu_p - m_p c^2 = -50.58; \quad \mu_z = \mu_s = 51.29 \text{ Мэв}; \\ y_n &= 0.591; \quad y_p = 0.409; \quad y_s = 0.406; \quad y_z = 0.0035, \end{aligned} \quad (13)$$

где $y_k = n_k/n_0$ — концентрации частиц. Если учесть также вклад члена $c_4 N_2^2/A^2$ в химических потенциалах, предполагая $c_4 \approx c_4$, получим

$$\begin{aligned} \mu_n - m_n c^2 &= -0.66; \quad \mu_z = \mu_s = 50.57 \text{ Мэв}; \\ y_n &= 0.580; \quad y_p = 0.420; \quad y_s = 0.417. \end{aligned} \quad (13')$$

Итак, если наши представления о наличии $\bar{\nu}$ -мезонов в обычных тяжелых атомных ядрах правильны, то полученные на основе формулы (1) результаты (13) дают основания утверждать, что сплошная ядерная материя находится в конденсированном состоянии подобно жидкости, т. е. мы имеем дело с связанным состоянием системы. В самом деле, легко убедиться, что

$$\left(\frac{\rho}{n} - m_n \right) c^2 = (\mu_n - m_n c^2) - \frac{1}{4} y_s \mu_s = -0.63 \text{ Мэв}, \quad (14)$$

где ρc^2 — плотность полной энергии. При учете члена с c_4 имели бы $(\rho/n - m_n) c^2 = -0.70 \text{ Мэв}$. Таким образом, неверно как представление о том, что при плотностях, близких к ядерным, мы имеем дело с газом, так и то, что такой газ преимущественно состоит из нейтронов.

Поскольку ядерное вещество находится в связанном состоянии, оно не имеет собственного давления (формально оно отрицательно). Такое состояние может реализоваться в сверхплотных звездах при достаточно больших центральных плотностях. Ядерное вещество сдерживает гидродинамическое давление масс благодаря своей относительно большой несжимаемости. При незначительном уплотнении частиц возникают большие внутренние напряжения, компенсирующие внешнее давление. Относительное изменение некоторого элемента объема под влиянием давления равно

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3\Delta r_0}{r_0} = -\frac{P}{K}, \quad (15)$$

где $r_0 \approx 1.12 \cdot 10^{-13}$ см — среднее расстояние между нуклонами, K — модуль всестороннего сжатия, а $1/K$ — коэффициент всестороннего сжатия. В ядерной физике вместо K используется параметр $K' = 4\pi r_0^2 K/3$, который без учета вклада π^- -мезонов равен [21, 22]

$$K' = \frac{1}{9} r_0^2 \frac{d^2}{dr_0^2} \left(\frac{2}{n} - m_0 \right) c^2 \approx 15 \text{ Мэв}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (15), находим

$$\frac{|\Delta r_0|}{r_0} = \frac{P}{P_2}, \quad P_2 = 1.22 \cdot 10^{14} \text{ эрг/см}^3. \quad (17)$$

Таким образом, при давлениях $P < P_2$ ядерное вещество является несжимаемым, а при $P > P_2$ оно сжимается, т. е. превращается в реальный газ. В расчетах соответствующих звездных конфигураций следует учитывать это обстоятельство и скачок плотности при переходе в фазу сплошной ядерной материи. Интересно отметить, что еще в 1932 г. [1] для сверхплотных небесных тел Ландау допускал существование «высоко конденсированной центральной области..., окруженной материей в обычном состоянии..., подобно тому, как разделены жидкость и ее пар».

5. *Плазма при плотностях, выше ядерной.* К сожалению, корректное изучение свойств плазмы при плотностях, выше ядерной в настоящее время не представляется возможным из-за отсутствия достаточной информации о структуре и взаимодействиях частиц на расстояниях $r \lesssim 10^{-13}$ см. Ниже приведем некоторые качественные соображения и оценки свойств такой плазмы.

Впервые обстоятельное исследование свойств плазмы при плотностях, выше ядерной в предположении, что барионы образуют идеальный газ, было проведено в работах [9]. Эти результаты остаются верными и в случае реального газа, если допустить, что энергии взаимодействия барионов раз-

ных видов примерно одинаковые. Так было установлено последовательное появление Σ^- , Λ и др. гиперонов и резонансов при плотностях, выше ядерной. В этих работах наиболее серьезное отклонение от реальности было допущено при оценке роли π^- -мезонов, для порога рождения которых было найдено значение, примерно в 500 раз превышающее ядерную плотность. Учет ядерных взаимодействий между частицами вносит существенные изменения в эти результаты.

В предыдущем разделе было показано, что в плазме при ядерной плотности примерно с одинаковой концентрацией имеются нейтроны, протоны и π^- -мезоны. Отрицательных мюонов нет, а концентрация электронов $\sim 0.3\%$. При повышении плотности концентрации протонов и мезонов должны расти до порога появления следующей новой частицы. Концентрация пионов в этой области не может заметно отличаться от концентрации нуклонов, поскольку сильному росту их числа препятствуют силы отталкивания, действующие между ними.

Оценим пороговые значения плотностей, выше которых приобретают стабильность другие частицы, в нерелятивистской области энергий. Предположим, что все виды барионов взаимодействуют одинаковым образом и, следовательно,

$$\mu_k = \varepsilon_k(p_k) + V_k(p_k) \approx m_k c^2 + V(0) + \frac{p_k^2}{2m_k^*}, \quad (18)$$

где μ_k — химический потенциал, ε_k — граничная энергия, p_k — граничный импульс, $V_k(p)$ — зависящий от импульса потенциал, а m_k^* — эффективная масса бариона. Для барионов нерелятивистское приближение справедливо при плотностях $n < 4 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$. Вычислим теперь пороги стабильности Λ , Σ^- , Σ^0 и Σ^+ гиперонов в предположении, что в плазме $m_k^* \approx 0.5 m_k$. Учитывая (18), из соотношения $\mu_\lambda = \mu_n$ находим, что пороговое значение плотности

$$n_\lambda \approx 2n_n \approx 2 \left| \frac{m_n (m_\lambda - m_n) c^4}{a^2} \right|^{3/2} \approx 5.9 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}. \quad (19)$$

При наличии пионного конденсата граничная энергия электронов, по-видимому, не будет сильно расти с увеличением плотности. Допуская, что μ_e мало отличается от своего значения $\approx 51 \text{ Мэв}$ в ядерной материи, для порога появления Σ^- -гиперонов получаем

$$n_{\Sigma^-} \approx 3n_n \approx 3 \left| \frac{m_n (m_\Sigma c^2 - m_n c^2 - \mu_e) c^2}{a^2} \right|^{3/2} \approx 1.1 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (20)$$

Аналогично для Σ^0 и Σ^+ частиц имеем

$$n_{\Sigma} \approx 2.0 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}, \quad n_{\Sigma'} \approx 3.3 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (21)$$

При еще больших плотностях в плазме приобретают стабильность другие гипероны и барионные резонансы. Сопоставляя с результатами [9, 10], замечаем, что изменяются не только пороги стабильности частиц, но и порядок их расположения в шкале плотностей. В рассматриваемом приближении между концентрациями барионов с одинаковыми электрическими зарядами существуют простые аналитические соотношения, приведенные в [9, 10].

Из семейства мезонов кроме пионов в недрах сверхплотных звезд могут приобрести стабильность только отрицательные K^- -мезоны. По аналогии с пионами можно ожидать, что каон приобретает стабильность в плазме при средних расстояниях между барионами порядка его комптоновской длины волны, т. е.

$$n_{K^-} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{m_{K^-} c}{\hbar} \right)^3 \approx 4 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (22)$$

Концентрации частиц выше порога рождения K^- -мезонов будут определяться из соотношений

$$\begin{aligned} \mu_b = \mu_n, \quad \mu_{b^-} = \mu_n + \mu_e, \quad \mu_{b^+} = \mu_n - \mu_e, \\ \mu_K = \mu_\pi = \mu_e, \end{aligned} \quad (23)$$

где μ_b — химический потенциал барионов. Эту систему, конечно, следует дополнить условием электронейтральности плазмы. При таких плотностях K^- -мезон появится, если его потенциальная энергия окажется достаточно большой и, по-видимому, соответствующий конденсат будет находиться в s -состоянии. Отрицательный мюон также может приобрести стабильность, если только граничная энергия электронов не замораживается из-за наличия пионного и каонного конденсатов.

Чуть выше порога (22) концентрации всех частиц за исключением лептонов, очевидно, будут величинами одинакового порядка:

$$n_n \approx n_p \approx n_\Sigma \approx n_{\Sigma'} \approx n_{K^-} \approx n_\pi \approx n_K \dots \quad (24)$$

Эксперименты по упругому рассеянию электронов на нуклонах показали, что они представляют собой протяженные образования со среднесquareм электрическим радиусом, равным $l_e = 0.8$ ферми. Анализ экспериментов по рассеянию нейтрино высоких энергий на нуклонах в свою очередь привел к заключению, что нуклоны состоят из некоторых частиц, называемых партонами. Имеются серьезные основания отождествлять их с кварками. Радиус l области, в которой заключены партоны, разумеется,

должен быть меньше l_e . По-видимому, $l \leq 0.5$ ферми, чему соответствует плотность $n_3 \sim 10^{40} \text{ см}^{-3}$. По существующим представлениям не только нуклоны, но и все адроны состоят из партонов (кварков). В соответствии с этим при плотностях $n > n_3$ физическая картина в плазме должна радикально измениться. В таких условиях представление об отдельных адронах теряет свой смысл. Плазма переходит в фазу, где в роли отдельных частиц выступают составные части адронов — партоны.

6. Уравнение состояния. Целесообразно уравнение состояния плазмы задать в виде $p = p(P)$. Для Ae -плазмы в нерелятивистской области оно имеет вид

$$p = 3.423 \cdot 10^{-8} P^{3/5}, \quad P \leq 2.1 \cdot 10^{23} \text{ эрг/см}^3. \quad (25)$$

В области, где электронный газ является релятивистским, данные табл. 1 можно аппроксимировать формулой

$$p = 1.059 \cdot 10^{-11} (1 + 3.996 \cdot 10^{-8} P^{1.4} - 4.088 \cdot 10^{-15} P^{1.2} + 1.568 \cdot 10^{-22} P^{3.4}) P^{3/4}, \quad (26)$$

$$2.1 \cdot 10^{23} \leq P \leq P_1.$$

При давлениях, больших $P_1 = 6.6 \cdot 10^{29} \text{ эрг/см}^3$, совершается переход в ядерную фазу плазмы. Здесь до $P \sim P_2 \approx 10^{34} \text{ эрг/см}^3$ (см. (17)) плазма практически несжимаема, т. е.

$$p \approx 2.84 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3, \quad P_1 \leq P < P_2. \quad (27)$$

Скорость продольных звуковых волн в ядерном веществе определяется соотношением

$$c_l \approx \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (28)$$

и равна $c_l \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$. Скорость упругих поперечных волн меньше скорости продольных.

При давлениях $P_2 < P \leq P_3$ плазма представляет собой реальный газ адронов, где P_3 — давление, выше которого плазма находится в партонной фазе. В точке перехода $n_3 \sim 10^{40} \text{ см}^{-3}$, граничная энергия барионов $\epsilon_3 \approx m_1 c^2$ и, следовательно,

$$P_2 \sim \frac{2}{3} n_3 \epsilon_3 \approx 5 \cdot 10^{30} \text{ эрг/см}^3. \quad (29)$$

Оценка по релятивистской формуле дает примерно такой же результат.

В этой узкой области давлений (см. рис. 1) можно пользоваться аппроксимацией

$$\rho \approx 5 \cdot 10^{-15} P^{0,85}, \quad P_2 < P \leq P_3. \quad (30)$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда барионы в плазме вплотную соприкасаются друг с другом, образуя сплошную материю из партонов (кварков). По-видимому, это происходит при плотностях адронов чуть выше $n_2 \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Энергия связи партонов в адронах чрезвычайно большая, и именно поэтому до сих пор их не удалось выделить в ядерных реакциях высоких энергий. По аналогии с ядерной материей естественно ожидать, что здесь в начале образуется несжимаемая партоновая жидкость. Попытаемся оценить область давлений, в пределах которой реализуется несжимаемая партоновая фаза.

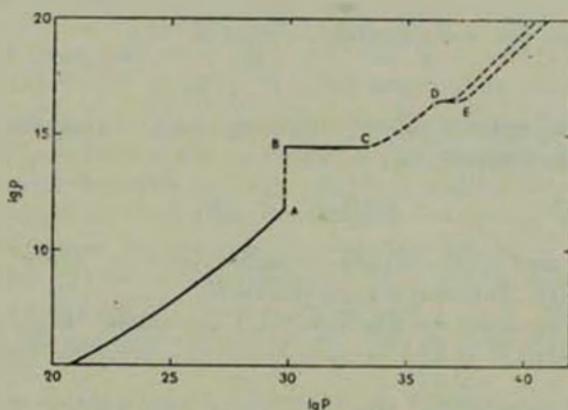


Рис. 1. График уравнения состояния вырожденной плазмы. Давление измерено в единицах эр/см³, плотность — в 1/см³. Часть кривой до точки A представляет состояние Ас-плазмы. Вертикальный отрезок АВ, отмеченный пунктиром, соответствует скачку плотности при переходе в фазу сплошной ядерной материи. Отрезок ВС описывает состояние несжимаемой ядерной материи, СД — реальный адронный газ, а ДЕ — состояние несжимаемой партоновой жидкости. Верхняя и нижняя линии за точкой E представляют два альтернативных предельных уравнения состояния вещества, соответствующие идеальному и реальному газам партонов. Примерный ход кривой за точкой С отмечен пунктиром.

Согласно вышесказанному, переход в фазу партоновой жидкости, в соответствующих звездных конфигурациях, осуществляется при $P = P_3$. В партоновой фазе, где плотности приблизительно в 100 раз больше ядерной, можно ожидать, что скорость звуковых волн будет мало отличаться от скорости света. Предполагая $c_s = c$, из (28) находим

$$K^* = \frac{4-l^2}{3} K = \frac{7c^2}{n} = \bar{c}_s^2,$$

где n — плотность партонов, а $\bar{\epsilon}$ — их средняя энергия. По всей вероятности, $\bar{\epsilon} \sim 1000$ Мэв. Для относительной деформации имеем

$$\frac{\Delta l}{l} \approx -\frac{P}{P_1}, \quad P_1 = 3K \approx 10^{30} \text{ эрг/см}^3. \quad (31)$$

Таким образом, для фазы несжимаемой партоновой материи

$$\rho \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3, \quad P_2 \leq P \leq P_1. \quad (32)$$

Когда $P > P_1$, плазма вновь становится сжимаемой, а средние расстояния между партонами — меньше их средних расстояний в адронах. В этой области можно ожидать наличия мощных сил отталкивания между партонами. Если эти представления справедливы, то в области $P > P_1$ вступает в силу предельно жесткое уравнение состояния [10]

$$\rho \approx P/c^2, \quad P > P_1. \quad (33)$$

Из-за релятивистских эффектов (лоренцовское уплощение полей) не исключен и другой предельный случай:

$$\rho \approx 3P/c^2, \quad P > P_1. \quad (34)$$

Впрочем, возможен также промежуточный случай: $\rho = \alpha P/c^2$, $1 < \alpha < 3$, в особенности при давлениях в окрестности P_1 .

На рис. 1 приведен график уравнения состояния. Часть кривой $\rho(P)$ при $P \leq 10^{34}$ эрг/см³ можно считать более или менее достоверной.

7. Сводка результатов. При плотностях плазмы $\rho \approx 3.4 \cdot 10^{10}$ г/см³ нейтронизация вещества сменяется явлением пионизации. В атомных ядрах вырожденной Ас-плазмы появляются отрицательные пионы, концентрация которых с повышением граничной энергии электронов растет, достигая 22% от числа нуклонов в конце этой фазы. С появлением пионов концентрация протонов в ядрах замораживается на значении 0.4, т. е. эффект нейтронизации в вырожденной плазме по сути дела отсутствует.

При давлении $P \approx 10^{30}$ эрг/см³ совершается фазовый переход от Ас-состояния в состояние сплошной ядерной материи. При этом плотность испытывает скачок примерно в 500 раз: от $6 \cdot 10^{11}$ г/см³ до значения $3 \cdot 10^{14}$ г/см³. Этот скачок связан с требованием непрерывности химического потенциала нейтронов. В точке перехода $\mu_n = m_n c^2 = 0.58$ Мэв, а μ_p и μ_π испытывают скачок. Из-за эффекта пионизации Ас-фаза вещества, которая согласно прежним представлениям [10] сменяла Ае-фазу, теперь полностью вытесняется.

Фаза сплошной ядерной материи характеризуется параметрами

$$\rho_0 = 2.84 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3; \mu_n - m_n c^2 = -0.58 \text{ Мэв};$$

$$\mu_p - m_p c^2 = -50.58 \text{ Мэв}; \mu_\pi = \mu_\rho = 51.29 \text{ Мэв};$$

$$y_n = 0.59; y_p = 0.41; y_\pi = 0.41; y_\rho = 0.0035.$$

Как видно, представление о ядерном веществе, преимущественно состоящем из нейтронов, не верно. Энергия связи частиц здесь отрицательна (см. (14)), поэтому вещество в этой фазе находится в жидком состоянии и не обладает собственным давлением. Такая плазма в области давлений $10^{30} \leq P \leq 10^{34} \text{ эрг/см}^3$ несжимаема.

В области плотностей $3 \cdot 10^{14} < \rho < 3 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ плазма представляет собой реальный газ адронов. При плотностях $\rho \approx 10^{15}; 2 \cdot 10^{15}; 3 \cdot 10^{15}; 6 \cdot 10^{15}; 8 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ в плазме последовательно приобретают стабильность $\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ гипероны и K^- -мезоны. При $\rho > 3 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ адроны распадаются и мы имеем дело с партонной (кварковой) плазмой, состояние которой вначале сходно с жидкостью, а затем — с газом. До перехода в партонную фазу не исключено также появление некоторых других барионов и резонансных частиц.

Получено уравнение состояния $\rho = \rho(P)$ вырожденной сверхплотной плазмы, график которой представлен на рис. 1. При выводе уравнения состояния учитывалась несжимаемость плазмы в определенных интервалах давлений.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес, многочисленные обсуждения и ценные указания. Мы благодарны также участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за обсуждения.

Ереванский государственный
университет

SUPERDENSE DEGENERATE PLASMA

G. S. SAHAKIAN, A. SH. GRIGORIAN

It is shown that in the degenerate matter at the densities of $\rho > 3.4 \cdot 10^{16} \text{ g/cm}^3$ the phenomenon of neutronization is replaced by pionization. With the increase of the density the relative number of negative pions increases monotonously, while the neutron and proton concentrations freeze at the values of 0.6 and 0.4 respectively. At the density of $6 \cdot 10^{17} \text{ g/cm}^3$ and pressure of $6.6 \cdot 10^{34} \text{ erg/cm}^3$ phase transition

in the state of continuous nuclear matter takes place. In that phase numbers of neutrons, protons and pions are equal to $0.591N$; $0.409N$; $0.406N$, N -numbers of nucleons and the state is similar to that of liquid: the matter is in the bound state (chemical potentials of nucleons are negative) and is incompressible up to the pressure of $\sim 5 \cdot 10^{33}$ *erg/cm³*. The qualitative consideration of the hadron plasma at the densities above nuclear is made. For the whole region of densities the equation of the state of degenerate plasma is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Landau*, Phys. Z., Sowjet, 1, 285, 1932; Собрание трудов, т. 1, Наука, М., 1969, стр. 86.
2. *С. Чандрасекар*. Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
3. *Е. Е. Salpeter, T. Hamada*, Ap. J., 134, 683, 1961.
4. *Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 99, 1963.
5. *Г. С. Саакян, Д. М. Седракиян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 8, 541, 1972.
6. *W. Baade, F. Zwicky*, Proc. Nat. Acad. Sci. 20, 259, 1934.
7. *J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff*, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
8. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН Арм. ССР (сер. физ.-мат. наук), 11, 9, 1958; Доклады Солвейской конференции, Брюссель, 1958, стр. 241; Rev. Mod Phys., 30, 944, 1958; Сообщ. Бюраканской обс., 15, 1954.
9. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 37, 193, 1960; 38, 785, 1016, 1961.
10. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
11. *Г. С. Саакян, Ю. А. Варганян*, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 55, 1963; Nuovo Simento, 27, 1497, 1963; Астрон. ж., 41, 193, 1964.
12. *Д. М. Седракиян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 4, 239, 481, 1968.
13. *А. Б. Миздал*, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; 63, 1993, 1972; Письма ЖЭТФ, 13, 443, 1973; 19, 539, 1974.
14. *О. А. Маркин, И. Н. Мишустин*, Письма ЖЭТФ, 20, 497, 1974.
15. *Г. А. Сорокин*, Письма ЖЭТФ, 21, 312, 1975.
16. *R. F. Sawyer*, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
17. *D. J. Scalapino*, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
18. *С.-К. Ау, G. Baum*, Nucl. Phys., A236, 500, 1974.
19. *Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян*, Астрофизика, 13, 297, 1977.
20. *Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян*, ДАН СССР (сер. физ.-мат. наук) 237, 299, 1977, Астрофизика, 13, 463, 1977.
21. *О. Бор, Б. Моттлессон*, Структура атомного ядра, Мир, М., 1971.
22. *Г. Бете*, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

ПОЗДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

В. М. ДАНИЛОВ

Поступила 20 апреля 1976

Пересмотрена 20 апреля 1977

Результаты численных экспериментов Дж Хиллса по взаимодействию двойных звезд с одиночными в рассеянных скоплениях использованы при составлении и решении уравнений динамической эволюции звездных скоплений. На поздних стадиях эволюции звездное скопление развивается неклассическим путем. Возможны несколько вариантов развития скопления: сжатие, стабилизация и расширение скопления. Наличие галактических облаков газа-пыли и двойных звезд существенно повышает значение наименьшей критической концентрации звезд в рассеянных скоплениях.

В последние годы в литературе появились работы по численному моделированию динамики звездных скоплений на ЭВМ [1—3], в которых указывается на существенное значение формирующихся и имеющих двойных звезд в эволюции рассеянных скоплений. Согласно [1—3] тесные двойные звезды играют роль накопителя значительной части (до 90%) потенциальной энергии скопления. Таким образом, правильное динамическое описание скопления на поздних стадиях эволюции не может быть сделано без учета действия в нем двойных звезд. В недавней работе Дж. Хиллса [4] достигнуты определенные успехи в указанном направлении. Методом статистической обработки большого количества численных экспериментов по взаимодействию двойных звезд с одиночными, в работе [4] получены оценки времен жизни двойных звезд в рассеянных скоплениях, показана незначительная роль разрушающихся широких пар звезд в эволюции скопления, получено выражение для времени жизни скопления τ_s и др.

