

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21

ДЕКАБРЬ, 1984

ВЫПУСК 3

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. IV <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>	419
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН <i>А. Н. Буряков, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	433
ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЛАБЫХ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ <i>Дж. А. Степанян</i>	445
ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗА И ПЫЛИ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК В РАДИО- ДИАПАЗОНЕ <i>В. К. Херсонский, Н. В. Воишников</i>	461
О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ДИССИПАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕР- ГИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ <i>В. Н. Морозов</i>	475
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ СИНХРОТРОННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ И ПРИРОДА ДВОЙНЫХ РАДИО- ИСТОЧНИКОВ <i>Ю. Л. Зыскин, А. А. Степанян</i>	487
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ АНАЛОГИ ЭЛЛИПСОИДОВ РИМАНА: САМО- СОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЛИПСОИДА С "НАКЛОННЫМ" ВРАЩЕНИЕМ <i>Б. П. Кондратьев</i>	499
О КОМЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ ПАРСАМЯН 21 <i>В. М. Петросян</i>	523
ПАРЫ ПУЛЬСАРОВ, ВОЗМОЖНО СОСТАВЛЯВШИЕ В ПРОШЛОМ ДВОЙ- НЫЕ СИСТЕМЫ <i>Б. М. Владимирский</i>	535
МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД ИЗ РЕАЛЬНОГО ГАЗА БАРИОНОВ . . <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян</i>	547
О КОЛЕБАНИЯХ ЗВЕЗДЫ С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ <i>Г. С. Бисковатый-Коган, Э. Ф. Свидов</i>	563

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ Մ Ր Պ Ր Պ Ն Կ Ն Ի Ե Չ Ի Մ

Փ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Հ. Մ. Թովմաչյան,
Ի. Մ. Կոպիլով Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,
Վ. Վ. Սորոկ (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալիթյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,
В. Г. Горбачукий, А. Т. Каллогаля (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян,
Л. И. Седов, 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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և տրտազալակաիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձանակիչ քննադատականների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ո. 80 կ. քաժանողակիցները 10 ո. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոցիալիզմ»-ի բյուրո քաժանումունենում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծդուռագրողնայա կենդան» գաժակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК 524.6.—74—355:520.2

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. IV

. Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 19 января 1984

Приводятся результаты спектральных наблюдений 75 галактик с УФ-континуумом, выполненных на шестиметровом телескопе САО. В спектрах 72 из них обнаружены эмиссионные линии. Две галактики — Марк 1388 и 1447 могут быть отнесены к сейфертовским, второго и промежуточного типа соответственно. У восьми объектов — Марк 522, 539, 540, 596, 940, 948, 971 и 998 отмечены спектральные особенности, характерные для активных галактических ядер. Для них необходимы детальные исследования.

В 1980—1983 гг. в САО АН СССР проводились спектральные наблюдения объектов из VI—XV списков галактик с УФ-континуумом [1, 2]. Все наблюдения выполнены в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92. На фотопленке А-600Н были получены нерасширенные спектры в основном в красной области спектра $\lambda\lambda$ 5500—8000 А. Спектральное разрешение составляло 8—10 А при дисперсии 90 А/мм. Настоящая статья, содержащая результаты изучения 75 галактик, является четвертой в этой серии [3].

Данные об обнаруженных галактиках приведены в табл. 1 и последующих описаниях. В табл. 1 соответственно даны: 1 — номер галактики по [1, 2]; 2 — фотографическая звездная величина по [4], в круглых скобках по [1, 2]; 3 — наблюдаемая лучевая скорость V_r ; 4 — красное смещение z_0 , исправленное за галактическое вращение, $\theta_0 = 300$ км/с; 5 — абсолютная фотографическая величина, исправленная за межзвездное поглощение $\Delta m_{pg} = 0.24 \cos \epsilon |b|$ при $H = 75$ км/с Мпс; 6 — тип галактики по [1, 2].

Среди изученных 75 объектов два могут быть классифицированы как сейфертовские галактики — Марк 1388 (Sy 2) и Марк 1447 (Sy 1.5). У восьми объектов — Марк 522, 539, 540, 596, 940, 948, 971 и 998 наблюдаются эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583 с отношением интенсивностей порядка единицы. Почти у всех эмиссионные линии шире инструментального контура и большинство из них имеет весьма высокие светимости