При вычислении величины τ_s в работе [4] использованы параметры скопления, взятые в начальный момент времени. Однако в ходе эволюции все основные динамические характеристики скопления изменяются. В тех случаях, когда полная энергия скопления не является линейной функцией

времени, выражение для τ_* из работы [4] дает неверные значения времени жизни скопления. Уточнение результатов работы [4] может быть сделано путем расчета эволюции всех динамических параметров скопления.

Рассмотрим галактическое скопление из N звезд. Пусть массы всех звезд одинаковы и $2N_2$ -звезд объединены в пары, N_2 —число двойных звезд. При $2N_2 \in [2, N]$ потенциальная энергия скопления может быть записана в следующем виде:

$$W = -\frac{Gm^2N^2}{2\bar{R}} \left(1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)\right) - \frac{Gm^2N_2}{a}, \quad (1)$$

где \bar{R} —средний радиус скопления, m —масса одиночной звезды скопления, a —среднее гармоническое значение большой полуоси орбиты в двойных звездах скопления.

Пусть скопление находится во внешнем поле Галактики. Условие вириала для звездного скопления в этом случае (приближенное к общепринятому: $E = W/2$), позволяет получить из (1) следующее выражение для полной энергии скопления E :

$$E = -\frac{Gm^2N^2}{4\bar{R}} \left(1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)\right) - \frac{Gm^2N_2}{2a}. \quad (2)$$

Согласно [4], в рассеянных скоплениях весьма редко образуются тесные двойные звезды путем тройных сближений. Разрушение тесных двойных звезд с большими полуосями орбит $a < a_c$ [4] также не происходит, поскольку такие пары вследствие сближений со звездами скопления становятся более тесными. Временное образование и разрушение имевшихся в скоплении широких звездных пар вносит малый вклад в величину полной энергии скопления E [4]. Таким образом, широкие пары звезд с большими полуосями орбит $a > a_c$, как и в [4], могут быть исключены из рассмотрения, поскольку не являются надежными хранителями энергии скопления.

Рассмотрим тесные двойные звезды с большими полуосями орбит меньшими критического значения a_c [4]. Пусть N_2 —число тесных двойных звезд в скоплении. В связи с вышеизложенным будем считать величину N_2 постоянной. Поскольку скопление находится во внешнем поле Галактики и диссипирующие со скоростью отрыва звезды уносят часть полной энергии скопления, то $dE/dt = -(Gm^2N/r_s) dN/dt$, r_s —приливный радиус стабильности скопления в поле действия сил Галактики [5]. Дифференцируем (2) по t . С учетом принятых ограничений имеем:

$$\left(1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)\right) \frac{d\bar{R}}{dt} = \left(2\bar{R} \left(1 - \frac{1}{2N}\right) - \frac{4\bar{K}^2}{r_s}\right) \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} - \frac{2N_2\bar{K}^2}{a^2N^2} \frac{da}{dt}. \quad (3)$$

Согласно (28) из [4], пренебрегая единицей в формуле (30) [4], для тесных двойных звезд приближенно имеем:

$$\frac{dE_2}{dt} = \frac{N_2 G m^2}{2a^2} \frac{da}{dt} = \frac{9\gamma_E \beta_E^3 A_0 G^2 m^3 N_2 (N - 2N_2)}{8v_f \bar{R}^2} \quad (4)$$

где E_2 — энергия, запасенная в двойных звездах, γ_E , β_E и A_0 — константы, полученные в [4] и описывающие энергетику сближения между одиночной и двойной звездами скопления, $\gamma_E = 0.35$, $\beta_E = 3.8$, $A_0 = -0.5$, $v_f \approx (GmN/\bar{R})^{1/2}$.

Согласно [4], при нулевых прицельных расстояниях и малых относительных скоростях сближения v_f одиночной и двойной звезд средняя величина изменения энергии связи в двойной звезде в результате сближения стремится к постоянной величине $\Delta E_{v_2}/E_{v_2} = A - A_0 = -0.5$; $E_{02} = Gm^2/2a$ [4]. В этом случае большая полуось орбиты a в двойной звезде уменьшается в $2/3$ раз. При больших относительных скоростях сближения v_f одиночной и двойной звезд (если одиночная звезда не проходит близко к орбите одного из компонентов двойной звезды) эффективное поперечное сечение рассеивания одиночных звезд на двойной звезде стремится к величине $\sigma_E \rightarrow \gamma_E a^2 A (1 + 2\beta_E v_f^2/v_s^2)$ [4], где v_s — минимальное значение v_f , при котором звезда поля становится энергетически способной к разрушению двойной звезды.

В уравнении (4) не учитываются взаимные сближения двойных звезд. Указанное приближение может быть использовано лишь в тех случаях, когда число двойных звезд в скоплении невелико.

Обозначая $\omega_E = -\frac{9}{4} \gamma_E \beta_E^3 A_0 \sqrt{Gm}$, находим уравнение для определения величины большой полуоси a в двойных звездах

$$\frac{da}{dt} = -\omega_E a^2 \sqrt{\frac{N}{\bar{R}^3}} \left(1 - \frac{2N_2}{N}\right). \quad (5)$$

В тех случаях, когда $2\bar{R} < r_t$, изменение числа звезд в скоплении происходит за счет диссипации звезд и приближенно определяется формулой (6).

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{a_1 N}{2} \left(1 - \frac{2N_2}{N}\right); \quad a_1 = \frac{\left(1 - \frac{N_2}{N}\right) \left(1 - \frac{4}{V\pi} \int_0^{A_1} x^2 e^{-x^2} dx\right)}{\left\{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{1 - N_2/N}\right)\right\}^{3/2}}; \quad (6)$$

$$A_1 = \sqrt{6 \left(1 - \frac{\bar{R}}{r_t}\right) \left(1 - \frac{N_2}{N}\right)}.$$

В формуле для a_1 учитываются парные взаимодействия одиночных звезд с тесными двойными звездами, которые здесь рассматриваются как одиночные звезды с массами $2m$.

При достижении скоплением критической поверхности ($2\bar{R} > r_t$), изменение числа звезд в скоплении происходит двумя способами: 1) Диссипация звезд вследствие взаимных сближений (см. (6)). 2) Освобождение звезд, находящихся на приливном расстоянии r_t от центра скопления. Указанные звезды, достигнув критической поверхности ($r = r_t$), покидают скопление вблизи соответствующих лагранжевых точек поверхности в направлении на центр и антицентр Галактики.

Рассмотрим описанное явление более подробно. Пусть dN —число звезд скопления, достигших расстояния $r \in [r_t - dr, r_t]$ от центра скопления.

$$dN = 4\pi \int_{r_t - dr}^{r_t} n(r) r^2 dr \simeq -\frac{4\pi}{3} \left(\frac{dn}{dr} \right)_{r=r_t} r_t^3 dr_t, \quad (7)$$

$n(r)$ —концентрация звезд на расстоянии r от центра скопления. Согласно (7), скорость освобождения звезд на приливном радиусе скопления определяется выражением (8):

$$\frac{dN}{dr} = \frac{4\pi r_t^3}{r} \left(\frac{dn}{dr} \right)_{r=r_t} \left| \frac{dr}{dt} \right|_{r=r_t}. \quad (8)$$

Поскольку $r_t = \left(\frac{GmN}{4A(A-B)} \right)^{1/3}$, [5], где A и B —постоянные Оорта, то

$$\frac{dN}{dt} = \frac{4\pi r_t^4}{9N} \left(\frac{dn}{dr} \right)_{r=r_t} \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (9)$$

Если изменение числа звезд в скоплении определяется освобождением звезд на приливном радиусе r_t , то выражение для градиента концентрации звезд на границе скопления может быть получено в следующем виде:

$$\left(\frac{dn}{dr} \right)_{r=r_t} = -\frac{9N}{4\pi r_t^4}. \quad (10)$$

Поскольку в случае $2\bar{R} > r_t$ имеют место два механизма изменения числа звезд в скоплении, то для оценки величины $(dn/dr)_{r=r_t}$ необходимо привлекать модельные предположения о структуре скопления.

Пусть $n(r) = n(0) [\exp(-r/\alpha\bar{R}) - \exp(-r_t/\alpha\bar{R})]$, α —безразмерный коэффициент, характеризующий степень концентрации звезд к

центру скопления. С учетом принятого распределения $n(r)$, вычисление среднего радиуса скопления \bar{R} дает $\alpha \approx 1/3$, а расчет полного числа звезд в скоплении приводит к выражению $N \approx 8n_c r_1^3 \bar{R}^3$. Дифференцируя принятое распределение звезд по координате, находим $(dn/dr)_{r=r_1}$ и общую скорость изменения числа звезд N в скоплении, достигшем приливного радиуса r_1 ,

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{a_1 N}{\tau} \frac{1 - \frac{2N_2}{N}}{1 - \psi}, \quad \psi = \begin{cases} \frac{9}{2} \left(\frac{r_1}{\bar{R}}\right)^4 e^{-3\left(\frac{r_1}{\bar{R}}\right)}, & \text{при } 2\bar{R} \geq r_1, \\ 0, & \text{при } 2\bar{R} < r_1. \end{cases} \quad (11)$$

Функция $\psi(r_1/\bar{R})$ достигает наибольшего своего значения ($\psi_{\max} < 1$) при $\bar{R} = (3/4)r_1$. Интересно отметить, что условие $r_1 = (4/3)\bar{R}$ соответствует постоянной во всех точках скопления концентрации звезд n .

Учет влияния прохождений галактических облаков газа—пыли на изменение полной энергии скопления может быть сделан с использованием результатов работы [6] (в импульсивном приближении). Полагая равной нулю диссипацию звезд скопления, вызван непосредственным прохождением облаков газа—пыли, находим:

$$\left(1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)\right) \frac{d\bar{R}}{dt} = -\frac{a_1}{\tau} \left(2\bar{R} \left(1 - \frac{1}{2N}\right) - \frac{4\bar{R}^2}{r_1}\right) \frac{1 - \frac{2N_2}{N}}{1 - \psi} + \frac{2N_2 \omega_E}{V \bar{R} N^2} \left(1 - \frac{2N_2}{N}\right) + \left(\frac{4z_0}{Gm^2}\right) \frac{\bar{R}^4}{N}; \quad (12)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{a_1 N}{\tau} \frac{1 - \frac{2N_2}{N}}{1 - \psi}; \quad \frac{da}{dt} = -\omega_E a^2 \sqrt{\frac{N}{\bar{R}^3}} \left(1 - \frac{2N_2}{N}\right),$$

где $z_0 = \frac{9}{4} \left(\frac{4\pi G}{3}\right) \rho_{\text{ан}} \frac{(R_{\text{об}} \psi_{\text{ан}})}{V_n} k_1 m$, V_n — среднее квадратическое значение скорости облака, $R_{\text{об}}$ — радиус облака, $\rho_{\text{ан}}$ — галактическая плотность облаков в окрестностях скопления, $\rho_{\text{ин}}$ — плотность вещества внутри облака, $k_1 = \bar{R}^2/\bar{R}^2$, \bar{R}^2 — средний квадрат радиуса скопления. В случае экспоненциального распределения звезд скопления по координате $k_1 = 4/3$.

Вычисление величины времени релаксации² для скопления с двойными звездами приводит к следующему выражению:

$$\tau = \frac{1}{16} \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{NR^2}{Gm} \left(\varphi(N) + \frac{2N_2 R}{aN^2} \right)^3} \frac{1}{\ln \left| N \left(\frac{\varphi(N)}{2} + \frac{N_2 R}{aN^2} \right)^{3/2} \right|}, \quad (13)$$

$$\tau = 1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N} \right).$$

Пусть начальное значение большой полуоси орбит двойных звезд $a_0 = \lambda a_c$, $\lambda < 1$, $a_c = 0.9 \bar{R}/N$ [4], и доля энергии, запасенной в двойных звездах, в момент $t = 0$ равна $q = E_{02}/E_0 \leq 1$. Поскольку $E_0 = -Gm^2 N_0^2 \varphi(N)/4\bar{R}_0(1-q)$, то, для определения числа двойных звезд в скоплении имеем уравнение:

$$qE_0 = -\frac{Gm^2 N_2}{2a_0}. \quad (14)$$

Раскрывая (14), получаем:

$$\frac{q}{1-q} \frac{N_0^2}{2\bar{R}_0} \left(1 - \frac{1}{N_0} \left(1 + \frac{2N_2}{N_0} \right) \right) = \frac{N_2}{\lambda a_c}. \quad (15)$$

Поскольку в начальный момент $a_c = (0.9 \bar{R}_0/N_0)$, то, решая уравнение (15), находим

$$2N_2 = \frac{0.9 \lambda q (N_0 - 1)}{1 - q \left(1 - \frac{0.9 \lambda}{N_0} \right)}. \quad (16)$$

Таким образом, задание величин N_0 , \bar{R}_0 , q , λ и m определяет начальные условия в звездном скоплении путем решения уравнений (12).

В данной работе были приняты следующие значения параметров, характеризующих галактические облака газа—пыли и их движение: $R_n = 5.8$ пс, $M_n = 200 m_\odot$; $V_n = 7$ км/сек, концентрация облаков в окрестностях скопления $n_{nn} = 4 \cdot 10^{-5}$ пс⁻³ [6]. При вычислении приливного радиуса скопления r_l постоянные Оорта были выбраны, равными:

$$A = 14 \text{ км/сек кпс}, \quad B = -10 \text{ км/сек кпс}.$$

Для выяснения роли двойных звезд в динамической эволюции скопления было проведено решение уравнений (12) методом Рунге—Кутты для скоплений с $N_0 = 500$, $q = 0.2$, $\lambda = 0.1$, $m = 1 m_\odot$, $\bar{R}_0 = 2$ пс, 3 пс, 4 пс. Вычисления проводились с учетом и без учета ($\varphi_0 = 0$) действия галактических облаков газа—пыли на скопление. Результаты вычислений для случаев 1 и

3 приведены на рис. 1 и 2. Цифрой 1 обозначены кривые, соответствующие эволюции скопления без учета влияния на него облаков газа—пыли. Цифрой II помечены кривые, полученные с учетом действия облаков. Начальные времена релаксации τ_0 равны: $3.2 \cdot 10^1$ лет, $5.9 \cdot 10^1$ лет, $9.1 \cdot 10^1$ лет в случаях 1, 2, 3, соответственно.

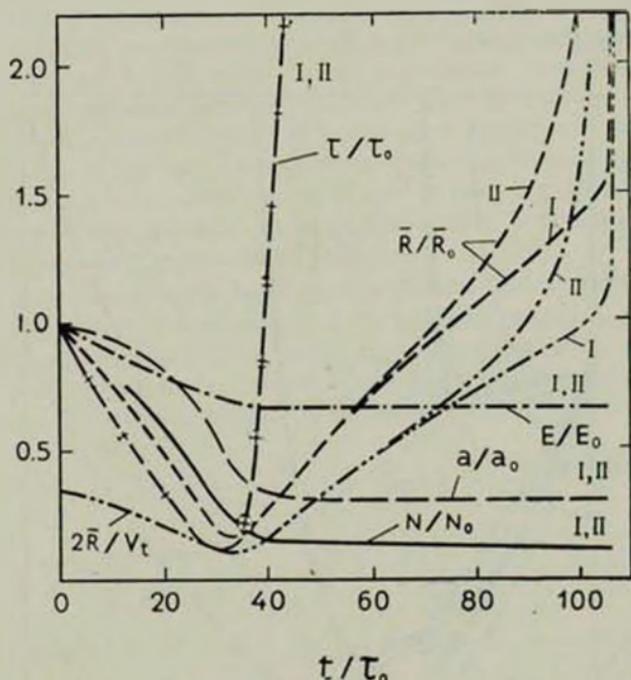


Рис. 1. Зависимость от времени основных динамических характеристик рассеянного скопления 500 звезд с $\bar{R}_0 = 2$ пс и тесными двойными звездами.

Изменение энергии скопления со временем на рис. 1, 2 указывает на то, что величина τ_0 работы [4] приблизительно определяет лишь время эволюции скопления на стадии сжатия вследствие диссипации, тогда как временем жизни скопления необходимо считать отрезок времени, заканчивающийся, по крайней мере, достижением в скоплении условия $2\bar{R}/r_t = 1.5$ (Состояние равной концентрации звезд во всех точках скопления). При достижении скоплением звезд критической поверхности ($r = r_t$) происходит очень быстрое изменение структуры скопления. Например, в случаях 1—3 звездное скопление переходит из состояния со средней концентрацией звезд к центру в состояние с постоянной концентрацией звезд во всех точках за время порядка $9\tau_0 - 2.5\tau_0$ (в присутствии газо—пылевых облаков). Тем самым, скопление практически исчезает на окружаю-

щем его звездном фоне для наблюдателя, поскольку уже к моменту достижения скоплением критической поверхности ($2\bar{R} = r_t$) концентрация звезд скопления $\mu = 3N/4 = (2\bar{R})^3$ приближается к концентрации звезд фона и составляет 0.072, 0.076 и 0.086 звезд на кубический парсек в присутствии облаков газа—пыли в случаях 1, 2, 3, соответственно. В рассмотренных вариантах $2N_2 = 11$, что соответствует наличию в скоплении 5÷6 двойных звезд указанного типа ($\nu = 0.1$).

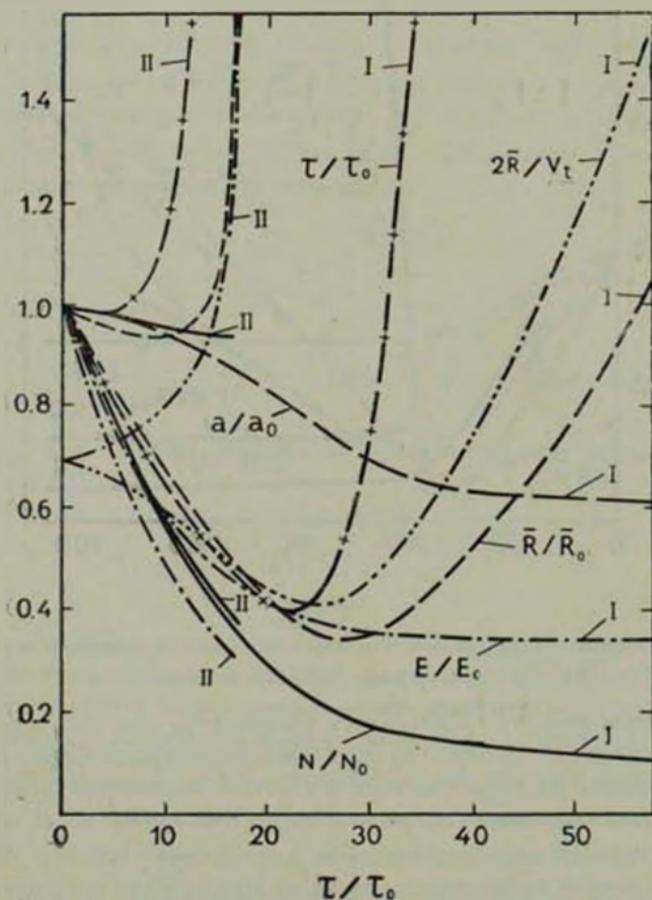


Рис. 2. Изменение со временем основных динамических характеристик скопления из 500 звезд с $\bar{R}_0 = 4$ пс и тесными двойными звездами.

В стадии расширения скопления звезды расходятся далеко друг от друга и взаимодействие между ними ослабевает. Следствием этого является:

- 1) Практическое прекращение диссипации звезд за счет взаимных сближе-

ний. 2) Стабилизация величины полной энергии скопления и больших полуосей орбит в двойных звездах. Во всех рассмотренных случаях воздействие на скопление галактических облаков газа—пыли существенно усиливает и сокращает стадию расширения, особенно для протяженных скоплений с малой начальной концентрацией звезд (см. рис. 2). К моменту начала расширения скопления энергия, запасенная в двойных звездах, составляет 66% и 69% полной энергии скопления в случаях 1, 2, соответственно. Учет влияния внешних облаков газа—пыли на скопление в обоих случаях практически не изменяет указанных значений запасенной двойными звездами энергии. В случае 3, к моменту начала расширения скопления, накопленная двойными звездами энергия составляет 77% полной энергии скопления без учета влияния облаков и 34% при учете действия облаков на скопление. Тем самым, внешние облака газа—пыли существенно ускоряют распад протяженных скоплений звезд и, в сочетании с двойными звездами, должны определять нижнюю границу возможных начальных плотностей рассеянных звездных скоплений в Галактике.

Положим равной нулю производную $d\bar{R}/dt$ в первом уравнении системы (12). Указанное условие выполняется при достижении в скоплении равенства сил, приводящих к сжатию, и сил, расширяющих скопление. Полученное уравнение является трансцендентным и определяет критическую связь между N и R для данного числа двойных звезд N_2 в скоплении.

$$\Psi(\bar{R}, N, N_2) = -\frac{2a_1\bar{R}}{r} \left(1 - \frac{1}{2N} - \frac{2\bar{R}}{r}\right) \left(1 - \frac{2N_2}{N}\right) + \frac{2N_2^m E}{V \bar{R} N^2} \left(1 - \frac{2N_2}{N}\right) + \left(\frac{4\pi_0}{Gm^2}\right) \frac{\bar{R}^4}{N} = 0. \quad (17)$$

Полагая в (17) $i = 0.1$ и $m = 1m_0$, для разного числа двойных звезд N_2 в скоплении находим зависимости N от \bar{R} и, следовательно, N от $n_{\min} = (3N/4\pi(2\bar{R})^3)$, n_{\min} — наименьшая критическая концентрация звезд. Скопления с начальной концентрацией звезд n , большей n_{\min} , развиваются, по крайней мере, некоторое время со сжатием и увеличением диссипации звезд за счет взаимных сближений.

Пунктирная линия на рис. 3 соответствует минимальной возможной концентрации звезд для скоплений в приливном поле Галактики ($n = 3N/4\pi r_0^3$). Кривая с $N_2 = 0$ на рис. 3 соответствует зависимости минимальной концентрации звезд скопления от общего числа звезд N в присутствии поля Галактики и галактических облаков газа—пыли. Параметры облаков выбраны теми же, что и в случаях 1, 2, 3 (см. выше). Таким образом, облака газа—пыли наиболее эффективно разрушают богатые рассеян-

ные скопления (в силу большей протяженности богатых скоплений). Двойные звезды наиболее эффективно разрушают малые звездные скопления. Из рис. 3 может быть указано наибольшее критическое число двойных звезд N_2 с $\lambda = 0.1$ для скопления с общим числом звезд N .

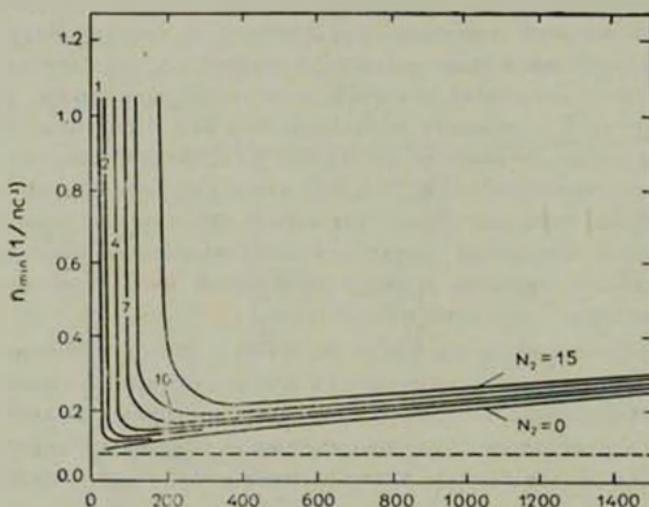


Рис. 3. Зависимость наименьшей критической концентрации звезд рассеянного скопления от числа звезд в скоплении.

Результаты исследования поздних стадий развития рассеянных звездных скоплений (см. рис. 1, 2) указывают на то, что концентрированные скопления в стадии расширения существуют весьма долго и, следовательно, должны быть в указанной стадии относительно часто наблюдаемыми объектами. В некоторых специальных случаях скопления в стадии расширения могут проявлять себя на звездном фоне как небольшие области с повышенным процентным содержанием сильно проэволюционировавших звезд (в физическом отношении).

Выполненное в данной работе рассмотрение динамики звездного скопления может быть уточнено в результате учета эффектов формирования тесных двойных звезд в скоплении и выбрасывания ими одиночных звезд при обмене энергиями из скопления. Учет влияния указанных эффектов на эволюцию скопления представляет собой весьма сложную задачу, выходящую за пределы данной статьи. Однако в случае рассмотренных здесь скоплений с равной нулю дисперсией масс звезд, влияние перечисленных ме-

механизмов на скопление невелико. Указанные эффекты изменяют скопление в прямо противоположных друг другу направлениях: 1) Формирование двойных звезд в скоплении увеличивает скорость «связывания» энергии в двойных звездах по сравнению со скоростью, рассмотренной в данной работе, и тем самым усиливает тенденцию скопления к расширению. Как уже упоминалось выше, скорость формирования тесных двойных звезд с полуосями орбит $a \leq 0.1 a_c$ в рассеянных скоплениях мала. За все время эволюции скопления в нем формируется всего несколько двойных звезд такого типа [1—3], и потому следует ожидать, что их образование слабо изменяет эволюцию скопления, в сравнении с описанной в данной работе. 2) Выбрасывание из скопления одиночных звезд вследствие их сближений с тесными двойными звездами усиливает тенденцию скопления к сжатию, поскольку выбрасываемые из скопления звезды не успевают перераспределить избыток полученной ими при таких сближениях кинетической энергии между остальными одиночными звездами скопления. В работе автора [7] показано, что для скопления с однородным по массе звездным составом менее 10% всех диссипирующих в единицу времени звезд обусловлено их сближениями с тесными двойными звездами, полуоси которых удовлетворяют неравенству $a \leq 0.1 a_c$ (см. выше). Следовательно, влияние такого механизма на скопление должно быть малым. Кроме того, основная часть звезд из числа указанных 10% диссипирует вследствие обычных парных взаимодействий одиночных звезд и центров масс двойных звезд. Указанная часть эффекта в данной работе учитывается выражением (6) для a , (см. выше). Следует отметить, что влияние двойных звезд на диссипацию одиночных звезд необходимо более точно учитывать при рассмотрении звездных скоплений с неравной нулю дисперсией масс звезд, поскольку в этом случае роль тесных двойных звезд в диссипации одиночных звезд может возрасти, по крайней мере, в несколько раз.

Астрономическая обсерватория
Уральского университета

LATE STAGES OF EVOLUTION OF OPEN STELLAR CLUSTERS

V. M. DANILOV

Results of J. G. Hills (1975) on numerical experiments for double stars with single stars in open clusters are used to solve the equations of dynamical evolution of stellar clusters. Stellar clusters evolve in an unclassical way at the later stage of evolution. There are several va-

riants of cluster development: contraction, stabilisation and expansion of the cluster. The availability of galactical gas-dust clouds and double stars increases the value of the least critical stellar concentration in open clusters essentially.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. J. Aarseth*, Bull. Astron., 3, 105, 1968.
2. *S. J. Aarseth, J. G. Hills*, Astron. Astrophys., 21, 255, 1972.
3. *T. S. Albada*, Bull. Astron. Inst. Neth., 19, 479, 1968.
4. *J. G. Hills*, A. J., 80, 807, 1975.
5. *S. W. Prata*, A. J., 76, 1029, 1971.
6. *L. J. Spitzer*, Ap. J., 127, 17, 1958.
7. *В. М. Данилов*, Астрофизика (в печати), 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

НЕЛИНЕЙНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ В МОДЕЛИ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

С. И. НУРИТДИНОВ

Поступила 11 мая 1977

Показано существование нелинейной бегущей волны плотности в модели звездной системы с постоянной фазовой плотностью. В системе координат, движущейся вместе с волной, найдена зависимость длины волны от амплитуды. Установлено, что с ростом фазовой скорости область существования нелинейных бегущих волн сужается. Бегущая волна, в отличие от стационарной, не распадается на отдельные сгустки. Однако она неустойчива по отношению к разбиению волны на пакеты и самосжатию волновых пакетов.

В работе [1] нами была изучена нелинейная стационарная волна плотности с фазовой скоростью $v_p = 0$ в модели звездной системы в виде сильно сплюснутого однородного эллипсоида вращения. Было найдено, что нелинейность действует дестабилизирующим образом до некоторого порога устойчивости, после которого волна распадается на последовательность коллапсирующих сгустков, образуя затем устойчивую систему в целом. Теперь же возникает естественный вопрос: существует ли нелинейная бегущая волна звездной плотности и, если да, то в чем заключается ее отличие от стационарной волны. С этой целью в данной работе рассматривается общий случай $v_p \neq 0$ в вышеуказанной модели бесстолкневительной звездной системы.

1. Пусть в исходном состоянии эффект звездной плотности сбалансирован центробежной силой, с одной стороны, и силой тяготения, с другой. Тогда при предположении, что возмущение имеет длину волны существенно меньшую, чем характерная толщина модели, справедлива следующая система уравнений эволюции фазовой границы [1]:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + (v_0 + \xi) \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} + (-v_0 + \xi_1) \frac{\partial \xi_1}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\gamma_1 \Omega^2 (\xi - \xi_1), \quad (\Omega^2 \equiv 4\pi Gm). \quad (3)$$

Здесь $\xi(x, t)$ и $\xi_1(x, t)$ — отклонения, соответственно, от прямых $v = v_0$ и $v = -v_0$ ($v_0 = \text{const}$) на фазовой плоскости, φ — возмущение гравитационного потенциала, $\gamma_1 = \text{const}$ — значение фазовой плотности и m — масса отдельной звезды. Система уравнений (1)–(3) в линейном приближении дает дисперсионное уравнение

$$\omega_0^2 = k^2 v_0^2 - 2v_0 \gamma_1 \Omega^2, \quad (4)$$

где ω_0 и k — частота и волновой вектор соответственно.

Из (4) находим фазовую скорость волны

$$v_p^0 = \sqrt{v_0^2 - \frac{2v_0 \gamma_1}{k^2} \Omega^2} \leq v_0 \quad (5)$$

и длину бегущей волны в линейном приближении

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{ан}} \sqrt{1 - v_p^2/v_0^2}, \quad \lambda_{\text{ан}} = \frac{\pi}{\Omega} \sqrt{\frac{2v_0}{\gamma_1}}, \quad (6)$$

где $\lambda_{\text{ан}}$ — аналог критической длины Джинса. Согласно (6) $\lambda_0 < \lambda_{\text{ан}}$, что указывает на существование нелинейной бегущей волны.

Найдем периодическое решение (1)–(3) в виде бегущей волны. Пусть, для определенности, фазовая скорость нелинейной волны $v_p \geq 0$. Перейдем к системе координат, движущейся вместе с волной. Это значит, что в (1) и (2) $\partial/\partial t = -v_p (\partial/\partial x)$. Здесь под x подразумевается разность $x - v_p t$. Тогда решения уравнений (1) и (2), соответственно, равны

$$\xi = -v_0 + v_p \pm \sqrt{(v_0 - v_p)^2 + 2\varphi + c}, \quad (7)$$

$$\xi_1 = v_0 + v_p - \sqrt{(v_0 + v_p)^2 - 2\varphi + c_1}, \quad (8)$$

где c и c_1 — постоянные интегрирования. Из физического смысла ξ следует, что в (7) знак плюс соответствует случаю $0 \leq v_p \leq v_0$, а

минус — случаю $v_p > v_0$. Последнее, как будет видно ниже, не удовлетворяет условию периодичности волны. Для (7) и (8) предположение о неизменности импульса возмущенной системы (см. (12) в [1]) опять-таки дает нам равенство $c = c_1$. Так исключается тривиальное решение типа сдвига системы как целого.

Вводя обозначение $u = \varphi + c/2$, перепишем (3) с учетом (7) и (8):

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = -\tau_1 \Omega^2 [-2v_0 + \sqrt{2u + (v_0 + v_p)^2} \pm \sqrt{2u + (v_0 - v_p)^2}]. \quad (9)$$

Это уравнение можно интерпретировать как уравнение нелинейного осциллятора с потенциальной энергией

$$W(u) = \tau_1 \Omega^2 \left\{ -2v_0 u + \frac{1}{3} [2u + (v_0 + v_p)^2]^{3/2} \pm \frac{1}{3} [2u + (v_0 - v_p)^2]^{3/2} \right\}. \quad (10)$$

Периодические решения (9) существуют при условии, если $d^2 W/du^2 < 0$, что равносильно наличию потенциальной ямы. Данному условию удовлетворяет лишь функция $W_+(u)$. Поэтому в (9) во всем дальнейшем берется только знак плюс, считая $0 \leq v_p \leq v_0$.

Пусть a и b — соответственно, максимальное и минимальное значения функции $u(x)$. Так же, как в [1], в качестве амплитуды волны возьмем a . Тогда из (9) легко найти зависимость длины нелинейной бегущей волны от амплитуды

$$\lambda(a) = \sqrt{2} \int_b^a \frac{du}{\sqrt{W_+(a) - W_+(u)}}, \quad (11)$$

причем

$$W_+(a) = W_-(b), \quad -\frac{(v_0 - v_p)^2}{2} \leq b \leq 0. \quad (12)$$

При заданных v_p и b с помощью (11) и (12) определяется a и соответствующее ей значение λ . Однако зависимость λ от a можно легко представить себе и из качественных соображений.

2. Согласно (12), при $v_p \neq 0$ область периодических колебаний ограничена:

$$0 \leq a \leq a_m, \quad W_1(a_m) = W_1 \left| - \frac{(v_0 - v_p)^2}{2} \right|, \quad (13)$$

где a_m — максимально возможное значение a для данного v_p . Как видно из (6), (10) и (13), с ростом v_p значения длины волны, функции $W_1(u)$ и a_m постепенно уменьшаются. Таким образом, по мере приближения v_p к v_0 область существования нелинейных бегущих волн звездной плотности соответственно сужается, и когда $v_p = v_0$ значения $a_m = a = b = 0$, $\lambda = 0$. Очевидно для всякого $v_p: 0 < v_p < v_0$ в интервале $(0, a_m]$ нелинейность, как и в случае $v_p = 0$, действует дестабилизирующим образом.

Остановимся теперь на эффекте самовоздействия волны с собой. Известно [1], что нелинейная стационарная волна неустойчива относительно этого эффекта и при некотором значении амплитуды распадается на отдельные сгустки. В отличие от нее, бегущая волна не распадается. Действительно, для распада плотность возмущенной системы

$$\rho(x, t) = \tau \left[\sqrt{2u + (v_0 + v_p)^2} + \sqrt{2u + (v_0 - v_p)^2} \right] \quad (14)$$

при каком-либо значении u должна равняться нулю. Однако, если $v_p = 0$, выражение (14) никогда не обращается в нуль.

3. Тем не менее, эффект самовоздействия имеет место и в случае бегущей волны, но приводит к разбиению ее на пакеты и самосжатия волновых пакетов. В [2] такая неустойчивость называется модуляционной. Ее критерий, найденный Лайтхиллом [3], выражается неравенством

$$\frac{d^2 \omega_0}{dk^2} \left(\frac{\partial^2 \omega_0}{\partial a^2} \right)_{a=0} < 0, \quad (15)$$

где $\omega(k, a) = 2\pi v_p \lambda(a)$ — частота нелинейной волны. Данному критерию удовлетворяет и волна звездной плотности (11).

Для проверки этого факта заметим, что

$$\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial a^2} \right)_{a=0} = -2\pi v_p \left(\frac{1}{\lambda^2} \frac{d^2 \lambda}{da^2} \right)_{a=0}. \quad (16)$$

Согласно (4) и (6),

$$\frac{d^2 \omega_0}{dk^2} = - \frac{\tau v_0^2 \Omega^2}{4} \left(\frac{1_0}{\pi v_p} \right)^2 < 0, \quad (17)$$

так что остается лишь показать, что $d^2 \lambda / da^2 < 0$.

С этой целью разложим функцию $W_1(u)$ по степеням u до членов четвертого порядка включительно, так как другие члены более высокого порядка не будут содержаться в коэффициенте, стоящем перед a^2 в разложении $\lambda(a)$. Затем, составляя разность $W_1(a) - W_1(u)$, сделаем подстановку $u = (a+b)/2 - (a-b)y/2$. Получим

$$\lambda(a) = 4 \left\{ \frac{\bar{m}}{\tau v_0} \frac{n^{5/4}}{\Omega} \int_{-1}^1 \frac{F(y, a)}{\sqrt{1-y^2}} dy \right\} \quad (18)$$

причем

$$F(y, a) = [\bar{m}(a-b)^2 y^2 + 2(\bar{m}a^2 - \bar{m}b^2 + bp - ap)y + \bar{m}(a+b)^2 + 4q]^{-1/2}, \quad (19)$$

где введены следующие обозначения:

$$\bar{m} = 3(v_0^2 + 10v_0^2 v_p^2 + 5v_p^4), \quad p = -\bar{m}(a+b) + 4n(v_0^2 + 3v_p^2), \\ n = (v_0^2 - v_p^2)^2, \quad q = \bar{m}(a^2 + ab + b^2) - 4n(a+b)(v_0^2 + 3v_p^2) + 12n^2.$$

Из (18) легко вычислить

$$\left(\frac{d^2 \lambda}{da^2} \right)_{a=0} = - \frac{\pi \sqrt{2} (4v_0^4 + 51v_0^2 v_p^2 + 9v_p^4)}{18 \Omega \sqrt{\tau v_0} n^{3/4}}, \quad (20)$$

которое всегда отрицательно. Итак, волна плотности (17) модуляционно неустойчива. Поскольку бегущая волна не распадается на отдельные сгустки, то, возможно, она стабилизируется другими нелинейными эффектами.

Отметим, что нелинейные явления тесно связаны с принудительным фазовым перемешиванием, которое происходит в сильно нестационарных звездных системах [4, 5]. Из (9) видно, что в бегущей волне плотности

$$\left(\frac{d^2 u}{dx^2} \right)_{x = \frac{(v_0 - v_p)^2}{2}} = \infty, \quad (21)$$

т. е. в указанной точке теряется аналитичность функции $u(x)$. Это значит, что после достижения значения амплитуды $a = a_m$ сразу происходит опрокидывание бегущей волны, аналогичное возникновению ударных волн в газодинамике и физике плазмы [2]. Данное опрокидывание приводит к принудительному фазовому перемешиванию. Отсюда ясна и причина невозможности распада бегущей волны (11). Для распада требуется достаточно большая амплитуда. Однако тогда волна опрокидывается и появляется многозначность в фазовом пространстве, приводящая к перемешиванию и, вообще говоря, к уменьшению амплитуды.

В заключение выражаю свою признательность В. А. Антонову за полезные обсуждения и внимание к данной работе.

Астрономический институт
АН УССР

NON-LINEAR RUNNING WAVES OF STELLAR DENSITY IN MODEL OF A HOMOGENEOUS MEDIUM

S. N. NURITDINOV

The existence of non-linear running waves of stellar density in the model with a constant phase density is proved. The dependence of the wavelength from the amplitude in a coordinate system with respect to which the wave is at rest is found. It has been established that with the increase of the phase velocity the region of existence of the non-linear running waves becomes narrow. The running waves contrary to the stationary ones do not desintegrate into a number of parts. However, it is unstable in relation to the division of the wave into packets and self-compression of the wave packets.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Нуритдинов, *Астрофизика*, 11, 135, 1975.
2. Б. Б. Кадошцев, В. И. Карпман, *УФН*, 103, 193, 1971.
3. M. J. Lighthill, *Jour. Instit. Math. Appl.*, 1, 269, 1965.
4. В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов, А. П. Осипков, в сб. «Динамика галактик и звездных скоплений». Наука, КазССР, Алма-Ата, 1973, стр. 55.
5. D. Lynden-Bell, *M. N.*, 136, 101, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

О КОНВЕКЦИИ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ. II

Л. Н. ИВАНОВ

Поступила 7 января 1977

Пересмотрена 7 июля 1977

Исследован конвективный поток энергии в условиях периодических по времени изменений ускорения силы тяжести, что встречается в случае цефеид и в компонентах тесных двойных систем звезд при их несинхронном обращении. Показано, что амплитуда и фаза колебаний конвективного потока энергии зависит от соотношения времен тепловой и механической релаксаций конвективных элементов.

Если время механической релаксации меньше времени тепловой релаксации, то фазовое смещение положительно (это имеет место в звездах-карликах поздних спектральных классов). При обратном соотношении времен фазовое смещение отрицательно (это может происходить в случае цефеид).

1. *Основные уравнения.* Периодические изменения гравитационного поля в астрофизических условиях встречаются в цефеидах и при несинхронном обращении в компонентах тесных двойных звезд. Эти изменения, в свою очередь, вызывают вариации потоков энергии, переносимой конвекцией, а также и лучистым путем.

Влияние динамических приливов на конвективную зону звезды-карлика анализировалось в статье автора [1, 2]. В них использовалась система уравнений, описывающая изменения скоростей и температур конвективных элементов, полученная из полной системы уравнений гидродинамики с применением методики усреднения, предложенной в [3].

Относительная простота ситуации в случае вынужденных приливных колебаний звезд-карликов по сравнению с пульсациями цефеид позволила в [1] получить решение проблемы в аналитическом виде. В настоящей работе основное внимание уделено изучению поведения нестационарного конвективного потока энергии при предположениях, отражающих условия в цефеидах.

Конвективную зону звезды будем моделировать плоским слоем вещества, находящимся в переменном гравитационном поле

$$g = g_0(1 + \varepsilon \cos 2\omega t), \quad \varepsilon < 1. \quad (1)$$

Состояние газового слоя полностью определяется заданием полей скоростей, плотности и температуры. В соответствии с тем, что вещество слоя участвует в двух видах движения — конвективном и пульсационном, эти поля представим в виде двух компонент: усредненной по горизонтали, плавно меняющейся с высотой и наложенными на нее флуктуациями, связанными с конвективными элементами. Таким образом

$$v = \bar{v} + v', \quad p = \bar{p} + p', \quad T = \bar{T} + T' \text{ и т. д.}, \quad (2)$$

где чертой сверху обозначены величины, усредненные по горизонтали, а величины со штрихом обозначают конвективные флуктуации.

Конвективный поток энергии можно выразить так:

$$F_c = \bar{\rho} c_p \overline{v' T'}. \quad (3)$$

Обычно в этой формуле заменяют среднее от произведения флуктуаций скорости и температуры на произведение средних значений абсолютных величин флуктуаций:

$$\overline{v' T'} = |\bar{v}'| \cdot |\bar{T}'| = \bar{v} \cdot \bar{T}. \quad (4)$$

В [1] показано, как из уравнений газодинамики можно получить следующую систему для нахождения \bar{v} и \bar{T} :

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = -\frac{\bar{T}}{2\bar{T}_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{\bar{v}^2}{R}, \quad (5)$$

$$\frac{D\bar{T}}{Dt} = \beta \bar{v} - \frac{\chi}{R^2} \bar{T} - \frac{\bar{v}\bar{T}}{R}, \quad (6)$$

где оператор

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v}\nabla) \quad (7)$$

означает субстанциальную производную, связанную с приливными движениями. Ось z направлена по вертикали. В уравнениях (5), (6) величина R означает характерный размер конвективного элемента, β — сверхадиабатический градиент, χ — коэффициент лучистой температуропроводности.

Правая часть уравнения (5) содержит члены, выражающие действие сил плавучести и турбулентного трения. В правой части уравнения (6) член $\bar{\beta} \bar{v}$ определяет изменения температуры конвективного элемента в результате его смещения, остальные члены описывают турбулентный и лучистый теплообмен конвективного элемента с окружающей средой.

В случае тесных двойных систем звезд-карликов период изменения $g(t)$ исчисляется по крайней мере часами и намного больше времени механической релаксации конвективной зоны (которое равно нескольким минутам). В этом случае уравнение движения (для функции \bar{v}) вырождается в уравнение гидростатического равновесия, т. е. давление в слое сравнительно быстро приспособливается к новым значениям g :

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{p}}{dz} = -g(t). \quad (8)$$

Выражение (8) будет использоваться и в случае цефид, но под $g(t)$ теперь следует понимать периодическую функцию вида (1), описывающую установившиеся колебания градиента давления в слое. Поскольку основным фактором, определяющим вариации конвективного потока, являются изменения силы плавучести, происходящие вследствие изменений ускорения силы тяжести, величины $\bar{\beta}$, λ , \bar{T} , R можно считать постоянными внешними параметрами. Тогда система уравнений (5)–(6) допускает аналитическое решение — она сводится к одному линейному уравнению типа Хилла с переменными коэффициентами (5).