$$M_{pg} \leq -21^m.$$

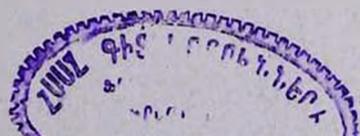


Таблица 1

Номер по [1, 2]	m_{pg}	V_r	z_0	M_{pg}	Тип по [1, 2]
1	2	3	4	5	6
329	17 ^m	17475	0.0588	(-20.3)	d2e:
515	(16)	8415	0.0288	(-19.7)	s3e:
522	(17)	9617	0.0327	(-19.0)	ds3e:
523	15.3	7375	0.0252	-20.1	ds3e:
526	15.4	6545	0.0224	-19.7	ds2e
531	13.5	3508	0.0122	-20.3	sd2e:
532	15.6	7699	0.0262	-19.9	ds2e
535	(17)	7048	0.0241	(-18.4)	d2e:
539	15.5	11182	0.0377	-20.7	d3
540	15.6	21333	0.0715	-22.0	d3
548	15.7	11611	0.0390	-20.6	d2e
556	(16.5)	12097	0.0405	-19.8	ds2
565	13.8	5306	0.0178	-20.8	ds3
596	15.0	11455	0.0380	-21.3	ds2e:
846	(15)	3360	0.0118	(-18.7)	ds3
847	(15)	2490	0.0089	(-18.1)	d2e
899	(16)	5402	0.0188	(-18.8)	s2
932	(16.5)	17151	0.0576	(-20.6)	ds2
933	(16.5)	6590	0.0224	(-18.6)	sd2
934	15.3	5118	0.0175	-19.2	sd2
936	(14.5)	9042	0.0305	(-21.2)	d3e:
940	(16)	19016	0.0638	(-21.4)	d2e
948	15.7	11932	0.0401	-20.6	d3
958	15.5	5877	0.0200	-19.4	d3
962	15.0	4431	0.0150	-19.2	[s3
966	(15)	5237	0.0176	(-19.5)	s3e:
968	(15.5)	4437	0.0149	(-18.6)	sd3e:
970	(15.5)	2488	0.0083	(-17.4)	ds3e
971	(16.5)	24652	0.0825	(-21.6)	sd3
972	(16)	12291	0.0411	(-20.4)	d2
973	(16.5)	7519	0.0251	(-18.8)	ds2
974	(16.5)	9282	0.0310	(-19.2)	d3e:
980	(16)	4806	0.0162	(-18.6)	sd3e:
983	(16)	14360	0.0480	(-20.7)	d2
985	14.9	9072	0.0305	-21.0	sd3

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
990	15 ^m .7	4734	0.0159	-18 ^m .8	d3
997	14.7	5711	0.0192	-20.1	ds3
998	(16)	22773	0.0759	(-21.7)	ds3
999	(15)	5156	0.0172	(-19.5)	ds3
1001	(16)	16351	0.0545	(-21.0)	ds3
1003	14.4	3043	0.0101	-18.9	s3e:
1006	14.7	5417	0.0181	-20.1	ds3
1008	15.0	5594	0.0187	-19.9	ds3
1011	14.9	5828	0.0196	-20.2	ds3
1019	(16.5)	3876	0.0129	(-17.3)	sd3
1020	(15)	3867	0.0129	(-18.8)	sd3e
1023	(16)	3639	0.0121	(-17.7)	ds2e
1036	(16)	13149	0.0436	(-20.5)	d3
1065	(14.5)	4206	0.0137	(-19.5)	ds3e:
1255	(16)	11739	0.0393	(-20.4)	s2e:
1279	15.5	8652	0.0286	-20.1	d2e
1289	15.5	7500	0.0248	-19.8	d3
1338	15.5	1035	0.0034	-15.4	d3
1339	15.5	14403	0.0479	-21.2	d3e
1362	(16.5)	16815	0.0563	(-20.5)	d3e
1369	(17)	3600	0.0123	(-16.7)	ds1e
1375	15.4	8211	0.0277	-20.1	d3
1380	(16.5)	15402	0.0517	(-20.3)	d3
1388	15.7	6300	0.0214	-19.2	ds2e
1397	(15.5)	6471	0.0221	(-19.5)	sd2e:
1418	13.5	780	0.0023	-16.7	sd2e:
1426	(16.5)	1869	0.0059	(-15.7)	d3e:
1429	(16.5)	10746	0.0358	(-19.6)	ds2
1432	15.6	17700	0.0587	-21.6	ds3e:
1444	15.6	9984	0.0333	-20.3	d2e
1445	(16.5)	2748	0.0091	(-16.6)	ds2e
1447	(16)	28830	0.0960	(-22.2)	s2e
1448	(17)	7851	0.0262	(-18.4)	ds1e
1459	(17)	8061	0.0266	(-18.4)	d2e:
1460	(17)	768	0.0026	(-13.4)	d2e:
1461	15.4	6390	0.0212	-19.5	ds2e
1463	15.0	3342	0.0110	-18.5	d3e
1483	(16.5)	3288	0.0111	(-17.0)	d2e

Описание спектров

- 329 — На щели спектрографа в прямом фокусе БТА наблюдается слабое ядро $17.5-18^m$. Ранее [5, 6] эмиссионные линии не были обнаружены. На наших спектрах наблюдается умеренной интенсивности H_α и слабая $[N II] \lambda 6583$. Эмиссионная область протяженная.
- 515 — На щели спектрографа очень компактная, ядро $17.5-18^m$. Ранее в спектре подозревалась одна слабая эмиссионная линия [9], отождествление ее с H_α было неуверенным, $z_0 = 0.30$. В спектре, полученном на БТА, наблюдаются протяженные линии от диска — умеренная H_α и очень слабая $[N II] \lambda 6583$. В ядре галактики эмиссионных линий нет.
- 522 — На щели спектрографа галактика имеет почти звездный вид. В работе [8] неуверенное значение $z_0 = 0.033$ было измерено по одной линии H_α . В красной части спектра наблюдаются H_α и $[N II] \lambda 6583$ умеренной интенсивности и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. Отношение $H_\alpha/[N II] \lambda 6583 \sim 1$. Линии как будто уширены.
- 523 — В работе [8] отождествление линий было неуверенным, $z_0 = 0.023$. В красной части спектра наблюдается умеренной интенсивности H_α и слабая $[N II] \lambda 6583$. На щели спектрографа наблюдается четкое ядро $\sim 16^m$.
- 526 — В [8] предполагалось, что линия H_α может быть уширена, $z_0 = 0.023$. На наших спектрах наблюдаются узкие линии умеренной интенсивности H_α , $[N II] \lambda 6583$ и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. Эффект уширения был вызван блендированием H_α и $[N II] \lambda 6583$. На щели спектрографа имеет звездное ядро — $16^m 5$.
- 531 — В [8] значение $z_0 = 0.0135$ было неуверенным. На наших спектрах наблюдаются очень сильная H_α , сильная $[N II] \lambda 6583$ и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$.
- 532 — На щели спектрографа объект имеет диффузный вид. Как и у предыдущего объекта значение $z_0 = 0.026$ было неуверенным [8]. Щель спектрографа при наблюдениях располагалась почти по α . В спектре наблюдаются очень сильные H_α и слабые $[N II] \lambda 6583$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. Все линии протяженные и наклонные.
- 535 — В [8] значение $z_0 = 0.0245$ измерено неуверенно. В спектре наблюдаются сильные H_α , $[N II] \lambda 6583$ и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$.

- 539 — В [9] эмиссионные линии не были найдены. На наших спектрах уверенно наблюдаются малоконтрастные линии H_α и [N II] λ 6583. Линии [N II] блендируются гидроксилем. Наблюдается также слабая линия NaD. Отношение $H_\alpha/[N II] \lesssim 1$. Необходимы новые наблюдения в синей части спектра с лучшим разрешением, возможно объект обладает активным ядром.
- 540 — В [9] было сделано не совсем уверенное отождествление линий. На наших спектрах присутствуют сильные H_α и [N II] λ 6583. Отношение линий $H_\alpha/[N II] \lesssim 1$. Линии слегка уширены. [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются. Необходимы наблюдения с лучшим разрешением. На щели спектрографа наблюдается звездное ядро 16.5—17^m. Возможно, галактика с активным ядром, ввиду отсутствия сильных линий [O III], это может быть LINER.
- 548 — Ранее эмиссионные линии были отождествлены неуверенно. В спектре, полученном на БТА, наблюдается сильная H_α и слабые [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Линии протяженные и имеют неоднородную структуру.
- 556 — В [9] значение красного смещения $z_0 = 0.042$ было неуверенным. На щели спектрографа в прямом фокусе БТА галактика выглядит диффузной. В спектре наблюдается сильная H_α , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Наше значение $V_r = 12097$ км/с согласуется с данными работы [12], $V_r = 12228$ км/с (UM 71).
- 565 — В [8] отождествление линий было неуверенным. На наших спектрах присутствуют протяженные наклонные линии H_α и [N II] λ 6583, умеренной интенсивности, а также абсорбционная линия NaD. Ранее приведенное значение $z_0 = 0.0215$, по-видимому, ошибочно.
- 596 — Ранее [7, 9] в спектрах линии не были обнаружены. В спектре, полученном на БТА наблюдаются малоконтрастные линии H_α и [N II] λ 6583, блендирующиеся линиями ночного неба. Отношение $H_\alpha/[N II] \lesssim 1$. Линии, по-видимому, уширены. Кроме того наблюдаются умеренной интенсивности линия [O III] λ 5007 и абсорбционная линия NaD. В спектре соседнего объекта, расположенного на 20" к северу, эмиссионные линии отсутствуют, скорее всего это звезда. Галактика нуждается в повторных наблюдениях с более высоким спектральным разрешением. На щели спектрографа наблюдается звездообразное ядро 17^m5.