2. *Решение уравнений.* Можно показать, что в режиме стационарных колебаний конвективный поток выражается формулой (1):

$$F_v(t) = 2\bar{\rho}C_p \frac{\bar{T}R^3\gamma^2}{g_0} \frac{|1 + A(t)||1 + B(t)|}{[1 + D(t)]^2}. \quad (9)$$

где

$$A(t) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos 2n\omega t + A_n^* \sin 2n\omega t); \quad (10)$$

$$B(t) = \sum_{n=1}^{\infty} (B_n \cos 2n\omega t + B_n^* \sin 2n\omega t); \quad (11)$$

$D(t)$ — тригонометрический ряд, аналогичный $A(t)$, величина γ определяется выражением

$$\gamma = \frac{\lambda}{2R^2} \left[-1 + \left(1 + 2 \frac{\beta_0 R^2}{\lambda^2 \bar{T}} \right)^{1/2} \right] \quad (12)$$

и практически совпадает со значением инкремента возрастания малых возмущений [4], причем η^{-1} имеет смысл характерного времени, за которое конвекция приспособляется к изменившимся условиям.

Введем несколько вспомогательных величин:

$$q = \frac{\omega}{\eta}, \quad \mu = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\gamma^2}{4R^2} + \frac{\beta g_0}{2\bar{T}} \right)^{1/2}, \quad \nu = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\beta g_0}{2\bar{T}} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

$$\tau_r = \left(\frac{2R^2}{\gamma} \right), \quad \tau_e = \left(\frac{2\bar{T}}{\beta g_0} \right)^{1/2}.$$

Уместно отметить, что величина τ_r выражает время тепловой релаксации (высвечивания) конвективного элемента размера R , а τ_e время его механической релаксации (разгона или торможения).

Инерционные свойства конвекции нагляднее всего проявляются при достаточно быстрых колебаниях ускорения силы тяжести, т. е. при условии

$$\max(\mu, 1/\tau_e \omega) < 1. \quad (14)$$

Тогда в формулах (10) и (11) можно ограничиться гармониками частоты 2ω . Используя теорию уравнения Хилла [5], можно получить группу формул для искоемых коэффициентов:

$$B_1 = -\frac{z}{4} \frac{\nu^2}{1+\mu^2}; \quad B_1^* = \frac{z}{4} \frac{\mu\nu^2}{1+\mu^2};$$

$$A_1 = \frac{B_1 + z - 2qB_1^*}{1+4q^2}; \quad A_1^* = \frac{2q(B_1 + z) + B_1^*}{1+4q^2}; \quad (15)$$

$$D_1 = \frac{A_1 - A_1^* \cdot 2q}{1+4q^2}; \quad D_1^* = \frac{2qA_1 + A_1^*}{1+4q^2}.$$

Нетрудно видеть, что все коэффициенты имеют величину порядка z . Лиnearизуя формулу (9), получим

$$F_c(t) = F_c^0 [1 + (A_1 + B_1 - 2D_1) \cos 2\omega t + (A_1^* + B_1^* - 2D_1^*) \sin 2\omega t]. \quad (16)$$

Для придания наглядности этой формуле рассмотрим два важных частных случая.

Случай I. $\tau_r \gg \tau_e > \omega^{-1}$, т. е. конвективные элементы настолько непрозрачны, что время их высвечивания сильно превышает время механической релаксации.

Выражения для коэффициентов упрощаются:

$$\begin{aligned}
 B_1 &= -\frac{\varepsilon}{4} \frac{1}{1+q^2}; & B_1^* &= \frac{\varepsilon}{4} \frac{1}{q(1+q^2)}; \\
 A_1 &= \frac{\varepsilon}{4} \frac{1}{1+q^2}; & A_1^* &= \frac{\varepsilon}{4} \frac{(2q^2+1)}{q(1+q^2)}; \\
 D_1 &= -\frac{\varepsilon}{4} \frac{1}{1+q^2}; & D_1^* &= \frac{\varepsilon}{4} \frac{1}{q(1+q^2)}.
 \end{aligned} \quad (17)$$

после чего имеем

$$F_c(t) = F_c^0 \left[1 + \frac{1}{1+q^2} \frac{\varepsilon}{2} \cos(2\omega t - \alpha) \right], \quad (18)$$

где α — фазовое смещение, равное

$$\alpha = \arctg q. \quad (19)$$

Очевидно, что при увеличении ω амплитуда колебаний $F_c(t)$ убывает и $\alpha \rightarrow \pi/2$.

Случай II. $\tau_v \gg \tau_e > \omega^{-1}$.

Выражения для коэффициентов:

$$\begin{aligned}
 B_1 &= -\frac{\varepsilon}{4} \nu^2; & B_1^* &= \frac{\varepsilon}{4} \mu \nu^2; \\
 A_1 &= \varepsilon \frac{1}{1+4q^2}; & A_1^* &= \varepsilon \frac{2q}{1+4q^2}; \\
 D_1 &= \varepsilon \frac{1-4q^2}{(1+4q^2)^2}; & D_1^* &= \varepsilon \frac{4q}{(1+4q^2)^2}.
 \end{aligned} \quad (20)$$

Удерживая в формуле (16) только главные члены, получим:

$$F_c(t) = F_c^0 \left[1 + \frac{\varepsilon}{2} \frac{1}{q} \cos(2\omega t - \alpha) \right], \quad (21)$$

причем

$$\alpha = \arctg \left(-\frac{1}{q} \right). \quad (22)$$

Из формулы (21) следует, что так же, как и в случае I, при увеличении ω происходит уменьшение амплитуды колебаний конвективного потока, однако

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha = -\frac{\pi}{2}. \quad (23)$$

3. *Обсуждение решения.* Представление нестационарного конвективного потока в виде, аналогичном формулам (18) и (21), уже встречалось ранее в литературе [6]. Приведем здесь это выражение, преобразовав с целью сравнения его так, чтобы колебания происходили с частотой 2ω , а не ω , как в оригинале:

$$F_c(t) = F_c^0 \left[1 + \frac{a}{1 + 4(\omega\tau)^2} \cos(2\omega t - \alpha) \right], \quad (24)$$

где a — амплитуда колебаний конвективного потока, получаемая по формулам для стационарного случая при подстановке в них переменного $g(t)$, иными словами, a — асимптотическое значение амплитуды колебаний при $\omega \rightarrow 0$, τ — характерное время релаксации конвективных элементов, определяемое соотношением:

$$\tau \approx \left| \frac{l}{v} \right|, \quad (25)$$

причем l , v — характерные значения размера и скорости элементов.

$$\alpha = \arctg(\omega\tau), \quad 0 < \alpha < \frac{\pi}{2}. \quad (26)$$

Используем форму записи (24) для уточнения поведения конвективного потока в случаях I и II.

Нетрудно установить на основании формулы (9), что в случае I периодические изменения g с относительной амплитудой $\frac{1}{2}$ приводят к колебаниям $F_c^*(g(t))$ с амплитудой $\frac{1}{2}$. Таким образом, при возрастании q , как видно из выражения (18), амплитуда колебаний потока убывает как q^{-1} (сравнить с $(2q)^{-1}$ в (24)).

В случае II величина $\alpha = 2s$, и из (21) следует, что амплитуда убывает как $(4q)^{-1}$. Отметим также, что в случае II смещение фазы происходит в противоположном направлении, по сравнению со случаем I. Такая возможность не предусмотрена в [6].

Выигрышным моментом, по нашему мнению, является и то, что вместо недостаточно точно определяемой величины времени релаксации конвективного элемента τ , как в формуле (24), в (18) и (21) входит величина инкремента возрастания малых возмущений, находящаяся из линейного анализа.

Очевидно, что эффекты, обусловленные инерционностью конвекции, сильнее всего должны быть выражены вблизи нижней границы конвективной зоны. Именно для этих областей конвективных оболочек легко сделать оценки, используя которые можно решить, какой случай (I или II) реализуется в интересующих нас звездах.

Отметим, что размер конвективных элементов вблизи нижней границы порядка толщины всей конвективной зоны. Следовательно, время их тепловой релаксации хотя и меньше, но сравнимо со временем тепловой релаксации всей конвективной зоны. Как известно, механическая релаксация оболочки происходит за время, порядка требуемого для прохождения звуковой волны со скоростью c_{00} от одной границы оболочки до другой —

$$t_{00} \approx \frac{H}{c_{00}} = \frac{R^* T}{\mu g} \sqrt{\frac{\mu}{R^* T \gamma}} = \frac{1}{g} \sqrt{\frac{R^* T}{\gamma \mu}}. \quad (27)$$

Здесь H — высота однородной атмосферы, μ — молекулярный вес, R^* — газовая постоянная, γ — показатель адиабаты. С другой стороны

$$\tau_r = \sqrt{\frac{2\bar{T}}{g}} = \frac{1}{g} \left(\frac{A \cdot 2\gamma R^* \bar{T}}{\gamma - 1 \mu} \right)^{1/2}, \quad (28)$$

где

$$A = \left| \frac{1}{\beta} \left(\frac{dT}{dz} \right)_{ad} \right|. \quad (29)$$

Здесь $(dT/dz)_{ad}$ — адиабатический температурный градиент. В конвективной зоне температурный градиент близок к адиабатическому, следовательно

$$\frac{\tau_r}{t_{00}} = \sqrt{\frac{A}{\gamma - 1}} \gg 1. \quad (30)$$

В цефеидах времена тепловой и механической релаксаций конвективной зоны близки по величине. Тогда на основании (30) получаем, что $\tau_r > \tau_r$, т. е. реализуется случай II.

В звездах-карликах, в частности в компонентах тесных двойных систем время тепловой релаксации конвективной зоны на много порядков превышает время установления механического равновесия, поэтому

$$\tau_r > \tau_r, \quad (31)$$

ибо неравенство (30) не может изменить этого соотношения. Следовательно, здесь условия соответствуют случаю I.

В заключение отметим, что важность учета инерционных свойств конвекции в цефеидах отмечалась в [6]. Содержащиеся там численные оценки, применительно к моделям пульсирующих звезд, свидетельствуют о том, что ожидаемое фазовое смещение может превышать величину $\pi/4$, а амплитуда колебаний конвективного потока может быть подавлена в несколько раз.

ON CONVECTION IN A PERIODICAL
GRAVITATION FIELD. II

L. N. IVANOV

Expressions for convective energy flux in an atmosphere with periodical changes of the gravitation field are obtained in the mixing-length approximation. This regime of convection is encountered in the components of close binary systems and in the cepheids. The energy flux is determined by the ratio of the kinematical τ_v and radiative τ_r time scales of convection. In the case of a red dwarf $\tau_v \gg \tau_r$, and phase shift of the convective flux oscillation is positive. For the cepheids $\tau_v > \tau_r$, and the shift is negative.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Иванов, *Астрофизика*, 7, 1, 144, 1971.
2. Л. Н. Иванов, *Вести. ЛГУ*, № 13, 126, 1972.
3. W. Unno, *P. A. S. J.*, 19, 2, 140, 1967.
4. P. Ledoux, M. Schwarzschild, E. Spiegel, *Ap. J.*, 133, 1, 184, 1961.
5. Э. Уиттекер, Д. Варсон, *Курс современного анализа*, ч. 2, 1963.
6. J. P. Cox, A. N. Cox, K. H. Olsen, D. S. King, D. D. Eilers, *Ap. J.*, 144, 3, 1038, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ НI

Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 9 марта 1977

Пересмотрена 31 августа 1977

Предлагается модель, позволяющая объяснить наблюдаемую корреляцию $N_H(-v_r)$ для высокоскоростных облаков НI с отрицательными скоростями. В этой модели отрицательные скорости обусловлены падением облаков на плоскость Галактики. Обсуждаются механизмы образования высокоскоростных облаков. Взрыв сверхновой в качестве такового кажется неудовлетворительным. Более предпочтительным оказывается рождение облаков за фронтом ударной волны, возникающей при взаимодействии межгалактического газа с газовым гало Галактики.

В настоящее время не существует единой точки зрения на природу высокоскоростных облаков НI (HVC). Однако многие исследователи в последнее время склоняются к мысли, что, по крайней мере, часть HVC является галактическими объектами (подробный обзор различных концепций см. в [1, 2]). Характерной особенностью HVC является преобладание облаков с отрицательными скоростями [1, 2]. Это обстоятельство позволило ряду авторов предположить, что отрицательные скорости облаков обусловлены падением последних на плоскость Галактики. В настоящем сообщении мы приводим некоторые аргументы в пользу этой гипотезы.

Слак и Сайлак [3] показали, что HVC в области $102^\circ < l < 130^\circ$ и $0^\circ < b < 25^\circ$ обнаруживают корреляцию поверхностной плотности водорода N_H и радиальной скорости облака v_r , причем лучше всего наблюдения удовлетворяют закону:

$$N_H = \frac{A}{(-v_r)^n} + B$$

с $1 < n < 5$. Этой корреляции подчиняются все облака с $v_r < -39$ км/сек. Ниже предпринята попытка объяснить эту корреляцию.

Наблюдаемые скорости НВС, как правило, значительно превосходят скорость звука в них, которая имеет значение близкое, по-видимому, к 1 км/сек, что соответствует температуре $T \approx 50^\circ\text{K}$. В этих условиях внутри облака будет образовываться ударная волна с числом Маха $M \sim 10 + 10^2$, так, что при движении облака в межзвездном газе оно будет иметь дискообразную форму. В такой ситуации изменение N_H связано, во-первых, с изменением поперечного (перпендикулярно скорости) размера облака R и, во-вторых, с «нагреванием» облаком межоблачного газа, в результате чего, к тому же, будет уменьшаться скорость облака. В большинстве случаев время изменения поперечного размера облака $t \sim R/c$ (c — скорость звука в облаке) больше характерного времени «нагревания» $t_c \sim N_H/n_i v_c$ (n_i — плотность межоблачной среды, v_c — скорость облака относительно окружающей среды). Действительно, за исключением нескольких НВС, приведенных Халсбошем [2], $t_c \approx 3 \cdot 10^{13}$ сек, при расстоянии до них ~ 1 кпс, в то время как $t \approx 5 + 10 \cdot 10^{14}$ сек. Это позволяет нам пренебречь изменением N_H , связанным с изменением поперечного размера облака. Заметим, что изменение N_H , связанное с формированием в облаке ударной волны и сжатием его вдоль направления движения, существенно лишь на начальных стадиях движения облака в течение времени, близкого к $t \sim R/v_c \sim 10^{13}$ сек с момента его образования.

Будем считать, что наблюдаемые отрицательные скорости НВС обусловлены падением их на плоскость Галактики. В этом случае, в рамках принятых предположений, величины N_H и v_c (v_c положительно в сторону уменьшения z) связаны приближенным соотношением:

$$v_c^2 \approx \frac{N_{H0}^2 v_0^2}{N_H^2} + \frac{1}{2} v_g^2, \quad (1)$$

v_0 и N_{H0} — начальная скорость и поверхностная плотность облака $v_g^2 = 2gz_0$, g — ускорение свободного падения в поле диска Галактики, z_0 — шкала высот межоблачного газа. При получении этого соотношения было принято $v_0 \gg v_c / 2$, что согласуется с наблюдениями: для плотности межоблачного газа было принято распределение $n_i = n_{i0} \exp(-z/z_0)$, которое близко к наблюдаемому в окрестности Солнца [4]. Выражение (1) близко к закону $N_H(-v_c)$, полученному в [3] с $n = 1$, при $v_c \gg v_g / \sqrt{2}$. Действительно, в этом случае получим из (1):

$$N_H \approx \frac{N_{H0} v_0}{v_c} + \frac{N}{4} \frac{N_{H0} v_0}{v_c} \frac{v_g^2}{v_c^2}.$$

На рис. 1 выражение (1) сравнивается с параметрами облаков, приведенных Халсбошем [2]. По вертикали отложены наблюдаемые значения

$-(v_r/\sin b)$ (b — галактическая широта), в соответствии с принятым нам предположением о направлении движения облаков. Рис. 1а соответствует низкоширотной группе облаков — комплексы А, В (в обозначениях Халл-Боша [2]) и ряд других облаков, объединенных в цепочку, протяженную от $l, b \approx 110^\circ, 10'$ до $l, b \approx 160^\circ, 45'$. Рис. 1б — высокоширотной группе — комплексы MI, MII, CI, CIII и ряд облаков, объединенных в цепочку от $l, b \approx 90^\circ, 35'$ до $l, b \approx 190^\circ, 70'$. Рис. 1 показывает качественное согласие соотношения (1) с наблюдениями при $(1/\sqrt{2})v_0 = 20$ км/сек и начальных параметрах $v_0 \cdot N_{H0}/10^{11} = 5 \cdot 10^1$ см⁻² км/сек для низкоширотной группы облаков и $v_0 \cdot N_{H0}/10^{11} = 10^1$ см⁻² км/сек для высокоширотной. Облака с $b < 10^\circ$, которые возможно принадлежат спиральным рукавам, а также группа облаков, локализованная в области Южного галактического полюса, исключались из рассмотрения.

Остановимся кратко на возможных механизмах происхождения НВС. Полная кинетическая энергия совокупности НВС из списка [2] имеет величину $\approx 3 \cdot 10^{52}$ эрг. Это в 3 раза превышает значение, характерное для кинетической энергии оболочки сверхновой II типа. Кроме того, в энергию движения НВС могла перейти лишь часть энергии расширяющейся оболочки сверхновой. К тому же при движении НВС энергия их уменьшается из-за высвечивания при взаимодействии с межоблачным газом. Поэтому происхождение этой совокупности облаков трудно связать с взрывом сверхновой. Предположение же о нескольких сверхновых также кажется неудовлетворительным, т. к. в этом случае трудно объяснить тенденцию облаков группироваться в две достаточно протяженные цепочки, почти параллельные друг другу (см. рис. 3 в работе [2]).

В ряде работ была высказана идея о том, что явление НВС может быть связано с падением межгалактического газа на плоскость Галактики [5]—[8]. Предполагая, что НВС образуются за счет тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны, возникающей при этом, а также принимая для температуры, соответствующей началу тепловой неустойчивости, $T_{cr} \sim 10^4$ К, получим оценку для начальной поверхностной плотности облаков $N_{H0} \approx 5 \cdot 10^{10}$ см⁻². В этой схеме различия между высокоширотной и низкоширотной группами НВС связаны с различиями в начальных скоростях для этих групп — $v_0 \approx 200$ км/сек и $v_0 \approx 10^3$ км/сек, соответственно.

Часть НВС со скоростями $|v_r| \lesssim 40 - 50$ км/сек могли образовываться в результате конвективно-тепловой неустойчивости при прохождении по межзвездному газу спиральной ударной волны [9]. Однако в этом случае связь между N_{H0} и v_0 , по-видимому, отлична от (1).

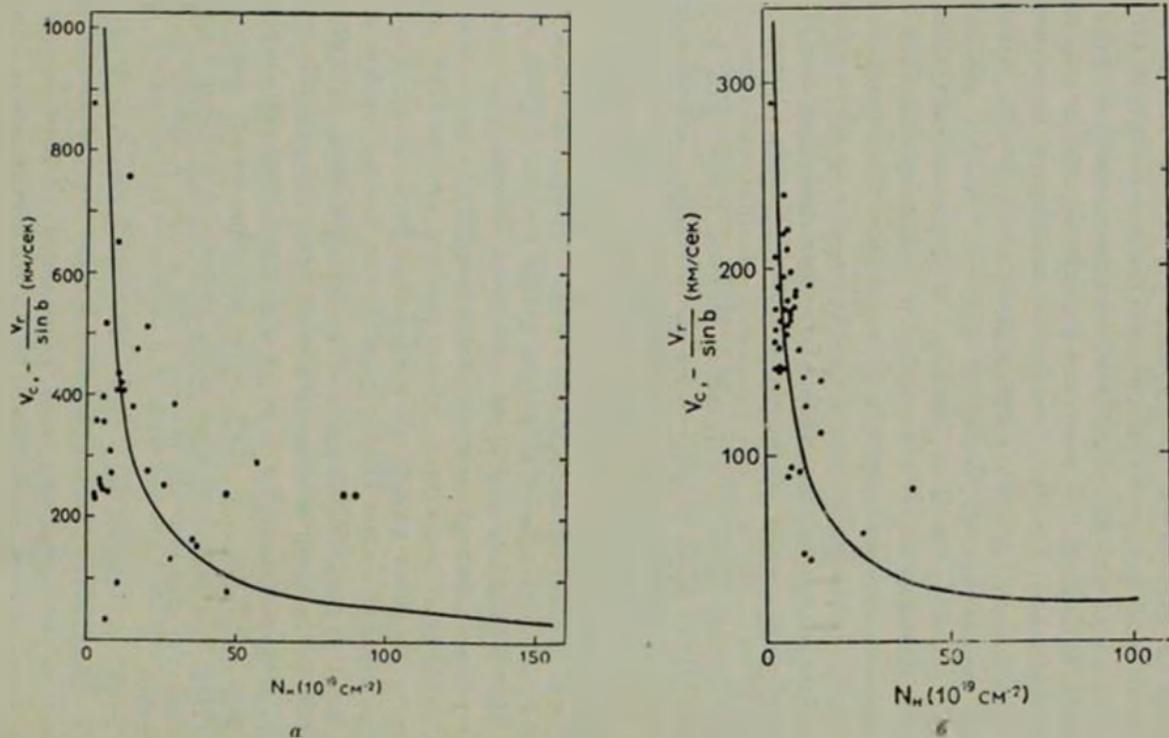


Рис. 1: а — кривая $v_c(N_n)$ для низкоширотной группы облаков, $v_0 \cdot N_{110} = 5 \cdot 10^3 \cdot 10^{19} \text{ км/сек см}^{-2}$; б — кривая $v_c(N_n)$ для высокоширотной группы облаков, $v_0 \cdot N_{110} = 10^3 \cdot 10^{19} \text{ км/сек см}^{-2}$; точки соответствуют наблюдаемым значениям — $v_r \sin b$ [2].

Таким образом, гипотеза о том, что НВС являются внутригалактическими объектами, хорошо согласуется с наблюдениями.

Автор благодарен рецензенту за сделанные им замечания.