- 846 — В спектре наблюдается умеренной интенсивности H_{α} .
- 847 — Наблюдаются слабая малоcontrastная H_{α} , а также [N II] λ 6583.
- 899 — На щели спектрографа наблюдается звездообразное ядро $\sim 16^m5$. В спектре наблюдаются сильная H_{α} и слабая [N II] λ 6583.
- 932 — Ранее [13] в спектре наблюдалась одна уширенная деталь. Предполагалось, что это H_{α} . Наши наблюдения на БТА подтверждают ее реальность. Наблюдаются узкие линии—сильная протяженная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. На щели спектрографа объект выглядит диффузным. Наше значение $V_r = 17\,151$ км/с в пределах точности наблюдений согласуется с данными [13], $V_r = 17\,270$ км/с.
- 933 — В [13] отмечалось наличие слабых линий H_{α} и [N II] λ 6583. Наши наблюдения подтверждают эти данные, в спектре присутствуют сильная H_{α} , слабые [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, значение лучевой скорости совпадает с [13]. Галактика имеет небольшую центральную конденсацию, но без ядра.
- 934 — Имеет звездообразное ядро. В спектре ядра эмиссий не наблюдается. В спектре протяженного диска присутствуют сильная линия H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583, слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и [O II] λ 3727. В спектре ядра наблюдаются абсорбционные линии D, G, H и K.
- 936 — На щели спектрографа у галактики наблюдается звездообразное ядро слабее 16^m5 . В [13] были отождествлены две слабые линии, $V_r = 9075$ км/с. На наших спектрах наблюдаются протяженные, наклонные линии умеренной интенсивности H_{α} и [N II] λ 6583.
- 940 — В [13] указывалось на наличие слабой линии. Предполагалось, что это H_{α} с $V_r = 19\,180$ км/с. На наших спектрах наблюдаются слабые H_{α} и [N II] λ 6583. Линии малоcontrastные и уширены. Необходимы наблюдения в синей части с лучшим разрешением. Возможно, обладает активным ядром.
- 948 — В [13] отмечалось, что линия H_{α} блендируется линиями OH и отождествление поэтому не вполне уверенное. В спектре, полученном на БТА, присутствуют сильные линии H_{α} , [N II] λ 6583 и очень слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Эмиссионные линии слегка уширены. На щели спектрографа выделяется яркое звездообразное ядро.

- 958 — В спектре наблюдаются протяженные линии H_{α} и $[N II] \lambda 6583$ умеренной интенсивности. У галактики наблюдается очень слабое ядро, слабее 18^m .
- 962 — На галактику проектируется звезда, расположенная на расстоянии $5''$ от центра. В спектре присутствуют наклонные, протяженные H_{α} и $[N II] \lambda 6583$ умеренной интенсивности, а также абсорбционные линии D, G, H и K.
- 966 — В [13] отмечалось возможное присутствие двух слабых линий с $V_r = 5500$ км/с. В спектре, полученном на БТА, присутствуют сильные H_{α} и $[N II] \lambda 6583$, $H_{\alpha}/[N II] = 1.5-2$. Линии имеют диффузный вид. У галактики на щели наблюдается четкое звездобразное ядро $16.5-17^m$.
- 968 — Щель спектрографа была расположена под углом 60° к большой оси галактики. В спектре присутствуют линии H_{α} и $[N II] \lambda 6583$ умеренной интенсивности. В щель попали две яркие ассоциации, расположенные на расстояниях 20 и $30''$ от центра. Их лучевые скорости равны 4507 и 4593 км/с, соответственно.
- 970 — В [13] наблюдалась одна слабая линия H_{α} с $V_r = 2465$ км/с. На наших спектрах присутствуют протяженные линии — умеренной интенсивности H_{α} , слабые $[N II] \lambda 6583$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. На щели спектрографа у объекта наблюдается звездное ядро $17^m 5$.
- 971 — Ранее [13] в спектре подозревались две слабые линии $V_r = 24585$ км/с. В спектре, полученном на БТА, наблюдаются умеренной интенсивности H_{α} и $[N II] \lambda 6583$. Отношение $H_{\alpha}/[N II] \sim \sim 1$. Линии уширены. Необходимы наблюдения в синей части. Возможно, имеет активное ядро.
- 972 — В [13] в спектре отмечалась одна неуверенная линия H_{α} с $V_r = 12320$ км/с. По нашим данным наблюдаются протяженные линии — сильная H_{α} , слабые $[N II] \lambda 6583$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. На щели спектрографа объект диффузный, без ядра.
- 973 — У галактики наблюдается слабое звездное ядро $\sim 17^m$. В спектре наблюдается сильная H_{α} и слабая $[N II] \lambda 6583$. Соседняя галактика, расположенная на расстоянии $100''$ к северо-западу, обладает ярким центральным сгущением 15^m , в спектре которого наблюдаются слабые линии H_{α} и $[N II] \lambda 6583$ с $V_r = 7426$ км/с. Таким образом они образуют пару.

- 974 — Ранее наблюдалась одна слабая уширенная линия с $V_r = 9110$ км/с [13]. Наши наблюдения подтверждают ее реальность. В нашем спектре видны протяженные умеренной интенсивности H_α и слабая [N II] λ 6583, а также абсорбционная линия NaD. Линии узкие, обнаруженный ранее эффект уширения линии вызван, по-видимому, вращением.
- 980 — В [13] подозревалась единственная линия $V_r = 4810$ км/с. На наших спектрах наблюдаются сильная H_α , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Значение лучевой скорости совпадает с [13].
- 983 — Объект диффузный. В спектре наблюдаются протяженные линии умеренной интенсивности H_α и [N II] λ 6583, [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются. Отношение $H_\alpha/[N II] \sim 1$. Линии имеют структуру вдоль щели. Наше значение лучевой скорости согласуется с данными [13], $V_r = 14\,445$ км/с.
- 985 — В спектре наблюдаются слабые H_α и [N II] λ 6583.
- 990 — По-видимому, у галактики есть слабое ядро. В спектре присутствуют умеренной интенсивности H_α и [N II] λ 6583. Отношение $H_\alpha/[N II] \geq 1$.
- 997 — В спектре наблюдается сильная H_α , слабые [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. На галактику проектируется звезда, расположенная на расстоянии 8—10" от ядра. Наше значение красного смещения заметно отличается от приведенного в [13], $V_r = 5440$ км/с, и хорошо согласуется с данными [13], $V_r = 5777$ км/с (КП34а).
- 998 — В [13] подозревалось наличие двух слабых линий с $V_r = 22\,555$ км/с. На наших спектрах присутствуют умеренной интенсивности H_α и [N II] λ 6583. Линии заметно уширены. Необходимы наблюдения в синей области, возможно галактика с активным ядром.
- 999 — Лучевая скорость измерена по абсорбционной линии NaD, возможно также присутствует очень слабая эмиссионная линия [N II] λ 6583.
- 1001 — На щели спектрографа объект выглядит компактным. В спектре наблюдаются умеренной интенсивности H_α и [N II] λ 6583.
- 1003 — Наблюдаются слабые H_α и [N II] λ 6583 как в ядре, так и в диске.