НИИ Физики

Ростовского государственного
университета

ON THE ORIGIN OF HIGH-VELOCITY HI CLOUDS

Yu. A. SHCHEKINOV

An interpretation of correlation $N_{HI}(-v_i)$ for high-velocity HI clouds is proposed. It is assumed that the negative velocity of clouds is a result of movement towards the Galaxy plane. The plausible formation mechanisms of high-velocity clouds are discussed. The supernovae explosion is apparently unsatisfactory. It seems, that the cloud formation due to collision between galactic and intergalactic gas (e. g. intergalactic wind) is more favourable.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. L. Verschuur, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 257, 1975.
2. A. N. M. Hulsbosh, *Astron. Astrophys.*, 40, 1, 1975.
3. J. Silk, R. S. Silk, *Ap. Lett.*, 13, 143, 1973.
4. U. Mebold, *Astron. Astrophys.*, 19, 73, 1972.
5. J. H. Oort, *Astron. Astrophys.*, 7, 381, 1970.
6. M. Tosa, T. Kato, *Astrophys. Space Sci.*, 18, 504, 1972.
7. T. L. Chau, M. P. Svedoff, *Nuovo Cimento*, B8, 130, 1972.
8. Я. А. Якиште, Э. М. Саар, *Письма АЖ*, 3, 9, 1977.
9. А. А. Сучков, Ю. А. Шекинов, *Астрофизика*, 10, 265, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

ТОРМОЗНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ

А. В. АКОПЯН, В. Н. ЦЫТОВИЧ

Поступила 20 октября 1976

Пересмотрена 9 июня 1977

В работе исследуется неустойчивость, возникающая при тормозном излучении электромагнитных волн релятивистскими электронами в плазме. Сначала рассматривается случай изотропно распределенных ультрарелятивистских электронов. Затем исследуется неустойчивость излучения при торможении быстрых анизотропных электронов (лучей) на ионах плазмы. Определены значения энергии частиц и частоты излучения, при которых коэффициент реabsорбции становится отрицательным. Показано, что в сильных магнитных полях при $\omega < \omega_{UH} = (eH/mc^2)$ неустойчивость возникает для произвольного одномерного распределения ультрарелятивистских электронов.

Известно, что излучение релятивистских электронов играет большую роль в космических процессах. В частности, нетепловое радиоизлучение приписывается обычно нетепловым релятивистским электронам [1]. Тепловое излучение ($I_{\omega} \sim T$) обычно создается при свободно-свободных переходах, т. е. является тормозным. Однако тормозное излучение могут создавать и релятивистские нетепловые электроны. Это излучение может усиливаться за счет энергии электронов, т. е. работать как мазер, если коэффициент его реabsорбции отрицателен. При развитии такой тормозной неустойчивости эффективная температура излучения может достигать больших значений в достаточно широком интервале частот.

Тормозная неустойчивость нерелятивистских электронов в плазме без учета поляризационных свойств плазмы исследовалась в [2—4]. Насколько нам известно, тормозная неустойчивость релятивистских электронов с учетом влияния плазмы на процессы тормозного излучения до сих пор не рассматривалась. Задачей настоящей работы является нахождение критериев развития тормозной неустойчивости, определения ее частотных характеристик и оценки ее возможной роли в ряде астрономических объек-

тов. При этом особое внимание будет уделено анализу влияния плазмы на тормозную неустойчивость.

Влияние плазмы на тормозное излучение релятивистских частиц в астрофизических условиях оценивалось ранее в [6]. Однако при этом были получены в общем неверные выводы о падении уровня интенсивности излучения волн при $\omega < \omega_{pe}$, где $\omega_{pe} = (4\pi ne^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\gamma = z/mc^2$ — релятивистский фактор электронов. Это связано с тем, что в [6] не учитывались процессы рассеяния виртуальных квантов на заряде динамической поляризации, приводящие к новому переходному механизму тормозного излучения. Теория тормозного излучения в плазме с учетом влияния динамической поляризации плазмы развивалась в [7—9]. В [9] подробно анализировался эффект переходного тормозного излучения. В [10] рассматривалось тормозное излучение ультрарелятивистских частиц в плазме в присутствии сильного внешнего магнитного поля.

С использованием общих результатов из [7—10] по тормозному излучению в плазме ниже будут анализироваться эффекты тормозной неустойчивости релятивистских электронов.

1. *Уравнение баланса для тормозных квантов.* Пусть частицы сорта α , с импульсами \vec{p}_α и функцией распределения f_α сталкиваются в плазме с частицами другого сорта β с импульсами \vec{p}_β и функцией распределения f_β . При столкновении частицы обмениваются импульсом \vec{p}_α и передают $\hbar\omega$ и испускают квант с волновым вектором \vec{k} и частотой $\omega = \omega_{\vec{k}}$; $k = |\vec{k}|$, ω/c . Предположим, что до столкновения частицы в фазовом объеме $d\vec{p}_\alpha d\vec{p}_\beta / (2\pi)^6$ находятся на верхнем энергетическом уровне, как показано на рис. 1. После столкновения частицы переходят на нижний энергетический уровень, которому соответствует фазовый объем $d\vec{p}'_\alpha d\vec{p}'_\beta / (2\pi)^6$. Отметим, что понятие о верхнем и нижнем энергетических уровнях здесь в некотором смысле условное.

Обозначим через N_ω плотность тормозных квантов в фазовом объеме волновых векторов $d\vec{k} / (2\pi)^3$. Тогда с учетом спонтанного и индуцированного тормозного излучения и поглощения для баланса тормозных квантов имеем следующее выражение [7]:

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = \int W_{p_1, p_2}(\vec{x}, \vec{k}) [f_{p_1} f_{p_2} (N_{\vec{k}} + 1) - f_{p_1 + \vec{x}} f_{p_2 - \vec{x} - \vec{k}} N_{\vec{k}}] \frac{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{x}}{(2\pi)^9} \quad (1)$$

где $W_{p_1, p_2}(\vec{x}, \vec{k})$ — вероятность рассматриваемого процесса. В квазиклассическом пределе для индуцированных эффектов из (1) получаем

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = \gamma_{\vec{k}} N_{\vec{k}}, \quad (2)$$

где

$$\gamma_{\vec{k}} = \int W_{p_1, p_2}(\vec{x}, \vec{k}) \left[\left(\vec{x} + \vec{k}, \frac{p_1}{p_2} \right) f_{p_1} - \left(\vec{x}, \frac{p_1}{p_2} \right) f_{p_1} \right] \frac{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{x}}{(2\pi)^9} \quad (3)$$

— инкремент (декремент) неустойчивости. Вместо (3) будем пользоваться коэффициентом реабсорбции:

$$\mu_{\omega} = - \frac{\gamma_{\vec{k}}}{\left| \frac{\partial \omega_{\vec{k}}}{\partial \vec{k}} \right|} \quad (4)$$

Коэффициент реабсорбции, который может быть как положительным, так и отрицательным, характеризует изменение числа квантов в пространстве. В этом случае число квантов с ростом расстояния l нарастает (уменьшается) согласно $N \sim e^{-l}$. Отсюда следует, что для возникновения тормозной неустойчивости необходимо, чтобы коэффициент реабсорбции стал отрицательным. При этом имеет место положительный баланс между мощностями тормозного излучения и поглощения. В отличие от других неустойчивостей в плазме, тормозная неустойчивость может иметь место для волн весьма высоких частот: $\omega_{pe} \ll \omega < \pi/\hbar$. Кроме того она, как

следует из (3), характеризуется заселенностями обоого сорта сталкивающихся частиц, т. е. знаками производных $\frac{\partial f_{-}}{\partial p_{i}}$ и $\frac{\partial f_{+}}{\partial p_{i}}$.

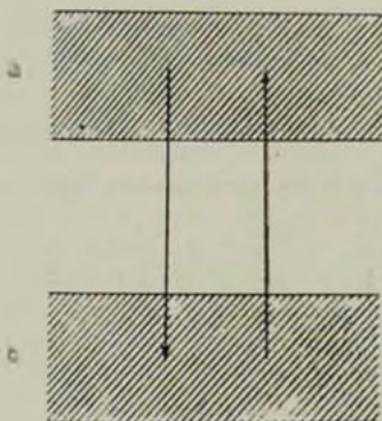


Рис. 1.

2. *Тормозная устойчивость изотропных релятивистских электронов.* Хотя в космических условиях часто встречаются направленные пучки релятивистских электронов, все же, как известно, процессы изотропизации релятивистских электронов весьма эффективны [11]. Поэтому следует начать анализ со случая изотропно распределенных релятивистских электронов, тем более, что учет холодной плазмы мог бы привести к неустойчивости, аналогичной синхротронной [12]. Однако в данном случае изотропное распределение релятивистских электронов, как будет показано ниже, устойчиво в отношении к тормозному излучению, даже при учете эффекта плотности [13], приводящего к уменьшению интенсивности обычного тормозного излучения при частотах $\omega \ll \gamma^2 \omega_{pe}$.

Пусть в (3) α соответствует изотропным релятивистским электронам, а β — покоящимся изотропным ионам, так что функция распределения

$$f_{-} = (2\pi)^3 n_i \delta(\vec{p}), \quad (5)$$

где n_i — концентрация ионов в единичном объеме. Учитывая закон сохранения энергии при элементарном акте тормозного излучения, из (3)—(5) имеем для частотного спектра коэффициента реабсорбции

$$\kappa_{\omega} = -\frac{\omega n_i}{c} \int W_{\nu}(\vec{x}, \vec{k}) \frac{\partial f_{-}^{(+)}}{\partial t} \frac{d^3 x dp}{(2\pi)^3}, \quad (6)$$

$$\omega = \omega_{\vec{k}}, \quad \vec{p} = \vec{p}_{\vec{k}}, \quad W_{\vec{p}} = W_{\vec{p}_{\vec{k}}}, \quad 0$$

где $f_r^{(e)}$ — функция распределения электронов по импульсам.

Введя вместо $f_r^{(e)}$ функцию распределения релятивистских электронов по энергиям

$$f_i = \frac{4\pi p^2 f_r^{(e)}}{(2\pi)^3 c}, \quad \int f_i d\varepsilon = n_e,$$

где n_e — плотность электронов, из (6) имеем

$$\mu_{\omega} = - \frac{n_e^{(e)}}{c} \int \overline{W_{\vec{p}}(\vec{x}, \vec{k})} \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{f_i}{\varepsilon^3} \right) \frac{d^3 \vec{\varepsilon}}{(2\pi)^3}. \quad (7)$$

Здесь черта означает усреднение по всем направлениям изотропных электронов.

Интенсивность тормозного излучения при столкновении электрона с покоящимся ионом определяется соотношением [7] ($h = 1$)

$$Q_{\vec{k}}(\gamma) = \frac{\omega_{\vec{k}}}{(2\pi)^4} \int \overline{W_{\vec{p}}(\vec{x}, \vec{k})} \frac{d^3 \vec{x}}{(2\pi)^3}. \quad (8)$$

Полная же интенсивность излучения в интервале частот $d\omega$ при $\omega \gg \omega_{\min}$ будет

$$Q_{\omega}(\gamma) = \frac{1}{c^3} \int Q_{\vec{k}}(\gamma) \omega_{\vec{k}}^2 d\Omega_{\vec{k}} = \frac{4\pi \omega^2}{c^3} \int \overline{W_{\vec{p}}(\vec{x}, \vec{k})} \frac{d^3 \vec{\varepsilon}}{(2\pi)^3}, \quad (9)$$

где $d\Omega_{\vec{k}}$ — элемент телесного угла вектора \vec{k} , а усреднение здесь производится по углам \vec{k} . Так как проинтегрированная по передаваемым импульсам \vec{x} вероятность зависит лишь от относительного угла между \vec{k} и \vec{p} , то знак усреднения в (7) и (9) может быть отождествлен и, следовательно,

$$\mu_{\omega} = - \frac{2\pi^2 n_e c^2}{\omega^2} \int Q_{\omega}(\gamma) \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{f_i}{\varepsilon^3} \right) d\varepsilon. \quad (10)$$

Считая, что для минимальных энергий релятивистских электронов ($\varepsilon_{\min} \gg mc^2$) имеет место $f_{\varepsilon_{\min}} = 0$ и интегрируя в (10) по частям, получим

$$I_{\omega} = \frac{2\pi^2 n_i}{m\omega^2} \int_0^{\infty} \frac{f_1}{\gamma^2} \cdot \frac{d}{d\gamma} (\gamma^2 Q_{\omega}(\gamma)) d\gamma, \quad (11)$$

где f_1 определяется согласно

$$\int_0^{\infty} f_1 d\gamma = \int_{m_0 c^2}^{\infty} f_2 dz = n_i. \quad (11a)$$

Из (11) следует, что значение знака I_{ω} определяется знаком производной $d/d\gamma (\gamma^2 Q_{\omega}(\gamma))$. Если воспользоваться результатами работы [9], то спектральная интенсивность обычного тормозного излучения в плазме

$$Q_{\omega}(\gamma) = \frac{16}{3} r_e^2 e_i^2 \left(\ln \frac{2mc^2 \gamma^2}{\omega} - \frac{19}{12} \right); \quad \omega \gg 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}}, \quad (12a)$$

$$Q_{\omega}(\gamma) = \frac{16}{3} r_e^2 e_i^2 \frac{\omega^2}{\omega^2 + \gamma^2 \omega_{pe}^2} \left(\ln \frac{mcv_{Te}}{\omega_{pe}} \sqrt{1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} - \frac{1}{2} \right); \quad (12b)$$

$$\omega \ll 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}}$$

где e_i — заряд иона, r_e — классический радиус электрона, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов плазмы ($v_{Te} \ll c$). Из (12a) и (12b) следует, что, несмотря на учет эффекта плотности, в формуле (12b), имеет место $d/d\gamma (\gamma^2 Q_{\omega}(\gamma)) > 0$ и, согласно (11), при изотропном распределении электронов неустойчивость для обычного тормозного излучения отсутствует. Этот же результат в [4] был получен другим путем, но для нерелятивистских изотропных электронов и без учета поляризации плазмы.

Устойчивость в изотропном случае имеет место также и для переходного тормозного излучения. Согласно [9], имеем в этом случае

$$Q_{\omega}(\gamma) = 4r_e^2 e_i^2 \left(\frac{c\omega_{pe}}{v_{Te}\omega} \right)^4; \quad \omega \gg 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}}, \quad (13a)$$

$$Q_{\omega}(\gamma) = r_e^2 e_i^2 \left(\frac{c\omega_{pe}}{v_{Te}\omega} \right)^2 \left(\ln \frac{4\gamma^2 \omega^2}{\omega^2 + \gamma^2 \omega_{pe}^2} - 2 \right); \quad (13b)$$

$$\frac{1}{2} \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe} \ll \omega \ll 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}}$$

$$Q_n(\gamma) = \frac{8}{3} r_e^2 e_i^2 \ln \left(\frac{c^2}{v_{Te}^2} \frac{\gamma^2 \omega^2}{\omega^2 + \gamma^2 \omega_{pe}^2} \right); \quad \omega \ll \frac{1}{2} \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe}. \quad (13в)$$

Из выражений (13а) — (13в) имеем, что для всех частот $d/d\gamma (Q_n(\gamma)) > 0$.

Таким образом, доказан общий результат об устойчивости любого изотропного распределения релятивистских электронов относительно тормозной раскачки высокочастотных ($\omega \gg \omega_{pe}$) электромагнитных волн как при обычном, так и при переходном тормозном излучениях. Отметим, что этот результат верен только при отсутствии внешних магнитных полей.

3. *Тормозная неустойчивость анизотропных релятивистских электронов.* Перейдем к рассмотрению случая направленного пучка релятивистских электронов. При этом пренебрегаем угловым разбросом пучка. Будем исследовать угловую зависимость коэффициента реабсорбции в отсутствие магнитного поля. С этой целью мы используем результаты работы [9]. Согласно [9], вероятность обычного тормозного излучения ультрарелятивистской частицы как функция от угла θ между \vec{k} и \vec{v} имеет резкий максимум внутри интервала углов

$$\Delta \theta \approx \sqrt{\gamma^{-2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, \quad (14)$$

где $\Delta \theta$ — угол раствора конуса направленности вокруг \vec{v} .

Начнем с рассмотрения излучения, испускаемого вне конуса направленности. В этом случае для углов, лежащих вне области углов (14), считая $\omega - kv \cos \theta \approx \omega - kc \cos \theta$, из (6) и [9] имеем для угловой зависимости коэффициента реабсорбции

$$\eta_n(\theta) = -\frac{2}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m(\omega - kv \cos \theta)^2} \left(\ln \frac{x_{max}^2 d^2}{1 + \frac{d^2}{c^2} (\omega - kv \cos \theta)^2} - 1 \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_1 d_1}{d_1^3}, \quad (15)$$

где x_{max} — максимальный импульс передачи [9]. Из (15) следует, что, хотя интенсивность тормозного излучения отдельного быстрого электрона вне конуса направленности (14) мала, все же имеет место отрицательная реабсорбция. Однако коэффициент реабсорбции η_n относительно невелик из-за содержащейся в знаменателе (15) большой величины γ^2 .

Теперь исследуем реабсорбцию излучения, испускаемого внутри конуса направленности. Вероятность для обычного тормозного излучения в этом случае имеет вид:

$$W_p(\theta) = \frac{4r_e^2 e_i^2 c^3 \gamma^2}{\pi \omega^3} \frac{\left(1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^2 + \gamma^4 \theta^4}{\left(1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \gamma^2 \theta^2\right)^4} \times \\ \times \left| \ln \frac{\chi_{\max}^2 d^2}{1 + \frac{d^2 \omega^2}{4\gamma^4 c^2} \left(1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \gamma^2 \theta^2\right)^2} - 1 \right|, \quad (16)$$

где θ — угол, лежащий внутри области углов (14). Поскольку в реальных условиях $\chi_{\max} d \gg 1$, то согласно (16) интенсивность излучения достигает максимального значения при частотах $\omega \gg 2\gamma^2 (c/v_{Te}) \omega_{pe}$. Коэффициент реабсорбции в области спектра этих частот будет:

$$r_{\omega}(\theta) = \frac{16}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m \omega^2} \int_0^{\theta} \frac{\gamma f_1 d\gamma}{(1 + \theta^{*2})^2} [1 - 3\theta^{*2} (1 - \theta^{*2})] \times \\ \times \left| \ln \frac{\chi_{\max}^2 \gamma^2}{k^2 (1 + \theta^{*2})} + (1 + \theta^{*2})^4 - \frac{1}{2} \right|, \quad (17)$$

где $\theta^* = \gamma \theta$.

Из (17) видно, что внутри конуса направленности в области спектра частот $\omega \gg 2\gamma^2 (c/v_{Te}) \omega_{pe}$ обычное тормозное излучение релятивистского одномерного потока электронов является устойчивым. Это может привести к тому, что за счет обратного тормозного эффекта часть электронов на пути прохождения будет ускоряться за счет энергии квантов указанных частот. Отметим, что частоты $\omega \gg 2\gamma^2 (c/v_{Te}) \omega_{pe}$ соответствуют случаю, когда полностью можно пренебречь влиянием плазмы на тормозное излучение.

При частотах $\omega_{pe} \ll \omega \ll 2\gamma^2 (c/v_{Te}) \omega_{pe}$ для волн, распространяющихся вдоль движения пучка, имеем из (6) и (16):

$$r_{\omega}(\theta = 0) = \frac{16}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m \omega^2} \int_0^{\theta} \frac{\gamma \left(1 - \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)}{\left(1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^3} \times \\ \times \ln \frac{mc v_{Te}}{\omega_{pe}} \sqrt{1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} f_1 d\gamma. \quad (18)$$

Из (18) видно, что для частот $\omega < \gamma \omega_{pe}$ коэффициент реабсорбции отрицательный и, следовательно, тормозное излучение нарастает. Таким образом, из результатов (17) и (18) приходим к выводу, что для обычного тормозного излучения ультрарелятивистских частиц волны, распространяю-

шиеся вдоль движения пучка, затухают в области частот $\omega > \gamma^2 \omega_{pe}$ и усиливаются при частотах $\omega_{pe} \ll \omega < \gamma^2 \omega_{pe}$. В этой связи следует отметить, что, согласно результатам работ [2, 4], тормозное излучение пучка направленных нерелятивистских электронов всегда является неустойчивым во всем спектре частот. В случае же ультрарелятивистских электронов тормозная неустойчивость в плазме имеет место только для тех частот и энергий, при которых, согласно (6),

$$\frac{\partial W_1(\omega)}{\partial \gamma} < 0,$$

где $W_1(\omega)$ — частотное распределение вероятности в зависимости от энергии электронов.

Рассмотрим теперь поведение волны, образованных при переходном тормозном излучении пучка ультрарелятивистских электронов на заряде динамической поляризации. Ввиду громоздкости результатов ограничимся рассмотрением волн, распространяющихся вдоль движения пучка. Воспользовавшись результатами [9], для переходного тормозного излучения имеем

$$\mu_{\pm}(\parallel = 0) = \frac{2}{3\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m \omega^2} \left(\frac{c \omega_{pe}}{v_{Te}} \right)^4 \int \gamma^3 f_1 d\gamma, \quad \omega \gg 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe}, \quad (19)$$

$$\mu_{\pm}(\parallel = 0) = \frac{2}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m \omega^2} \int \frac{1}{\gamma} \frac{f_1 d\gamma}{1 + \gamma^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, \quad \omega \ll 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe}. \quad (20)$$

Таким образом, согласно (19) и (20), при переходном тормозном излучении происходит положительная реабсорбция, и поэтому волны поглощаются электронами пучка.

Из сравнения формул (17) и (18) с (19) следует, что с учетом как обычного, так и переходного тормозного излучений, волны, распространяющиеся вдоль движения пучка, усиливаются в области спектра частот $\omega_{pe} \ll \omega < \gamma^2 \omega_{pe}$. При остальных же частотах тормозные кванты поглощаются электронами пучка. В частности, при $\omega \ll \gamma^2 \omega_{pe}$ усиление волн за счет обычного тормозного излучения, как следует из (18) и (20), по крайней мере в ω^2/ω_{pe}^2 раз больше поглощения, связанного с переходным тормозным излучением.

4. *Тормозная неустойчивость релятивистских электронов в сильном магнитном поле.* При наличии сильного магнитного поля движение электронов можно считать одномерным вдоль магнитных силовых линий вплоть до частот $\omega < \omega_H = eH/mc$; [4, 10]. В присутствии магнитного поля коэффициент реабсорбции может быть выражен соотношением

$$\mu_{\pm}(\omega) = \frac{n_e \omega}{mc^3} \int f_{\pm} \frac{\partial}{\partial \gamma} |W_{\pm}^+(\omega) \mp W_{\pm}^-(\theta)| d\gamma, \quad (21)$$

где f_{\pm} — функция распределения релятивистских электронов, нормированная согласно (11а), $W_{\pm}^{\pm}(\omega)$ — вероятности излучения частиц по полю и против поля. Не нарушая общности, для симметричного распределения можно считать, что функция распределения f_{\pm} зависит лишь от γ (энергия частиц), т. к. процесс излучения можно рассматривать в системе отсчета, в которой средний импульс электронов равен нулю (преобразование Лоренца вдоль магнитного поля H всегда это допускает). В случае несимметричного распределения, когда в указанной системе отсчета число частиц, движущихся по полю, не равно числу частиц, движущихся против поля, необходимо ввести соответственно две функции: f_{\pm}^+ — описывающую распределение по полю и f_{\pm}^- — против поля. Тогда (21) содержит $f_{\pm}^+(\partial/\partial\gamma) \times W_{\pm}^+ + f_{\pm}^-(\partial/\partial\gamma) W_{\pm}^-$. Простоты ради мы будем считать $f_{\pm}^+ = f_{\pm}^- = f_{\pm}$.