- 1006 — Непрерывный спектр практически отсутствует. Наблюдается слабая протяженная H_{α} .
- 1008 — Ранее [13] в спектре отмечалась одна слабая линия, $V_r = 5605$ км/с. Наши наблюдения показывают наличие сильной линии H_{α} и слабой [N II] λ 6583, с тем же значением красного смещения.
- 1011 — На наших спектрах наблюдаются слабые H_{α} и [N II] λ 6583. Наше значение красного смещения согласуется с данными [10] (Аракелян 64), $V_r = 6000$ км/с.
- 1019 — В спектре наблюдается умеренной интенсивности H_{α} и очень слабая [N II] λ 6583.
- 1020 — В спектре присутствуют сильная протяженная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1023 — Ранее [13] в спектре наблюдалась одна слабая неуверенная линия с $V_r = 4400$ км/с. Наши наблюдения показывают наличие центральной конденсации $16''5$. Присутствует сильная H_{α} , слабые [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1036 — В [13] наблюдалась одна неуверенная линия, $V_r = 13\ 185$ км/с. Наши наблюдения показывают наличие сильной H_{α} , слабых [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1065 — В спектре наблюдается очень слабая протяженная H_{α} от диска галактики, в ядре эмиссий нет, намечается слабая абсорбция $Na\ D$.
- 1255 — Спектр получен в синей области. В нем наблюдаются сильные, слегка наклонные [O III] λ 5007 и H_{β} , [O III]/ $H_{\beta} = 1$. Объект выглядит диффузным.
- 1279 — В спектре наблюдаются слабая H_{α} и очень слабая, малококонтрастная [N II] λ 6583.
- 1289 — Наблюдается умеренной интенсивности H_{α} и очень слабая [N II] λ 6583.
- 1338 — Присутствует очень слабая, малококонтрастная H_{α} .
- 1339 — В спектре наблюдается слабая H_{α} , [N II] λ 6583 — намечается.
- 1362 — Наблюдается слабая H_{α} , которая блендируется линиями OH ночного неба.

- 1369 — Спектр показывает очень сильную H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Наблюдается также эмиссионная линия HeI λ 5876.
- 1375 — На щели спектрографа объект выглядит диффузным. В спектре присутствуют умеренной интенсивности очень протяженная и наклонная H_{α} и слабая, также протяженная и наклонная [N II] λ 6583.
- 1380 — Наблюдаются умеренной интенсивности, слегка наклонная H_{α} и слабая, также наклонная [N II] λ 6583. Последняя blendируется линиями неба.
- 1388 — Спектр показывает сильную H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583. Отношение $H_{\alpha}/[N II] \sim 3$. Наблюдаются также линии [O I] $\lambda\lambda$ 6300/63. Линии [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 blendируются линиями неба. Все линии заметно шире инструментального контура. Галактику, по-видимому, можно отнести к типу Sy2.
- 1397 — Наблюдаются сильная, слегка наклонная H_{α} и слабая [N II] λ 6583, [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1418 — Объект без ядра, вероятно иррегулярная галактика. Присутствуют сильно протяженная, слегка наклонная H_{α} , [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1426 — В спектре наблюдается сильная, протяженная H_{α} , [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1429 — На щели спектрографа заметно звездообразное ядро. Спектр показывает сильную H_{α} , [N II] λ 6583 — намечается.
- 1432 — У объекта наблюдается четкое звездообразное ядро. В спектре наблюдается очень сильная, искривленная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6583 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Эмиссия идет из ядерной области.
- 1444 — Объект выглядит диффузным. В спектре присутствует сильная, протяженная, слегка наклонная H_{α} и слабая, также протяженная и слегка наклонная [N II] λ 6583.
- 1445 — Спектр недодержан. В нем наблюдается очень сильная H_{α} и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Наблюдаются также слабые [O I] λ 6300 и HeI λ 5876.
- 1447 — У объекта на щели спектрографа выделяется четкое звездообразное ядро. Наблюдаются умеренной интенсивности H_{α} и [N II]

- λ 6583. Отношение $H_{\alpha}/[N II] \sim 1$. На краю спектра в недодержке наблюдается также $[O III] \lambda 5007$. По-видимому, у H_{α} присутствуют довольно слабые крылья с полной шириной 100—150 Å. В этом случае это сейфертовская галактика промежуточного типа.
- 1448 — Щелевой спектр сильно недодержан, тем не менее в нем наблюдается очень сильная H_{α} . $[N II] \lambda 6583$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются. Наблюдается также слабая $HeI \lambda 5876$.
- 1459 — Объект выглядит компактным. В спектре наблюдаются очень сильные H_{α} , слабые $[N II] \lambda 6583$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. $HeI \lambda 5876$ — намечается.
- 1460 — Наблюдаются очень сильная H_{α} и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. $[N II] \lambda 6583$ — намечается.
- 1461 — По-видимому, у галактики есть звездообразное ядро. Спектр показывает очень сильную, протяженную H_{α} и слабую $[N II] \lambda 6583$. $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются.
- 1463 — В спектре присутствуют сильная, асимметричная по отношению к непрерывному спектру наклонная H_{α} и слабая $[N II] \lambda 6583$. $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ — намечаются.
- 1483* — Щелевой спектр недодержан. В нем наблюдается умеренной интенсивности раздробленная H_{α} .

Поэтому они могут обладать активными ядрами и нуждаются в дальнейших исследованиях. Отметим, что на центральные области галактик Марк 1213 и 1217 проектируются звезды, в спектрах этих галактик наблюдаются несмещенные линии H и K Ca II.

По результатам наших наблюдений можно выделить три связанных системы галактик. Пара галактик — Марк 973 и соседняя галактика, расположенная на расстоянии 100'' к северо-западу, имеют вириальную массу $M = 334 \cdot 10^9 M_{\odot}$ и $M/L = 32$ (оценка массы в случае круговой орбиты). Триплет — Марк 522 и двойная галактика Марк 312 [5] (для него мы не приводим оценку массы в связи с низкой точностью лучевой скорости [5]). Группа, состоящая из шести объектов — Марк 1019, 1020, 1023 и 1024, а также NGC 829 и 842 с вириальной массой $M = 4500 \cdot 10^9 M_{\odot}$ и $M/L = 185$. Оценка массы сделана согласно [14], данные для Марк 1024 взяты из [13], для NGC 829 — из [15].

* Значение прямого восхождения этого объекта, приведенное в [2], ошибочно.

Правильное значение $\alpha = 13^{\text{h}} 44^{\text{m}} 3^{\text{s}}$.

В табл. 1 вошли 28 объектов, красные смещения которых ранее были определены неуверенно на малых телескопах или с меньшим разрешением.

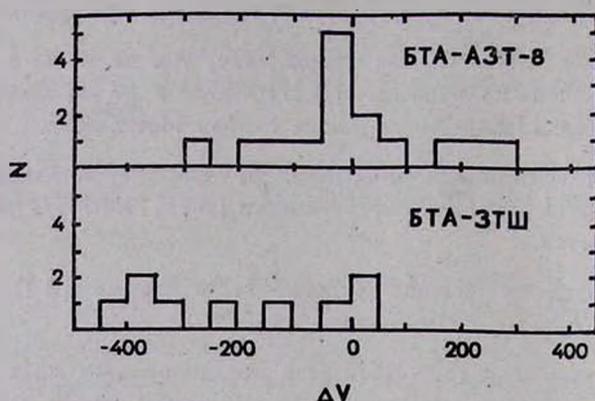


Рис. 1. Распределение ошибок определения лучевых скоростей для телескопов БТА, ЗТШ и АЗТ-8.

На рис. 1 показаны разности лучевых скоростей для трех телескопов, четыре значения с $\Delta V > 500$ км/с не указаны. Как видно из рис. 1, для телескопов БТА—АЗТ-8 отсутствует систематическая ошибка в определении лучевой скорости $\langle \Delta V \rangle = 0 \pm 37$ км/с, случайная ошибка определения $\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2} = 137$ км/с. Для телескопа ЗТШ существует заметная систематическая погрешность по отношению к БТА $\langle \Delta V \rangle = 204 \pm \pm 96$ км/с, которая объясняется блендированием эмиссионных линий H_2 и $[N II] \lambda 6583$ из-за низкого спектрального разрешения, случайная ошибка $\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2} = 270$ км/с.

Авторы приносят благодарность Л. К. Ерастовой за помощь при обработке спектров и А. И. Шаповаловой за помощь при наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Специальная астрофизическая
обсерватория

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. IV

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

The results of spectral observations of 75 UV continuum galaxies with a 6-m telescope are presented. The presence of emission lines in the spectra of 72 of them is established. Two galaxies — Mark 1388 and

1447 possibly relate to Sy2 and Sy1.5 respectively. Eight objects Mark 522, 539, 540, 596, 940, 948, 971 and 998 have spectral features specific for active galactic nuclei and need further detail investigation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 487, 1973; 12, 657, 1976.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 549, 1979; 17, 619, 1981.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 5, 609, 1980; 18, 221, 1983.
4. F. Zwicky *et al.*, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, v. I—VI, Pasadena, California Institute of Technology, 1961—1968.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
6. Э. К. Денисюк, *Астрон. циркул.*, № 759, 1973.
7. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
8. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 19, 483, 1974.
9. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 12, 189, 1976.
10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 683, 1976.
11. И. Д. Караченцев, *Письма АЖ*, 7, 3, 1981.
12. J. M. Shuder, D. E. Osterbrock, *Ap. J.*, 250, 55, 1981.
13. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 20, 525, 1984.
14. D. N. Limber, W. G. Matews, *Ap. J.*, 132, 286, 1960.
15. G. S. Shostak, *Astron. Astrophys.*, 68, 32, 1978.