При получении (21) предполагалось, что все электроны ультрарелятивистские ($\gamma \gg 1$) и $f_{\pm, \gamma \rightarrow 0} \sim 0$, т. е. электроны нерелятивистских энергий отсутствуют. Это означает, что f_{\pm} всегда имеет области $\partial f_{\pm} / \partial \gamma > 0$, а сходимость (11а) указывает на необходимость существования областей $\partial f_{\pm} / \partial \gamma < 0$. Те частицы, для которых $\partial f_{\pm} / \partial \gamma > 0$, усиливают излучение, а те, для которых $\partial f_{\pm} / \partial \gamma < 0$ — поглощают излучение.

Рассмотрим случай слабой экранировки поля, т. е. область высоких частот

$$\omega \gg 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe}. \quad (22)$$

Тогда при $\omega \ll 1$ для вероятности обычного тормозного излучения ($v \sim c$, $\omega \gg \omega_{pe}$) получаем [10]

$$W_{\pm}^+(\omega) = \frac{16}{\pi} \frac{e^4 e_1^2}{m^2 c \omega^3} \frac{\gamma^2 \theta^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^4}, \quad (23)$$

$$W_{\pm}^-(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{e^4 e_1^2 \theta^2}{m^2 c \omega^3 \gamma^6}. \quad (24)$$

Пренебрегая (24) по сравнению с (23), из (21) получим

$$\mu_{\pm}(\omega) = \frac{32}{\pi} \frac{e^4 e_1^2 n_e \theta^2}{m \omega^2} \int \frac{\gamma f_{\pm} (1 - 3\gamma^2 \theta^2) d\gamma}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^3}. \quad (25)$$

Для $\omega = 0$ реабсорбция положительна. Однако при $\omega \gg \gamma_{min}^{-1}$ всегда $\mu_{\pm} < 0$, т. е. возникает раскачка колебаний.

В области более низких частот

$$\frac{1}{2} \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe} \ll \omega \ll 2\gamma^2 \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe} \quad (26)$$

вероятность обычного тормозного излучения имеет вид

$$W_T(\theta) = \frac{4}{\pi\omega} \frac{e^4 e_i^2}{m^2 c^4} \frac{v_{Te}^2}{\gamma^2 \omega_{pe}^2} \frac{1}{1 + \gamma^2 \theta^2} \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{4\omega_{pe}^2} \frac{v_{Te}^2}{c^2} \theta^2} \quad (27)$$

Из (27) следует, что при любом распределении частиц и любых θ , γ в пределах угла направленности имеет место тормозная неустойчивость, т. е.

$$\mu_w(\theta) = - \frac{32 r_e^2 e_i^2 n_i}{m\omega^2} \frac{\theta^2}{\theta^2 + 4 \frac{c^2}{v_{Te}^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \int \frac{f_i (1 + 2\gamma^2 \theta^2) d\gamma}{\gamma^3 (1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \quad (28)$$

Наконец, в области частот

$$\omega \ll \frac{1}{2} \frac{c}{v_{Te}} \omega_{pe} \quad (29)$$

вероятность обычного тормозного излучения есть

$$W_T(\theta) = \frac{4}{\pi\omega} \frac{e^4 e_i^2}{m^2 c^4 \gamma^2} \frac{v_{Te}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\theta^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \quad (30)$$

и вновь получим тормозную неустойчивость:

$$\mu_w(\theta) = - \frac{8}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m\omega_{pe}^2} \frac{v_{Te}^2}{c^2} \int \frac{f_i (1 + 3\gamma^2 \theta^2) d\gamma}{\gamma^3 (1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \quad (31)$$

Таким образом, обычное тормозное излучение в сильном магнитном поле практически всегда приводит к неустойчивости. При этом максимальное значение инкремента достигается в узком интервале углов θ по отношению к магнитному полю, т. е. возникает резко направленный лазер-эффект. С ростом угла инкремент падает. Для оценки эффекта удобно выбрать распределение электронов с неким эффективным средним значением $\gamma = \gamma_{\text{эф}}$ и степенным убыванием функции распределения $\sim \gamma^{-\nu}$ при $\gamma \gg \gamma_{\text{эф}}$, где ν — положительное число порядка единицы. При этом интегрирование в (25) ограничено условием (22), т. е.

$$\gamma < \gamma_{\text{эф}} = \left(\frac{\omega}{2\omega_{pe}} \frac{v_{Te}}{c} \right)^{1/\nu} \quad (32)$$

Если $\gamma_{\min} > \gamma_*$, то оценка (31) показывает, что максимальная раскачка возникает при

$$\vartheta \sim \sqrt{2 \frac{c}{v_{Te}} \frac{\omega_{pe}}{\omega}} \simeq \frac{1}{\gamma_{\min}}$$

и

$$\mu_{\max} \sim \frac{r_e^2 e_i^2 n_i n_e}{m \omega^2} \frac{\gamma_*^{-1}}{\gamma_{\min}^2} \sim \frac{1}{\omega^{3/2+2}} \quad (33)$$

т. е. убывает с ростом частоты. Снизу (33) ограничено условием $\gamma_{\min} > \gamma_*$. При обратном неравенстве характерный угол максимальной раскачки будет $\vartheta \sim \gamma_*^{-1}$ и оценка μ_{\max} приобретает вид

$$\mu_{\max} \sim \frac{r_e^2 e_i^2 n_i n_e}{m \omega^2 \gamma_*} \quad (34)$$

т. е. инкремент растет с падением частоты. Максимального значения инкремент достигает при частотах (29)

$$\mu_{\max} \sim \frac{r_e^2 e_i^2 v_{Te}^2 n_e n_i}{m c^2 \gamma_*^3 \omega_{pe}^2} \quad (35)$$

который получается из (34) при подстановке $\omega \sim (c/v_{Te}) \gamma_*^2 \omega_{pe}$.

Однако в области низких частот, согласно [9], может доминировать переходное тормозное излучение. В сильном магнитном поле вероятность переходного тормозного излучения в узком интервале углов вдоль магнитного поля для области частот (22) имеет вид

$$W_1^-(\vartheta) = \frac{4e_e^4 e_i^2}{\pi \omega^3 m^3 c} \left(\frac{\omega_{pe} c}{\omega v_{Te}} \right)^4 \frac{\gamma^2 \vartheta^2}{1 + \gamma^2 \vartheta^2} \quad (36)$$

что всегда приводит к положительной реабсорбции:

$$\mu_{\max}(\vartheta) = \frac{8}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m \omega^2} \left(\frac{\omega_{pe} c}{\omega v_{Te}} \right)^4 \vartheta^2 \int \frac{\gamma f_e d\gamma}{(1 + \gamma^2 \vartheta^2)^2} \quad (37)$$

Сравнение с (25) показывает, что при $\vartheta \sim \gamma_{\min}^{-1}$ (37) не может превзойти (25). Однако при $\vartheta \gg \gamma_{\min}^{-1}$ инкремент (37) падает $\sim \vartheta^{-2}$ с ростом угла ϑ , тогда как (25) падает как $\sim \vartheta^{-6}$.

В области частот (26) вероятность переходного тормозного излучения имеет вид

$$W_1^-(\vartheta) = \frac{2}{\pi} \frac{e_e^4 e_i^2}{m \omega^3 c} \left(\frac{\omega_{pe} c}{\omega v_{Te}} \right)^2 \frac{\vartheta^2}{\gamma^2 (1 + \gamma^2 \vartheta^2)} \quad (38)$$

которая дает тормозную неустойчивость

$$\mu_{\omega}(\theta) = -\frac{4}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m\omega^2} \left(\frac{\omega_{pe} c}{\omega v_{Te}} \right)^2 \int_0^1 \frac{f_1 (1 + 2\gamma_1^2 \theta^2) d\gamma_1}{\gamma_1^2 (1 + \gamma_1^2 \theta^2)^2} \quad (39)$$

Наконец, в области частот (29) имеем

$$W_1'(\theta) = \frac{2}{\pi} \frac{e_i^2 e_i^2}{m^2 \omega^2 c} \frac{\theta^2}{\gamma^2 (1 + \gamma^2 \theta^2)}, \quad (40)$$

$$\mu_{\omega}(\theta) = -\frac{4}{\pi} \frac{r_e^2 e_i^2 n_i}{m\omega^2} \int_0^1 \frac{f_1 (1 + 2\gamma_1^2 \theta^2) d\gamma_1}{\gamma_1^2 (1 + \gamma_1^2 \theta^2)^2} \quad (41)$$

Отрицательный коэффициент реабсорбции (41) следует сравнить с (31). При $\theta \sim \gamma_e^{-1}$ интегралы в (31) и (41) примерно одинаковы и в силу (29) получим, что (41) существенно превосходит (31). При $\theta \gg \gamma_e^{-1}$ инкремент (31) падает как $\sim \theta^{-2}$, тогда как (41) остается независимым от угла θ . При произвольных $|\sin \theta| \gg \gamma_e^{-1}$ вместо (41) получим:

$$\mu_{\omega}(\theta) = -\frac{8r_e^2 e_i^2 n_i}{\pi m\omega^2} \int_0^1 \frac{f_1 d\gamma_1}{\gamma_1^2}.$$

Максимальное значение μ_{ω} достигается при $\omega \simeq \omega_{pe}$.

Основные выводы. 1. В сильном магнитном поле практически любые распределения релятивистских электронов приводят к тормозной неустойчивости. Для ее проявления необходимо, чтобы оптическая толщина относительно тормозного излучения была достаточно большой. При распространении магнитных полей и релятивистских частиц в космической плазме полученный вывод представляется важным для интерпретации астрономических наблюдений.

2. В слабых магнитных полях тормозная неустойчивость релятивистских электронов возможна лишь для анизотропных распределений и, в частности, пучков, причем она проявляется только в области частот $\omega < \gamma_{pe} \omega_{pe}$, а не во всем спектре частот, как это имеет место при нерелятивистских скоростях электронов [2, 4].

3. Тормозная неустойчивость в сильном магнитном поле в области низких частот в основном обязана механизму переходного тормозного излучения и обладает малой направленностью. Для высоких частот возникает эффект направленности тормозной неустойчивости, когда раскачива-

ются волны, распространяющиеся под малыми углами к направлению магнитных силовых линий.

Институт радиофизики и электроники АН Арм. ССР
Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР

Примечание при корректуре. Выполним некоторые численные оценки для пульсаров. Из (18), считая $n_e \sim n_i \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, энергию быстрых электронов $\epsilon_e \sim 10^8 \text{ эв}$, $v_{Te}/c \sim v_F/c \sim 0.5$, где v_F — скорость на Ферми-поверхности, получаем, что усиление рентгеновского тормозного излучения иблизи $\omega \sim 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ происходит на расстоянии $\mu_m^{-1} \sim 10^8 \text{ см}$. Из (31), подставляя $n_e \sim n_i \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_e \sim 10^8 \text{ эв}$, $v_{Te}/c \sim v_F/c \sim 0.5$ для $\omega \sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, получаем, $\mu_m^{-1} \sim 10^7 \text{ см}$. Эти расстояния как раз совпадают с предсказуемыми размерами пульсаров.

BREMSSTRAHLUNG INSTABILITY OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN A PLASMA

A. V. AKOPIAN, V. N. TSITOVICH

The instability caused by relativistic electrons EM bremsstrahlung in a plasma has been investigated. The ultrarelativistic electron isotropic distribution is considered as well as the radiation instability occurring by the breaking of the anisotropic electrons (e. g. electron beam) on the ions of a plasma. The electron energy and the radiation frequency which make the reabsorption coefficient negative are determined.

It is shown that in the strong magnetic fields when $\omega < \omega_H = eH/mc^2$, the instability arises by arbitrary one-dimensional distribution of the ultrarelativistic electrons.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1975.
2. V. Canuto, H. Chiu, L. Fasolo-Canuto, Phys. Rev., 185, 1607, 1964.
3. H. Chiu, V. Canuto, Ap. J., 163, 577, 1971.
4. В. Н. Сазонов, В. Ф. Туланов, ЖЭТФ, 67, 2157, 1974.
5. В. Н. Сазонов, В. Ф. Туланов, Изв. ВУЗ-ов, Радиофизика, 18, 165, 1975.
6. D. V. Melrose, Astrophys. Space Sci., 18, 267, 1972.
7. В. Н. Цытович, Труды ФИАН, 66, 191, 1973.
8. А. В. Акопян, В. Н. Цытович, Физика плазмы, 1, вып. 4, 1975.
9. А. В. Акопян, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, 71, 166, 1976.
10. А. В. Акопян, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, 73, вып. 5, 1977.
11. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
12. В. В. Желсаяков, ЖЭТФ, 51, 570, 1966.
13. М. А. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

МЕХАНИЗМ «ВЫЖИВАНИЯ» КОСМИЧЕСКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЫЛИНОК

В последнее время был поставлен вопрос о новом астрофизическом явлении — существовании релятивистских космических пылинок [1, 2]. Такие пылинки могли бы, в частности, вызывать широкие атмосферные ливни с энергией $E \geq 3 \cdot 10^{19}$ эв. Противоречие между пространственной изотропией таких ливней и отсутствием обрезания их спектра из-за действия реликтового излучения [3] было бы, таким образом, снято. Эта гипотеза сразу же столкнулась с трудностями, так как не было учтено накопление на пылинке электрического заряда. В частности, авторы [4] показали, что для пылинок с прочностью порядка нескольких кГ/мм², накопление заряда вследствие фотоэффекта в световом поле Солнца, а также в результате взаимодействия с ядрами межзвездного водорода приводит к их механическому разрушению и дроблению. В настоящей работе подобный [4] анализ поведения пылинок проведен с учетом экспериментально установленного факта предельно высокой прочности малых металлических объектов (с линейными размерами 100 ÷ 1000 Å) [5] и эффекта испарения поверхностных атомов в сильных электрических полях [6].

Условно механизм «выживания» пылинки может быть представлен следующим образом. Первичное накопление на пылинке заряда q_{\max} обеспечивает создание у ее поверхности электрического поля напряженностью F_n , достаточного для интенсивного испарения поверхностных атомов. Поскольку это испарение происходит в виде ионов, оно приводит к уменьшению общего заряда пылинки и, следовательно, к снижению напряженности электрического поля. По мере всего дальнейшего движения пылинки к Земле процесс накопления на ней заряда компенсируется его удалением при испарении полем материала пылинки. В результате «выживание» пылинки

(т. е. достижение ею Земли) зависит от ее прочности в поле F_n и от того, не будет ли «растрочена» вся масса пылинки в процессе испарения полем. Значения испаряющих полей F_n для четырех материалов (возможность образования из них пылинок отмечалась, например, в [7]), а также соответствующие величины растягивающих напряжений τ_n и теоретической прочности τ_T^* приведены в табл. 1. Как видно, на пылинках из Mg и C невозможно достижение поля F_n , т. е. они будут разрушены электростатическими силами уже в начале своего движения.

Таблица 1

Материал	Fe	Mg	C	Si
$F_n, \text{ в/А}$	3.6	2.4	8.2	3.4
$\tau_n, \text{ кг/мм}$	575	255	2980	510
$\tau_T, \text{ кг/мм}$	1100	235	45	540

Оценивая теперь вероятность «выживания» релятивистских пылинок (из железа), положим их энергию в конце пути (при достижении Земли) $E_k = 10^{20}$ эв. Пороговое значение Лоренц-фактора частицы γ , соответствующее существенному влиянию фотоэффекта (т. е. пороговое значение длины волны фотонов λ_ϕ выбирается равным $\sim 5000 \text{ \AA}$ — примерно в центре распределения энергии в солнечном спектре [18]), определяемое:

$$\gamma' = \left(\frac{3E_k}{4\pi\rho} \right)^{1/4} \left(\frac{F_n \lambda_\phi}{hc} \right)^{3/4}, \quad (1)$$

(где ρ — плотность пылинки, h — постоянная Планка, c — скорость света), составляет 360. В этом случае конечная масса пылинки $m_k \simeq 5 \cdot 10^{-16}$ г, ее конечный радиус $R_k = 250 \text{ \AA}$. Если учитывать фотоионизацию только за счет солнечного излучения, то накопленный пылинкой среднего радиуса $\bar{R}_0 = \text{const}$ заряд $\sum q$ при ее движении из бесконечности до Земли, равен

$$\sum_{\text{солн.}} q = \frac{L(\omega) x \bar{R}_0^2}{4c r_{\text{млн}}}, \quad (2)$$

где $L(\omega)$ — число фотонов с энергией выше порога, испускаемых Солнцем в единицу времени, x — число электронов, вырываемых из пылинки одним фотоном ($x = 0.01 - 0.1$), $r_{\text{млн}}$ — радиус земной орбиты.

* По данным автономномикроскопических экспериментов для образцов указанных размеров реализуется теоретическая прочность.

В данном случае $\sum_{\text{слоя}} q = 2 \cdot 10^{11}$ кул ($x = 0.1$), чему соответствует

$\sum_{\text{слоя}} n = 6 \cdot 10^7$ атомов. Принимая $x = 0.1$ имеем, что для „выживания“

пылинки (сейчас мы учитываем только фотоэффект в оптическом излучении Солнца) ее исходный радиус должен составлять 640 А.

Учитывая теперь отдельно накопление пылинкой заряда за счет фотоэффекта в оптическом излучении в межгалактическом пространстве (согласно [9] плотность фотонов составляет $\sim 10^{-3}$ см $^{-3}$), получаем для случая $\gamma = \gamma' = 360$ среднее значение $\sum_{\text{м.г.}} n \sim 10^{14} \sim 10^{15}$ атомов. Это оз-

начает, что взаимодействие релятивистских пылинок с $\gamma \gg \gamma' = 360$ с оптическим излучением в межгалактическом пространстве приводит к их полному уничтожению. Однако для пылинок с $\gamma < \gamma'$ (порядка 200 и менее) взаимодействие с оптическим излучением в межгалактическом пространстве приводит к удалению с их поверхности (за счет испарения полей) всего нескольких атомных слоев. Отметим, что более точное определение порогового значения γ' , соответствующее „гибели“ пылинок при прохождении ими космологических расстояний, требует учета (и знания) распределения фотонов в оптическом излучении межгалактического пространства.

Рассмотрим теперь взаимодействие пылинок с $\gamma = 30$ и $\gamma = \gamma'$ с атомами межзвездного водорода. Для $\gamma = 30$ конечная масса пылинки $m_k = 5.9 \cdot 10^{-15}$ г, $R_k = 560$ А. Скорость накопления заряда на пылинке при ее взаимодействии с атомами водорода постоянна и равна (в предположении, что R_0 усреднено и $R_0 = \bar{R}_0 = \text{const}$):

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_H = D \frac{Z_p n_H \bar{R}_0}{A \beta (F_* \bar{R}_0 \varphi + \varphi)} \quad (3)$$

где A и Z — атомный номер и зарядовое число вещества пылинки, n_H — плотность водорода, ρ — плотность пылинки, φ — работа выхода материала пылинки, D — коэффициент. Поскольку основной вклад в энергию удаления электрона из пылинки дает qe^2/R_0 , то φ в уравнении (3) можно пренебречь и величина суммарного заряда $\sum_H q$, накопленного на пылинке за время τ , не будет зависеть от радиуса пылинки и равна

$$\sum_H q(\tau) = D \frac{Z_p n_H \tau}{A \beta F_*} \quad (4)$$

Существенное накопление заряда происходит лишь в пространстве Галактики, где $n_H = 0.6$ атомов/см³: $\sum_{\Gamma}^H q = 1.64 \cdot 10^{13}$ кул. Для того чтобы этот избыточный заряд был удален с пылинки, с ее поверхности полем должно быть испарено $\sum_{\Gamma}^H n_e = 5.1 \cdot 10^7$ атомов; это более

чем на порядок меньше, чем один поверхностный слой пылинки. Поэтому можно считать, что в Галактике и в исходной галактике, где пылинка образовалась, общая потеря пылинкой массы составит 10^4 атомов, а исходный радиус практически не изменится. Приблизительно прежней останется и энергия. Накопление заряда во внегалактическом пространстве, с учетом, что там $n_H = 0.6 \cdot 10^{-5}$ атомов/см³, составит, если взять расстояние, например, до Девы А (4100 клс), $\sum_{\Gamma}^H q = 2.69 \cdot 10^{13}$ кул, что соответствует испарению всего 8 атомов.

Полагая, что время полета пылинки сравнимо со временем существования Вселенной $\sum_{\Gamma}^H n_e = 2.05 \cdot 10^7$ атомов. Т. е. за все время полета пылинки как в пределах галактик, так и в междугалактическом пространстве, электрическим полем будет испарен один поверхностный слой и потеря массы составит $\Delta m \approx 9.6 \cdot 10^{-13}$ г.

Необходимо еще учесть возможные атомные смещения в кристаллической решетке при ее бомбардировке атомами водорода. По приближенным оценкам скорость образования таких смещений в Галактике (мы считаем, что энергия первично смещенного атома обеспечивает ему выход из пылинки, но сам такой атом дополнительных смещений не производит) $N_{\Gamma} = 2.4 \cdot 10^8$ смещений/сек, а во внегалактическом пространстве $N_{в.г.} = 2.4 \cdot 10^{13}$ смещений/сек. Полагая, что пылинка приходит из наиболее отдаленных областей Вселенной и учитывая атомные смещения в пределах исходной и нашей галактик, общее число удаленных в результате указанного процесса атомов составит $2 \cdot 10^7$. Автономномикроскопические исследования показали отсутствие снижения прочности у образцов с соответствующей концентрацией вакансий [10].

В случае $\gamma = \gamma'$ и $\tau = 10^{11}$ сек исходный радиус пылинки практически не изменяется и составляет $R_{min} \sim 250 \text{ \AA}$ (если учитывать взаимодействие пылинки только с атомами межзвездного водорода).

Таким образом, земной атмосферы могут достигать космические релятивистские пылинки, пролетевшие расстояния вплоть до космологических

(порядка 10^{27} см), имеющие металлическую природу, с лоренц-фактором $\gamma < 360$ при исходных радиусах $300 \div 600 \text{ \AA}$.

Авторы благодарят В. С. Березинского за полезные обсуждения.

Mechanism of "Surviving" of the Cosmic Relativistic Specks of Dust.

It is shown that the accumulation of the electrical charge on the relativistic specks of dust as a result of their interaction with the atoms of interstellar gas and photons can be sometimes compensated by evaporation of the specks of dust material in strong electric fields.