УДК: 524.45М111—355:520.84

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 111

А. Н. БУРЕНКОВ, А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 20 марта 1984

Принята к печати 2 августа 1984

На основе спектров, полученных в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР, проведено спектроскопическое и спектрофотометрическое исследование галактики Маркарян 111. Показано, что южное сгущение, наблюдаемое в галактике, по всей вероятности, является спутником, расположенным перед Маркарян 111. По относительным интенсивностям наблюдаемых эмиссионных линий оценены значения T_e и n_e , а также содержание некоторых элементов (He, O, N, S) в ядре, в конденсации, расположенной в спиральном рукаве Маркарян 111, и также для ее спутника. Показано, что источниками ионизации газа в этих объектах являются молодые звезды спектральных типов O9—B0. Делается вывод, что исследованные объекты являются молодыми образованиями.

1. *Введение.* Во втором списке галактик с ультрафиолетовым (УФ) избытком Маркарян 111 (МКГ 12-9-49, U 5028) описана как объект со сложной структурой, в котором наблюдаются несколько сгущений [1]. По крупномасштабным снимкам, полученным на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории, галактика классифицирована как объект с двойным ядром [2].

По Караченцеву [3] Маркарян 111 составляет изолированную пару с галактикой U 5029 (ИПГ 203), хотя к этой системе относят и пару компактных красноватых галактик, находящихся в 1.2 угл. мин южнее Маркарян 111 [4, 5]. Система описана как VII Zw 280 в [6] и Арп 300 в [7].

О Маркарян 111 опубликовано несколько работ. Изоденситометрическое исследование галактики (вместе с ее соседями) проведено в работе [8]. Результаты электрофотометрических U , B , V наблюдений приведены в [9, 10]. Красное смещение определено в работах [11, 12].

В настоящей работе приводятся результаты исследования поля скоростей в галактике и результаты детальной спектрофотометрии трех образований в ней.

2. *Наблюдательный материал и его обработка.* Спектры Маркарян 111 получены 3/4.03.1982 г. в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН

СССР со спектрографом СП160 и двухкамерным ЭОП УМК91В при изображениях $2'' \div 3''$. В табл. 1 приведены данные о спектральных наблюдениях.

Таблица 1

ДААННЫЕ О СПЕКТРАЛЬНЫХ
НАБЛЮДЕНИЯХ

№ спектра	Экспозиция (мин)	Спектральный диапазон
БТА 217	10	3600—5100
218	5	3600—5100
219	10	4600—6100
220	5	4600—6100
221	10	5700—7200
222	5	5700—7200

Спектры получены с дисперсией ~ 65 А/мм (разрешение ~ 6 А). Масштаб перпендикулярно дисперсии $\sim 17''/\text{мм}$. При наблюдениях щель спектрографа была установлена в направлении север—юг и проходила через оба центральных сгущения и конденсацию в спиральном рукаве галактики (см. рис. 1). Звездами сравнения служили 34 Фейджа и BD + 33°2642 [13].

С целью построения поля скоростей вдоль указанного направления на «Аскорекорде» САО АН СССР были измерены спектры этой галактики. Для учета ошибок, вводимых спектрографом и ЭОП в структуру линий, измерены линии ночного неба [O I] λ 6364 А вдоль всей высоты щели. Это дало возможность внести с достаточной точностью поправку за кривизну изображения щели при определении лучевых скоростей различных областей галактики. При обработке была использована программа, алгоритм которой описан в [14].

Для спектрофотометрического исследования регистрация спектров производилась на микрофотометре ИФО-451 и PDS-1010 Бюраканской обсерватории. Изоденситометрическая картина построена на основе прямого снимка Маркарян 111, полученного 17/18 декабря 1976 г. в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в фотографических лучах с экспозицией 20 мин. Сканирование снимка произведено на микрофотометре АМД-1 САО АН СССР с диафрагмой 10×10 мкм, с шагом 10 мкм. Обработка изображения с использованием фильтра низких частот и восстанавливающего винеровского фильтра была произведена на ЭВМ ЕС-1035 САО АН СССР. В первом случае изоденсы построены с шагом плотности 0.09, во втором случае — с 0.20. В обоих случаях изоденсы записаны тремя градациями плотности (черная, серая, белая). Полу-

ченные картины изоденс галактики вместе с отпечатком прямого изображения Маркарян 111 воспроизведены на рис. 1. На рис. 1 северное, южное сгущения и конденсация в спиральном рукаве обозначены соответственно буквами а, б и с.