1 марта 1977

Институт теоретической
и экспериментальной физики,
Москва

Я. С. ЕЛЕНСКИЙ,
А. Л. СУВОРОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Hayakawa, *Astrophys. Space Sci.*, 16, 238, 1972.
2. S. Hayakawa, *Astrophys. Space Sci.*, 19, 173, 1973.
3. A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Ap. J.*, 142, 419 1965.
4. V. S. Berezinskii, O. F. Prilutskii, *Astrophys. Space Sci.*, 21, 172 1973.
5. Р. И. Гарбер, Ж. И. Дранова, И. М. Михайловский, *ДАН СССР*, 174, 1044, 1967.
6. E. W. Maller, *Phys. Rev.*, 102, 618, 1956.
7. М. Гринберг, *Межзвездная пыль*, Мир, М., 1970, стр. 34.
8. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИИЛ, М., 1960, стр. 169.
9. М. С. Лонгейр, Р. А. Сюняев, *УФН*, 105, 41, 1971.
10. J. A. Hudson, R. S. Nelson, B. Ralph, *Phil. Mag.*, 18, 836, 1968.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ
ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 13, 1977 ГОД

<i>Абрамян М. Г., Отыссян Р. С.</i> Межзвездная среда в сферондальных галактиках	253
<i>Абрамян М. Г.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i>)	263
<i>Анакян Р. М., Алоджян Г. П., Саакян Г. С., Седриакян Д. М.</i> К работе «Магнитосфера барионных звезд»	323
<i>Аджян Г. С., Вагтенин Ю. Л.</i> Неоднородно взаимодействующие испорченные звезды	313
<i>Акопян А. В., Цытович В. П.</i> Тормозная неустойчивость релятивистских электронов в плазме	717
<i>Алоджян Г. П.</i> (см. <i>Анакян Р. М.</i>)	323
<i>Антонов В. А., Чернин А. Д.</i> «Скрытие массы» и динамическая эволюция звездных систем	271
<i>Аракелян М. А.</i> Средние поверхностные яркости и радиоизлучение галактик	243
<i>Аракелян М. А.</i> Зависимость интенсивностей эмиссионных линий сейфертовских галактик от показателя цвета	427
<i>Аракелян М. А.</i> Распределение средних поверхностных яркостей галактик в скоплениях в Волосах Вероники	651
<i>Арутюнян Э. А.</i> (см. <i>Санагин В. А.</i>)	543
<i>Бартач Р. А., Харадэс Е. К.</i> О функции светимости звезд	123
<i>Бёрnten Ф., Каллоуян А. Т.</i> Исследование скопления галактик Zw Cl 1710.4+6401	5
<i>Бертен Ф., Каллоуян А. Т., Еликян А. Г.</i> UVV-поверхностная фотометрия галактик Маркарян 185 и 186	233
<i>Борчхадэс Т. М., Вест Р. М.</i> Новые эмиссионные пекулярные и взаимодействующие галактики Южного неба	605
<i>Бузрий А. И., Трушевский А. А.</i> Некоторые космологические следствия высокотемпературного фазового перехода в адронных системах	361
<i>Вартанян Ю. А.</i> (см. <i>Аджян Г. С.</i>)	313
<i>Ведмич В. Г.</i> Расширение спектральных линий электронным рассеянием. II. Чистое поглощение в линии	493
<i>Вест Р. М.</i> (см. <i>Борчхадэс Т. М.</i>)	605
<i>Володин Ю. В., Дакесаманский Р. Д.</i> Радиоизлучение Туманности Андромеды на частоте 102.5 Мц	617

<i>Воишинников Н. В.</i> (см. <i>Гаген-Торн В. А.</i>)	569
<i>Гаген-Торн В. А., Воишинников Н. В.</i> Поляризационное изучение туманности NGC 6618 в окрестностях звезд	569
<i>Гершберг Р. Е.</i> Вспышечная активность звезд типа UV Кита	563
<i>Горблуккий В. Г.</i> Распределение угловой скорости в звезде—компоненте двойной системы — с быстро вращающимся ядром	485
<i>Грачев С. И.</i> Характерные длины в задачах о переносе излучения в движущейся среде	185
<i>Григорян А. Ш., Саакян Г. С.</i> О наличии π -мезонов в тяжелых атомных ядрах	463
<i>Григорян А. Ш.</i> (см. <i>Саакян Г. С.</i>)	295
<i>Григорян А. Ш.</i> (см. <i>Саакян Г. С.</i>)	669
<i>Гринин В. П., Соболев В. В.</i> К теории вспыхивающих звезд	587
<i>Давкссаманский Р. Д.</i> (см. <i>Володин Ю. В.</i>)	617
<i>Даниелян Э. Х., Пикичян О. В.</i> Поле излучения в плоскопараллельной атмосфере, содержащей источники энергии	275
<i>Данилов В. М.</i> Поздние стадии эволюции рассеянных звездных скоплений	685
<i>Диван А.</i> (см. <i>Шалонж Д.</i>)	437
<i>Езикиян А. Г., Каллоляян А. Т.</i> Функция светимости скопления галактик А 2634	405
<i>Езикиян А. Г.</i> (см. <i>Бёрнсен Ф.</i>)	233
<i>Елснский Я. С., Суворов А. А.</i> Механизм «выживания» космических релятивистских пылинки	731
<i>Ерстова Л. К.</i> (см. <i>Мирвоян Л. В.</i>)	205
<i>Зайцева Г. В.</i> (см. <i>Колотилов Е. А.</i>)	449
<i>Иванов В. В.</i> К стандартной задаче теории переноса излучения	505
<i>Иванов В. В. М. Н.</i> Оцистик «Сложный теплообмен»	549
<i>Иванов А. Н.</i> О конвекции в периодическом гравитационном поле. II	703
<i>Имшенник В. С., Климишин И. А., Отрошенко Н. В.</i> О движении тепловых волн в полнотропных оболочках звезд	103
<i>Каждан Я. М., Луцкий А. Е.</i> Автомодельное течение для аккреции со сферической симметрией с учетом градиента давления	535
<i>Казарян М. А., Хачикян Э. Е.</i> Спектральное и морфологическое исследование галактики NGC 6306. I	415
<i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Бёрнсен Ф.</i>)	5
<i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Бёрнсен Ф.</i>)	233
<i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Езикиян А. Г.</i>)	405

Каплан С. А., Оганесян Р. С., Абрамян М. Г. Некоторые вопросы кинетической теории дифференциально вращающейся межзвездной среды в галактиках	263
Каплан С. А., Ломадзе Р. Д. Расширение и смещение эмиссионных линий при нелинейном переносе в турбулентной плазме	287
Каплан С. А., Кулинич В. В. Декремент серий радиолиний с большими квантовыми числами	523
Клейман Е. Б., Ойрингель И. М. К расчету населенностей уровня 2S атома водорода в плазменной среде	517
Климишин И. А. (см. Ишеник В. С.)	103
Козышвили Н. Г. Некоторые замечания относительно диаметров и звездных величин галактик, заподозренных в компактности	639
Колотилов Е. А. Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд. II. Линии H_{α} и H_{β} в спектрах WW Vul, VX Cas и UX Ori	33
Колотилов Е. А., Зайцева Г. В., Шеняврин В. И. Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд. III. VX Cas, UX Ori, WN Ori и WW Vul результаты U, B, V, J, H, K, L фотометрии	449
Кроль В. А., Силич С. А., Фокин П. И. Магнитогидродинамический механизм вращения галактик со спиральной структурой	79
Кулинич В. В. (см. Каплан С. А.)	523
Липовсуцкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	225
Липовсуцкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	397
Ломадзе Р. Д. (см. Каплан С. А.)	287
Луцкий А. Е. (см. Каждый Я. М.)	535
Любимков А. С. О вариациях содержания гелия в ассоциациях и скоплениях звезд классов O и B	139
Маркарян Б. Е., Липовсуцкий В. А., Степанян Дж. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. X	225
Маркарян Б. Е., Липовсуцкий В. А., Степанян Дж. А., Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XI	397
Маркарян Б. Е., Степанян Дж. А. О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом. III. Поверхностная яркость, морфология и активность	627
Меликян Н. Д. (см. Чавушян О. С.)	199
Меликян Н. Д. (см. Мироян А. В.)	205
Мироян А. В., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Оганян Г. Б., Меликян Н. Д., Науялшвили Р. Ш., Цветков М. К. Вспыхивающие звезды в Плеядах. V	205
Мироян А. В. (см. Шалонж Д.)	437

<i>Мирзоян А. В., Оганян Г. Б.</i> О возможной цикличности вспышечной активности вспыхивающих звезд в Плеядах	561
<i>Мирадян Р. М.</i> Космические числа и вращение Метагалактики	63
<i>Наувлишвили Р. Ш.</i> (см. <i>Мирзоян А. В.</i>)	205
<i>Нуритдинов С. Н.</i> Нелинейные бегущие волны звездной плотности в модели однородной среды	697
<i>Огансян Р. С.</i> (см. <i>Абрамян М. Г.</i>)	253
<i>Огансян Р. С.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i>)	263
<i>Оганян Г. Б.</i> (см. <i>Мирзоян А. В.</i>)	205
<i>Оганян Г. Б.</i> (см. <i>Мирзоян А. В.</i>)	561
<i>Ойрингель И. М.</i> (см. <i>Клейман Е. Б.</i>)	517
<i>Отрошенко И. В.</i> (см. <i>Имшенник В. С.</i>)	103
<i>Павлов Г. Г., Якозлев Д. Г.</i> Лучистая теплопроводность в магнитном поле	173
<i>Пикичин О. В.</i> (см. <i>Дамислян Э. Х.</i>)	275
<i>Полмарсв А. Г.</i> Черные дыры в квазиизотропном толменовском решении	375
<i>Проник В. И.</i> Газовые оболочки ядер сейфертовских галактик	51
<i>Рудольф Р.</i> (см. <i>Седракия Д. М.</i>)	153
<i>Рузмайкин А. А.</i> Анизотропные космологические решения в теории тяготения с квадратичными инвариантами	345
<i>Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д.</i> Неоднородное крупномасштабное поле и глобальная структура Вселенной	95
<i>Саакян Г. С., Григорян А. Ш.</i> Явление иоинизации вырожденного вещества	295
<i>Саакян Г. С., Григорян А. Ш.</i> Сверхплотная вырожденная плазма	669
<i>Саакян Г. С.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	323
<i>Саакян Г. С.</i> (см. <i>Григорян А. Ш.</i>)	461
<i>Самаян В. А., Арутюнян Э. А.</i> О распределении компактных групп компактных галактик и радионсточников	543
<i>Саркисян А. В., Чубарян Э. В.</i> Вращающиеся релятивистские политропы	327
<i>Седракия Д. М., Шахабасян К. М., Рудольф Р.</i> Инерционный механизм генерации магнитного поля в пульсарах	153
<i>Седракия Д. М.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	323
<i>Секерджицкий В. С., Шульман Г. А.</i> Об устойчивом состоянии холодного замагниченного вещества при плотностях, меньше ядерной	473
<i>Секерджицкий В. С.</i> (см. <i>Шульман Г. А.</i>)	165

Силич С. А. (см. Кроль В. А.)	79
Соболев В. В. (см. Гринин В. П.)	587
Соколов Д. Д. (см. Рузайкин А. А.)	95
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	225
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	397
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	627
Суворов А. А. (см. Еленский Я. С.)	731
Томасян Г. М. О происхождении звездных скоплений	131
Трушевский А. А. (см. Бурий А. И.)	361
Усов В. В. О влиянии магнитного поля на пульсационную устойчивость быстро вращающихся сверхмассивных звезд	117
Фомин П. И. (см. Кроль В. А.)	79
Харадзе Е. К. (см. Бартая Р. А.)	123
Хачикян Э. Е. (см. Казарян М. А.)	415
Цветанов Э. И., Янкулова И. М. Оптические вспышки в галактике Сейферта NGC 1275	21
Цветков М. К. (см. Мирзоян Л. В.)	205
Цимгович В. И. (см. Аюбян А. В.)	717
Чапущян О. С., Меликян Н. Д. Трехцветные наблюдения медленной вспышки в области Ориона	199
Чапущян О. С. (см. Мирзоян Л. В.)	205
Чернин А. Д. О происхождении вращения галактик. II.	69
Чцбарян Э. В. (см. Саркисян А. В.)	327
Шлапань Д., Дивин Л., Мирзоян Л. В. Спектрофотометрическое изучение неста- ционарных звезд. III. Спектр FG Стрелы в 1968—73 гг.	437
Шолошиков В. Е. О поляризации источников теплового излучения	385
Шихабасян К. М. (см. Седракия Д. М.)	153
Шенаврин В. И. (см. Колотилов Е. А.)	449
Шульман Г. А. Кинетика нейтронизации в сверхплотном замагниченном веществе	657
Шульман Г. А., Секержицкий В. С. О снятии вырождения и приближения идеаль- ного газа для электронов холодной плотной звезды с замороженным сверх- сильным магнитным полем	165

Шульман Г. А. (см. Секержицкий В. С.)	473
Щекинов Ю. А. О происхождении высокоскоростных облаков НІ	711
Эйгенсон А. М. К вопросу о виде функции металличности шаровых скоплений	545
Яковлев Д. Г. (см. Павлов Г. Г.)	173
Янкулова И. М. (см. Цветанов З. И.)	21

СОДЕРЖАНИЕ
ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 13 ЗА 1977 ГОД

Выпуск 1

Исследование скопления галактик ZW Cl 1710-4+6401	5
<i>Ф. Бертен, А. Т. Коллолян</i>	
Оптические вспышки в галактике Сейферта NGC 1275	21
<i>Э. И. Цветанов, И. М. Янцупов</i>	
Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных перемещивших звезд. II. Линии H _δ и H _γ в спектрах WW Vul, VX Cas и UX Ori	33
<i>Е. А. Колодилов</i>	
Газовые оболочки ядер сейфертовских галактик	51
<i>В. И. Прохик</i>	
Космические числа и вращение метагалактики	63
<i>Р. М. Мурадян</i>	
О происхождении вращения галактик. II	69
<i>А. Д. Чернин</i>	
Магнитогазодинамический механизм вращения галактик со спиральной структурой	79
<i>В. А. Кроль, С. А. Силич, П. И. Фомин</i>	
Неоднородное крупномасштабное поле и глобальная структура Вселенной	95
<i>А. А. Руляйкин, Д. Д. Соколов</i>	
О движении тепловых волн в полнотропных оболочках звезд	103
<i>В. С. Имшенник, Н. А. Климишин, И. В. Отрошенко</i>	
О влиянии магнитного поля на пульсационную устойчивость быстровращающихся сверхмассивных звезд	117
<i>В. В. Усов</i>	
О функции светимости звезд	123
<i>Р. А. Бартая, Е. К. Харалде</i>	
О происхождении звездных скоплений	131
<i>Г. М. Товмасьян</i>	
О вариациях содержания гелия в ассоциациях и скоплениях звезд классов O и B	139
<i>А. С. Любимков</i>	
Инерционный механизм генерации магнитного поля в пульсарах	153
<i>Д. М. Седракин, К. М. Шабабасян, Р. Рулольф</i>	
О снятии вырождения и приближении идеального газа для электронов холодной плотной звезды с замороженным сверхсильным магнитным полем	165
<i>Г. А. Шульман, В. С. Секерджицкий</i>	
Лучистая теплопроводность в магнитном поле	173
<i>Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев</i>	
Характерные длины в задачах о переносе излучения в движущейся среде	185
<i>С. И. Грачев</i>	

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Трехцветные наблюдения медленной вспышки в области Ориона
О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян 199

Выпуск 2

- Вспыхивающие звезды в Плеядах. V.
А. В. Мироян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастова, Г. Б. Оганян,
Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацлишвили, М. К. Цветков 205
- Галактики с ультрафиолетовым континуумом. X.
Б. Е. Маркарян, В. А. Липовский, Дж. А. Степанян 225
- U BV-поверхностная фотометрия галактик Маркарян 185 и 186
Ф. Бернзен, А. Т. Коллолян, А. Г. Елизян 233
- Средние поверхностные яркости и радиоизлучение галактик . . . М. А. Аракелян 245
- Межзвездная среда в сферондальных галактиках
М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян 253
- Некоторые вопросы кинетической теории дифференциально вращающейся меж-
звездной среды в галактиках
С. А. Каплан, Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян 263
- «Скрытые массы» и динамическая эволюция звездных систем
В. А. Антонов, А. Д. Чернин 271
- Поле излучения в плоскопараллельной атмосфере, содержащей источник энергии
Э. Х. Даниелян, О. В. Пихичян 275
- Расширение и смещение эмиссионных линий при нелинейном переносе в турбу-
лентной плазме С. А. Каплан, Р. Д. Ломаян 287
- Явление ионизации вырожденного вещества . . . Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян 295
- Неоднородно вращающиеся нейтронные звезды . . . Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян 313
- К работе «Магнитосфера барнионных звезд»
Р. М. Авакян, Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян 323
- Вращающиеся релятивистские политропы . . . А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян 327
- Анизотропные космологические решения в теории тяготения с квадратичными
инвариантами А. А. Рухмайкин 345
- Некоторые космологические следствия высокотемпературного фазового перехода
в адронных системах А. И. Бузрий, А. А. Трушевский 361
- Черные дыры в квазиизотропном толменовском решении . . . А. Г. Полмарс 375
- О поляризации источников теплового излучения В. Е. Шипошников 385

Выпуск 3

Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XI. <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовский, Дж. А. Степанин</i>	397
Функция светимости скопления галактик А 2634 <i>А. Г. Етикян, А. Т. Каллолян</i>	405
Спектральное и морфологическое исследование галактики NGC 6306. I. <i>М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян</i>	415
Зависимость интенсивностей эмиссионных линий сейфертовских галактик от показателя цвета <i>М. А. Аракелян</i>	427
Спектрофотометрическое изучение нестационарных звезд. III. Спектр FG Стрелы в 1968—73 гг. <i>Д. Шалонж, А. Диван, А. В. Мирзоян</i>	437
Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд. III. VX Cas, UX Ori, BN Ori и WW Wul — результаты U, B, V, J, H, K, I фотометрии <i>Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, В. Н. Шенаврин</i>	449
О наличии π^- -мезонов в тяжелых атомных ядрах <i>А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян</i>	465
Об устойчивом состоянии холодного замагниченного вещества при плотностях, меньше ядерной <i>В. С. Секержицкий, Г. А. Шульман</i>	473
Распределение угловой скорости в звезде — компоненте двойной системы — с быстро вращающимся ядром <i>В. Г. Горбачук</i>	485
Расширение спектральных линий электронным рассеянием. II. Чистое поглощение в линии <i>В. Г. Ведмич</i>	493
О стандартной задаче теории переноса излучения <i>В. В. Иванов</i>	505
К расчету населенностей уровня 2S атома водорода в плазменной среде <i>Е. В. Клейман, И. М. Ойрингель</i>	517
Декремент серий радиолиний с большими квантовыми числами <i>С. А. Каплан, В. В. Кулинич</i>	523
Автомодельное течение для аккреции со сферической симметрией с учетом градиента давления <i>Я. М. Каждан, А. Е. Луцкий</i>	535
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
О распределении компактных групп компактных галактик и радиосточников <i>В. А. Сакамян, Э. А. Арутюнян</i>	543
К вопросу о виде функции металличности шаровых скоплений <i>А. М. Эйзенсон</i>	545
РЕЦЕНЗИИ	
М. Н. Оцисик. «Сложный теплообмен» <i>В. В. Иванов</i>	549
ОБЗОРЫ	
Вспышечная активность звезд типа UV Кита <i>Р. Е. Гершберт</i>	553

Выпуск 4

О возможной цикличности вспышечной активности вспыхивающих звезд в Плеядах	<i>А. В. Мирзоян, Г. Б. Оганян</i>	561
Поляризационное изучение туманности NGC 6618 и окрестных звезд <i>В. А. Гаген-Торн, Н. В. Воцининкоз</i>		569
К теории вспыхивающих звезд	<i>В. П. Гринин, В. В. Соболев</i>	587
Новые эмиссионные пекулярные и взаимодействующие галактики Южного неба <i>Т. М. Борчхадзе, Р. М. Вест</i>		605
Радионалучение Туманности Андромеды на частоте 102.5 МГц <i>Ю. В. Володим, Р. Д. Даикссаманский</i>		617
О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом. III. Поверхностная яркость, морфология и активность	<i>Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян</i>	627
Некоторые замечания относительно диаметров и звездных величин галактик, заподозренных в компактности	<i>Н. Г. Котошвили</i>	639
Распределение средних поверхностных яркостей галактик в скоплении в Волосах Вероники	<i>М. А. Аракелян</i>	651
Кинетика нейтронизации в сверхплотном замагниченном веществе <i>Г. А. Шульман</i>		657
Сверхплотная вырожденная плазма	<i>Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян</i>	669
Поздние стадии эволюции рассеянных звездных скоплений	<i>В. М. Данилов</i>	685
Нелинейные бегущие волны звездной плотности в модели однородной среды <i>С. Н. Нуритдинов</i>		697
О конвекции в периодическом гравитационном поле. II.	<i>А. Н. Иванов</i>	703
О проходе высокоскоростных облаков HI	<i>Ю. А. Щекинюл</i>	711
Тормозная неустойчивость релятивистских электронов в плазме <i>А. В. Аюлян, В. Н. Цытович</i>		717
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Механизм «выживания» космических релятивистских пылинков <i>Я. С. Еленский, А. А. Суворов</i>		731

INDEX OF AUTHORS

<i>Abrahamian M. G., Oganessian R. S.</i> , Interstellar medium in spheroidal galaxies	253
<i>Abrahamian M. G.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i>)	263
<i>Akopian A. V., Tsytovich V. N.</i> , Bremsstrahlung instability of relativistic electrons in a plasma	717
<i>Alojants G. P.</i> (see <i>Avakyan R. M.</i>)	323
<i>Antonov V. G., Chernin A. D.</i> , „Hidden masses“ and dynamical evolution of stellar system]	271
<i>Arakelian M. A.</i> , Mean surface brightness and radio emission of galaxies	245
<i>Arakelian M. A.</i> , Emission line intensity dependence of Seyfert galaxies upon colour index	427
<i>Arakelian M. A.</i> , The distribution of mean surface brightnesses of galaxies in Coma cluster	651
<i>Arutyunian E. A.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i>)	543
<i>Avakyan R. M., Alojants G. P., Sahakyan G. S., Sedrakyan D. M.</i> , Concerning the work „Magnitosphere of the barion stars“	328
<i>Bartayn R. A., Khoradze E. K.</i> , On luminosity function of stars	123
<i>Borngen F., Kalloghlyan A. T.</i> , A study of the clusters of galaxies Zw Cl 1710.4+6401	5
<i>Borngen F., Kalloghlyan A. T., Eghtakyan A. G.</i> , UBV-surface photometry of galaxies Mrkarian 185 and 186	233
<i>Borchkhadze T. M., West R. M.</i> , New emission peculiarities and interacting galaxies of the southern sky	605
<i>Eugrty A. I., Trushevsky A. A.</i> , Some cosmological consequences of hardon matter phase transition at high temperature	361
<i>Chalongo D., Divan L., Mirzoyan L. V.</i> , Spectrophotometric studies of non-stable stars. III. The spectrum of FG sagittae in 1968-73	437
<i>Chavushyan H. S., Melikyan N. D.</i> , Three colour observations of a slow flare in the Orion region	199
<i>Chavushyan H. S.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	205
<i>Chernin A. D.</i> , On the origin of galaxy rotation. II.	69
<i>Chubortan E. V.</i> (see <i>Sarkisyan A. V.</i>)	327

<i>Dugkesamunskii R. D.</i> (see <i>Volodin Yu. V.</i>)	617
<i>Duntlov V. M.</i> Late stages of evolution of open stellar clusters.	685
<i>Danieltan E. Kh., Pikiidjtan H. V.</i> The field of radiation in a plane parallel atmosphere involving energy sources	275
<i>Divan L.</i> (see <i>Chalange D.</i>)	437
<i>Eghiklan A. G., Kalloghltan A. T.</i> The luminosity function of the cluster of galaxies A 2634	405
<i>Eghiklan A. G.</i> (see <i>Börngen F.</i>)	233
<i>Eithenson E. G.</i> On the metallicity function of globular clusters	545
<i>Erastova L. K.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	205
<i>Fomin P. I.</i> (see <i>Krol V. A.</i>)	552
<i>Gershberg R. E.</i> Flare activity of the UV Cet-type stars	553
<i>Gorbatsky V. G.</i> Angular velocity distribution in the star which is a component of close binary system and has a fast rotating core	485
<i>Grachov S. I.</i> Characteristic lengths in radiative transfer problems for moving medium	185
<i>Grigorian L. Sh., Sahaktan G. S.</i> The presence of π^- -mesons in heavy atomic nuclei	463
<i>Grigorian L. Sh.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	295
<i>Grigorian L. Sh.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	669
<i>Grinin V. P., Sobolev V. V.</i> On the theory of flare stars	587
<i>Hagen-Thorn V. A., Voshchinnikov N. V.</i> Polarimetric study the nebula NGC 6618 and neighbouring stars	569
<i>Hajtan G. S., Vartantian Yu. L.</i> Nonuniform rotating neutron stars	313
<i>Hakoptan A. V., Tsytovich V. N.</i> Bremsstrahlung instability of relativistic electrons in a plasma	717
<i>Imshentk V. S., Klimishin I. A., Otroshenko I. V.</i> On the motion of the thermal waves in polytropic envelopes of stars	103
<i>Ivanov V. V.</i> On the standard problem of the theory of radiation transfer	505
<i>Ivanov V. V., Öztürk M. N.</i> Radiative transfer and interactions with conduction and convection	549
<i>Ivanov L. N.</i> On convection in a periodical gravitation field. II.	703
<i>Kalloghltan A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i>)	5
<i>Kalloghltan A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i>)	233
<i>Kalloghltan A. T.</i> (see <i>Eghiklan A. G.</i>)	405

<i>Kaplun S. A., Oganestan R. S., Abrahamian M. G.</i> Some questions of kinetic theory of differentially rotating interstellar medium in galaxies	263
<i>Kaplan S. A., Lomadze R. D.</i> , Broadening and displacement of emission lines during the nonlinear transfer in turbulent plasma	287
<i>Kaplan S. A., Kuolintch V. V.</i> , Decrement of radioline series with high quantum numbers	523
<i>Kazhdan Ya. M., Lutsky A. Ye.</i> , Selfsimilar flow for accretion with a spherical symmetry taking account the pressure gradient	535
<i>Kazarian M. A., Khachikyan E. Ye.</i> , Spectrophotometry and morphology of the galaxy DGG 6306	415
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Kazarian M. A.</i>)	415
<i>Kharadze E. K.</i> (see <i>Bartaya R. A.</i>)	123
<i>Kelman E. B., Ojringel I. M.</i> , On the calculation of the population of 2S level of the hydrogen atom in the plasma medium	517
<i>Klimishin I. A.</i> (see <i>Imshentk V. S.</i>)	103
<i>Kogoshvili N. G.</i> , Some notes on the diameters and magnitudes of probable compact galaxies	639
<i>Kolotilov E. A.</i> , Spectral and photometric observations of the fast irregular variables. II. H α and H β lines in the spectrum of WW Vul, VX Cas and UX Ori	33
<i>Kolotilov E. A., Zaytseva G. V., Shenavrin V. I.</i> , Spectral and photometric observations of fast irregular variable. III. VX Cas, UX Ori, BN Ori and WW Vul — results of U, B, V, J, H, K, L photometry	449
<i>Krol V. A., Silch S. A., Fomin P. I.</i> , Magnetogasodynamic mechanism of rotation of galaxies with spiral structure	79
<i>Kuolintch</i> (see <i>Kaplan S. A.</i>)	523
<i>Lipovetsky Y. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	225
<i>Lipovetsky Y. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	397
<i>Lomadze R. D.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i>)	287
<i>Lutsky A. Ye.</i> (see <i>Kazhdan Ya. M.</i>)	535
<i>Lyubimkov L. S.</i> , On the helium abundance variations in the associations and clusters of OB stars	139
<i>Markarian B. E., Lipovetsky Y. A., Stepanian J. A.</i> , Galaxies with ultraviolet continuum. X.	225
<i>Markarian B. E., Lipovetsky Y. A., Stepanian J. A.</i> , Galaxies with ultraviolet continuum. VI.	397
<i>Markarian B. E., Stepanian J. A.</i> , On the nature of galaxies with ultraviolet continuum. III. Surface brightness, morphology and activity	627

<i>Melikian N. D.</i> (see <i>Chavushian O. S.</i>)	199
<i>Melikian N. D.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	205
<i>Mirzoyan L. V.</i> , <i>Chavushian H. S.</i> , <i>Erastova L. K.</i> , <i>Ohantun G. B.</i> , <i>Melikian N. D.</i> , <i>Natsvltshvili R. Sh.</i> , <i>Tavetkov M. K.</i> Flare stars in Pleiades, V.	205
<i>Mirzoyan L. V.</i> (see <i>Chalonge D.</i>)	437
<i>Mirzoyan L. V.</i> , <i>Ohantun G. B.</i> On the possible cyclic recurrence of flare stars in the Pleiades	561
<i>Muradjan R. M.</i> Cosmic numbers and the rotation of Metagalaxy	63
<i>Natsvltshvili R. Sh.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	205
<i>Nuritdinov S. N.</i> Non-linear running waves of stellar density in model of a homogeneous medium	697
<i>Oganestan R. S.</i> (see <i>Abrahamyan M. G.</i>)	253
<i>Oganestan R. S.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i>)	263
<i>Ohantun G. B.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	205
<i>Ohantun G. B.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	561
<i>Ojringel I. M.</i> (see <i>Klotman E. B.</i>)	517
<i>Otroshenko I. V.</i> (see <i>Imshenik V. S.</i>)	103
<i>Pavlov G. G.</i> , <i>Yakovlev D. H.</i> Radiative heat transfer in the magnetic field	173
<i>Pikidjan H. V.</i> (see <i>Danteljan E. Kh.</i>)	275
<i>Polnarev A. G.</i> Black holes in the quasi-isotropic Tolman solution	375
<i>Prontk V. I.</i> Gaseous envelopes of Seyfert nuclei	51
<i>Rudolph R.</i> (see <i>Sedraktan D. M.</i>)	153
<i>Ruzmatkin A. A.</i> Anisotropic cosmological solutions in the theory with quadratic invariants	345
<i>Ruzmatkin A. A.</i> , <i>Sokolon D. D.</i> The nonhomogeneous large scale magnetic field and the global structure of the Universe	95
<i>Sahakyan G. S.</i> , <i>Grigorian L. Sh.</i> Pionization of the degenerate matter	295
<i>Sahakyan G. S.</i> , <i>Grigorian L. Sh.</i> Superdense degenerate plasma	669
<i>Sahakyan G. S.</i> (see <i>Avakyan R. M.</i>)	323
<i>Sahakyan G. S.</i> (see <i>Grigorian L. Sh.</i>)	463
<i>Sanamyan V. A.</i> , <i>Arutyunyan E. A.</i> On distribution of compact groups of compact galaxies and radiosources	543
<i>Sarkisyan A. V.</i> , <i>Chubartan E. V.</i> Rotating relativistic polytropes	327

<i>Sedraktan D. M., Shahabaslan K. M., Rudolf R.</i> Inertial mechanism of the magnetic field generation in pulsars	153
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Avakian R. M.</i>)	323
<i>Sekerzitski V. S., Shul'man G. A.</i> On the stable state of cold matter with infrossed magnetic field by densities lesser nuclear	473
<i>Sekerzitski V. S.</i> (see <i>Sul'man G. A.</i>)	165
<i>Shahabaslan K. M.</i> (see <i>Sedraktan D. M.</i>)	153
<i>Shaposhnikov V. E.</i> On polarisation of sources of thermal radiation	385
<i>Shchakinov Yu. A.</i> On the origin of high-velocity HI clouds	711
<i>Shenavrin V. I.</i> (see <i>Kolottlov E. A.</i>)	449
<i>Shul'man G. A.</i> Kinetics of neutronization in superdense matter with infrossed magnetic field	657
<i>Shul'man G. A., Sekerzitski V. S.</i> On the removal of the degeneracy and the approximation of the ideal electron gas in the cold dense star with frozen magnetic field	165
<i>Shul'man G. A.</i> (see <i>Sekerzitski V. S.</i>)	473
<i>Silich S. A.</i> (see <i>Krol V. A.</i>)	79
<i>Sobolev V. V.</i> (see <i>Grinin V. P.</i>)	587
<i>Sokolov D. D.</i> (see <i>Ruzmatkin A. A.</i>)	95
<i>Stepantan J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	225
<i>Stepantan J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	397
<i>Stepantan J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	627
<i>Suvorov A. L.</i> (see <i>Yelenski Ya. S.</i>)	731
<i>Toumassian H. M.</i> On the origin of stellar clusters	131
<i>Trushevsky A. A.</i> (see <i>Bugrty A. I.</i>)	361
<i>Tsvetanov Z. I., Yankulova I. M.</i> The optical outbursts in Seyfert galaxy NGC 1275	21
<i>Tsvetkov M. K.</i> (see <i>Mirzuyan L. V.</i>)	205
<i>Tsitovich V. N.</i> (see <i>Hakopian A. V.</i>)	717
<i>Usov V. V.</i> On the effect of the magnetic field on the pulsation stability of rapidly rotating supermassive stars	117
<i>Vartantan Yu. L.</i> (see <i>Hajlan G. S.</i>)	313
<i>Vednich V. G.</i> The broadening of spectral lines by electron scattering. II. The pure absorption in line	493

<i>Volodin Yu. V., Dagkesamanskii R. D.</i> The Andromeda nebula radio emission at 102.5 MHz	617
<i>Voshchinnikov N. V.</i> (see <i>Hagen-Thorn V. A.</i>)	569
<i>West R. M.</i> (see <i>Borchadze T. M.</i>)	605
<i>Yakovlev D. A.</i> (see <i>Pavlov G. G.</i>)	173
<i>Yankulova I. M.</i> (see <i>Tsvetanov Z. I.</i>)	21
<i>Yelenskii Ya. S., Suvorov A. L.</i> Mechanism of "surviving" of the cosmic relativistic specks of dust	731
<i>Zajtseva G. V.</i> (see <i>Kolotilov E. A.</i>)	449

CONTENTS

Number 1

A study of the clusters of galaxies ZW Cl 1710-4+6401 <i>F. Borngen, A. T. Kalloghlian</i>	5
The optical outbursts in Seyfert galaxy NGC 1275 <i>Z. I. Tsvetanov, I. M. Yankulova</i>	21
Spectral and photometric observations of the fast irregular variables. II. H ₂ and H ₃ lines in the spectrum of WW Vul, VX Cas and UX Ori <i>E. A. Kolottlov</i>	33
Gaseous envelopes of Seyfert nuclei <i>V. I. Prontk</i>	51
Cosmic numbers and the rotation of Metagalaxy <i>R. M. Muradjan</i>	63
On the origin of galaxy rotation. II. <i>A. D. Chernin</i>	69
Magnetogasodynamic mechanism of rotation of galaxies with spiral structure <i>V. A. Krol, S. A. Siltch, P. I. Fomin</i>	79
The nonhomogenous large scale magnetic field and the global structure of the Universe <i>A. A. Ruzmalkin, D. D. Sokolov</i>	95
On the motion of the thermal waves in polytropic envelopes of stars <i>V. S. Imshenik, I. A. Klimshin, I. V. Otroshenko</i>	103
On the effect of the magnetic field on the pulsation stability of rapidly rotating supermassive stars <i>V. V. Ussov</i>	117
On luminosity function of stars <i>R. A. Bartaya, E. K. Kharadze</i>	123
On the origin of stellar clusters <i>H. M. Tovmassian</i>	131
On the helium abundance variations in the associations and clusters of OB stars <i>L. S. Lyubimkov</i>	139
Inertial mechanism of the magnetic field generation in pulsars <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian, R. Rudolph</i>	153
On the removal of the degeneracy and the approximation of the ideal electron gas in the cold dense star with frozen magnetic field <i>G. A. Shul'man, V. S. Sekerzitski</i>	165
Radiative heat transfer in the magnetic field <i>G. G. Pavlov, D. G. Yakovlev</i>	173
Characteristic lengths in radiative transfer problems for moving medium <i>S. I. Grachov</i>	185

NOTES

- Three-colour observation of a slow flare in the Orion region
O. S. Chavushlan, N. D. Melikian 199

Number 2

- Flare stars in Pleiades. V.
L. V. Mirzoyan, H. S. Chavushlan, L. K. Erastova, G. B. Ohantun, N. D. Melikian, R. Sh. Natsultshvili, M. K. Tsvetkov 205
- Galaxies with ultraviolet continuum. X.
B. E. Markarian, Y. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian 225
- UBV-surface photometry of galaxies Markarian 185 and 186
F. Börngen, A. T. Kalloghlyan, A. G. Eghikyan 233
- Mean surface brightness and radio emission of galaxies
M. A. Arakel'tun 245
- Interstellar medium in spheroidal galaxies
M. G. Abrahamyan, R. S. Oganestun 253
- Some questions of kinetic theory of differentially rotating interstellar medium
 in galaxies
S. A. Kaplan, R. S. Oganestun, M. G. Abrahamyan 263
- "Hidden masses" and dynamical evolution of stellar system
V. A. Antonov, A. D. Chernin 271
- The field of radiation in a plane parallel atmosphere involving energy sources
E. Kh. Daniellun, H. V. Piktidjian 275
- Broadening and displacement of emission lines during the nonlinear transfer in
 turbulent plasma
S. A. Kaplan, R. D. Lomudze 287
- Pionization of the degenerate matter
G. S. Sahakyan, L. Sh. Grigorian 295
- Nonuniform rotating neutron stars
G. S. Hujian, Yu. L. Vartunian 313
- Concerning the work "Magnitosphere of the barion stars"
R. M. Avakyan, G. P. Alojants, G. S. Sahakyan, D. M. Sedrakyan 323
- Rotating relativistic polytrops
A. V. Sarkisyan, E. V. Chubartan 327
- Anisotropic cosmological solutions in the theory with quadratic invariants
A. A. Ruzmalkin 345
- Some cosmological consequences of hadron matter phase transition at high tem-
 perature
A. I. Bugrly, A. A. Trushevsky 361
- Black holes in the quasi-isotropic Tolman solution
A. G. Polnarev 375
- On polarisation of sources of thermal radiation
V. E. Shaposhnikov 385

Number 3

Galaxies with ultraviolet continuum. XI. <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	397
The luminosity function of the cluster of galaxies A 2634 <i>A. G. Eghikyan, A. T. Kalloghlyan</i>	405
Spectrophotometry and morphology of the galaxy NGC 603 <i>M. A. Kazarian, E. Ye. Khachikyan</i>	415
Emission line intensity dependence of Seyfert galaxies upon colour index <i>M. A. Arakelyan</i>	427
Spectrophotometric studies of nonstable stars. III. The spectrum of FG sagittar in 1968-73 <i>D. Chalange, L. Divan, L. V. Mirzoyan</i>	437
Spectral and photometric observations of fast irregular variables. III. VX Cas, UX Ori, BN Ori and WW Vul — results of U, B, V, J, H, K, L photo- metry <i>E. A. Kolottlov, G. V. Zaytseva, V. I. Shenavrin</i>	449
The presence of π^- -mesons in heavy atomic nuclei <i>L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakyan</i>	463
On the stable state of cold matter with infrossed magnetic field by densities lesser nuclear <i>W. S. Sekerzitski, G. A. Shulman</i>	473
Angular velocity distribution in the star which is a component of close binary system and has a fast rotating core <i>V. G. Gorbatsky</i>	485
The broadening of spectral lines by electron scattering. II. The pure absorption in line <i>V. G. Vednich</i>	493
On the standard problem of the theory of radiation transfer <i>V. V. Ivanov</i>	505
On the calculation of the population of 2S level of the hydrogen atom in the plasma medium <i>E. B. Kleiman, I. M. Ojringel</i>	517
Decrement of radioline series with high quantum numbers <i>S. A. Kaplan, V. V. Kuoltnich</i>	523
Selfsimilar flow for accretion with a spherical symmetry taking account the pressure gradient <i>Ya. M. Kazhdan, A. Ye. Lutsky</i>	535
NOTES	
On distribution of compact groups of compact galaxies and radiosources <i>V. A. Sanamian, E. A. Arutyunian</i>	543
On the metallicity function of globular clusters <i>E. A. Etgenon</i>	545
REWEWS	
M. N. Özisik, Radiative transfer and interactions with conduction and convection <i>V. V. Ivanov</i>	549
Flare activity of the UV Cet-type stars <i>R. E. Gershberg</i>	563

Number 4

On the possible cyclic recurrence of flare activity of flare stars in the Pleiades <i>L. V. Mirzagan, G. B. Ohantun</i>	561
Polarimetric study of the nebulae NGC 6618 and neighbouring stars <i>V. A. Hagen-Thorn, N. V. Voshrhtnikov</i>	569
On the theory of flare stars <i>V. P. Grinin, V. V. Sobolev</i>	587
New emission peculiarities and interacting galaxies of the southern sky <i>T. M. Borchkhadze, R. M. West</i>	605
The Andromeda nebula radio emission at 102.5 MHz <i>Yu. V. Volodin, R. D. Dagkesamanski</i>	617
On the nature of galaxies with ultraviolet continuum. III. Surface brightness, morphology and activity <i>B. E. Markarian, J. A. Stepanian</i>	627
Some notes on the diameters and magnitudes of probable compact galaxies <i>N. G. Kogoshvili</i>	639
The distribution of mean surface brightness of galaxies in Coma cluster <i>M. A. Arakelian</i>	651
Kinetics of neutronization in superdense matter with intrased magnetic field <i>G. A. Shul'man</i>	657
Superdense degenerate plasma <i>G. S. Sahakian, L. Sh. Grigorian</i>	669
Late stages of evolution of open stellar clusters <i>V. M. Danilov</i>	685
Non-linear running waves of stellar density in model of a homogeneous medium <i>S. N. Nurtdinov</i>	697
On convection in a periodical gravitation field. II. <i>L. N. Ivanov</i>	703
On the origin of high-velocity HI clouds <i>Yu. A. Shchektnov</i>	711
Bremsstrahlung instability of relativistic electrons in a plasma <i>A. V. Hakopian, V. N. Tsitovich</i>	717
NOTES	
Mechanism of "surviving" of the cosmic relativistic specks of dust <i>Yu. S. Yelenski, A. L. Suvorov</i>	731

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 02612. Сдано в набор 14/XI 1977 г. Подписано в печати 20/II 1978 г.
Тираж 885. Изд. 4755. Заказ 1264. Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Печ. л. 12.75+2 вкл.
Бум. л. 6.88. Усл. печ. л. 18.55. Уч. изд. листов 12.65.

Издательство АН Арм. ССР, Ереван, Барсакмути 24-г
Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барсакмути, 24.

CONTENTS

ON THE POSSIBLE CYCLIC RECURRENCE OF FLARE ACTIVITY OF FLARE STARS IN THE PLEIADES	L. V. Mirzoyan, G. B. Ohanian 561
POLARIMETRIC STUDY OF THE NEBULA NGC 6618 AND NEIGHBOURING STARS	V. A. Hagen-Thorn, N. V. Voshchinnikov 569
ON THE THEORY OF FLARE STARS	V. P. Grinin, V. V. Sobolev 587
NEW EMISSION PECULAR AND INTERACTING GALAXIES OF THE SOUTHERN SKY	T. M. Borchkhadze, R. M. West 605
THE ANDROMEDA NEBULA RADIO EMISSION AT 102.5 MHz Yu. V. Volodin, R. D. Dagkesumanski	617
ON THE NATURE OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. III. SURFACE BRIGHTNESS, MORPHOLOGY AND ACTIVITY B. E. Markarian, J. A. Stepanian	627
SOME NOTES ON THE DIAMETERS AND MAGNITUDES OF PROBABLE COMPACT GALAXIES	N. G. Kogoshvili 639
THE DISTRIBUTION OF MEAN SURFACE BRIGHTNESSES OF GALAXIES IN COMA CLUSTER	M. A. Arakelian 651
KINETICS OF NEUTRONIZATION IN SUPERDENSE MATTER WITH INFROSSED MAGNETIC FIELD	G. A. Shul'man 657
SUPERDENSE DEGENERATE PLASMA	G. S. Sahakyan, L. Sh. Grigorian 669
LATE STAGES OF EVOLUTION OF OPEN STELLAR CLUSTERS V. M. Dantlov	685
NON-LINEAR RUNNING WAVES OF STELLAR DENSITY IN MODEL OF A HOMOGENEOUS MEDIUM	S. N. Nuritdinov 697
ON CONVECTION IN A PERIODICAL GRAVITATION FIELD. II. L. N. Ivanov	703
ON THE ORIGIN OF HIGH-VELOCITY HI CLOUDS	Yu. A. Shekhtinov 711
BREMSSTRAHLUNG INSTABILITY OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN A PLASMA	A. V. Hakoptan, V. N. Tsitovitch 717
NOTES	
MECHANISM OF "SURVIVING" OF THE COSMIC RELATIVISTIC SPECKS OF DUST Ya. S. Yelenski, A. L. Suvorov	731