3. *Результаты.* Как видно из рис. 1, Маркарян 111 выглядит как спиральная галактика. Спиральные рукава исходят из северного продолговатого сгущения («а» ядро галактики по [2]), расположенного в центре симметрии по виду довольно правильных изоденс галактики. Южное сгущение («б» ядро по [2]), расположенное асимметрично по отношению к внешним изоденсам Маркарян 111, компактнее и ярче северного. С этим сгущением какие-либо морфологические детали не связаны. Северный спиральный рукав галактики более развит. В нем наблюдаются два больших комплекса Н II областей, один из которых расположен в непосредственной близости от северного сгущения.

На общем фоне непрерывного спектра Маркарян 111 выделяются спектры северного и южного сгущений, а также спектр конденсации, полученный нами впервые. В спектрах северного сгущения (как это указано и в [15]) наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_α , [O I] λ 6300, [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, H_β , H_γ , [O II] λ 3727. Виден след эмиссионной линии He I λ 5876, а также малоcontrastные линии $(D_1 + D_2)$ Na I в поглощении. В спектре южного сгущения (см. также [15]) отождествлены эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_α , He I λ 5876, [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, H_β , H_γ , [O II] λ 3727. Эмиссионная линия [O I] λ 6300 очень слабая. Как и в спектре северного сгущения наблюдаются малоcontrastные абсорбционные линии $(D_1 + D_2)$ Na I. В спектре конденсации наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_α , [O I] λ 6300, [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, H_β , H_γ и [O II] λ 3727.

Для получения картины распределения по галактике лучевых скоростей на трех спектрах измерены линии [S II] λ 6717, [N II] λ 6584, H_α , H_β и [O III] λ 5007 вдоль высоты щели. Данные приведены в табл. 2. В первом столбце приведено расстояние от центра южного сгущения Маркарян 111 на север и юг в секундах дуги. В последующих семи столбцах соответственно приведены разницы лучевых скоростей относительно скорости этого сгущения для разных областей галактики. В восьмом столбце даны средние значения для этой разницы со стандартной ошибкой измерения. Для наглядности на рис. 2 приведены кривая распределения лучевых скоростей в галактике и изоденситометрическая картина спектральной области вокруг эмиссионной линии H_α по спектру № 221. На рисунке горизонтальными отрезками указаны стандартные ошибки измерения. Указаны также центры северного и южного сгущений и конденсации.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В МАРКАРЯН 111
ОТНОСИТЕЛЬНО ЦЕНТРА ЮЖНОГО СГУЩЕНИЯ

Расстояние от центра южного сгущения (угл. с)	Спектр 220		Спектр 221			Спектр 222		$\Delta v_r \pm \Delta v_r$
	H ₃	[O III] λ 5007	H _α	[N II] λ 6584	[S II] λ 6717	H _α	[N II] λ 6584	
север								
20.5			-124			-227		-175
18.9		- 26	-170		-251	-222		-167±100
17.8		- 28	-169		-248	-208		-163±96
17.0		- 46	-178		-237	-202	-110	-155±76
15.9		- 56	-187	-181	-243	-203	-102	-162±69
14.8	-166	- 38	-132	-167	-204	-170	-	-146±58
13.7	-161	- 86	-146	-157	-199	-163	-	-152±37
12.7	-134	- 80	-163	-120	-209	-171	- 91	-138±46
11.8	-139	-100	-147	-152	-202	-178	- 59	-140±48
10.5	-142	-125	-154	-187	-200	-213	- 96	-160±42
9.6	-157	-100	-179	-	-195	-229	-117	-163±48
8.7	-159	-100	-194	-218	-190	-215	-165	-179±40
7.5	-162	- 95	-205	-221	-228	-229	-155	-185±50
6.5	-182	- 84	-206	-224	-218	-234	-179	-190±51
5.5	-166	- 81	-187	-214	-202	-208	-117	-168±51
4.4	-200	- 77	-162	-203	-177	-201	-	-170±48
3.8	-228	- 93	-166	-200	-183	-213	-	-180±48
2.3	-141	- 50	- 99	- 50	- 64	-110	- 38	- 79±52
1.5	- 20	+ 40	- 15	- 10	+ 30	+ 37	- 30	+ 3±30
-0.6	+ 50	+ 10	+ 2	0	+ 19	+ 8	+ 20	+ 16±15
+1.1	- 30	- 26	- 10	- 13	- 18	- 13	+ 13	- 11±14
2.6	- 57	-181	- 43	- 51	- 50	- 74	-129	- 84±52
3.6	- 73	- 51	-193	- 66	-190	-121	-161	-122±60
4.8	-140	- 88	-218	-	-	-151	-	-149±53
5.7	-148	- 94	-264	-	-	-199	-	-176±73
6.6	-135	-	-232	-	-	-155	-	-172
юг								

Средние лучевые скорости центров северного и южного сгущений Маркарьян 111, измеренные по отождествленным эмиссионным линиям (всего 18 линий), соответственно оказались равными $v_r = 3802 \pm 58$ км/с и $v_r = 3962 \pm 48$ км/с. Разница лучевых скоростей между ними составляет $\Delta v_r = 160 \pm 75$ км/с. Эти данные в пределах ошибок совпадают с соответствующими данными, приведенными в работе [15].

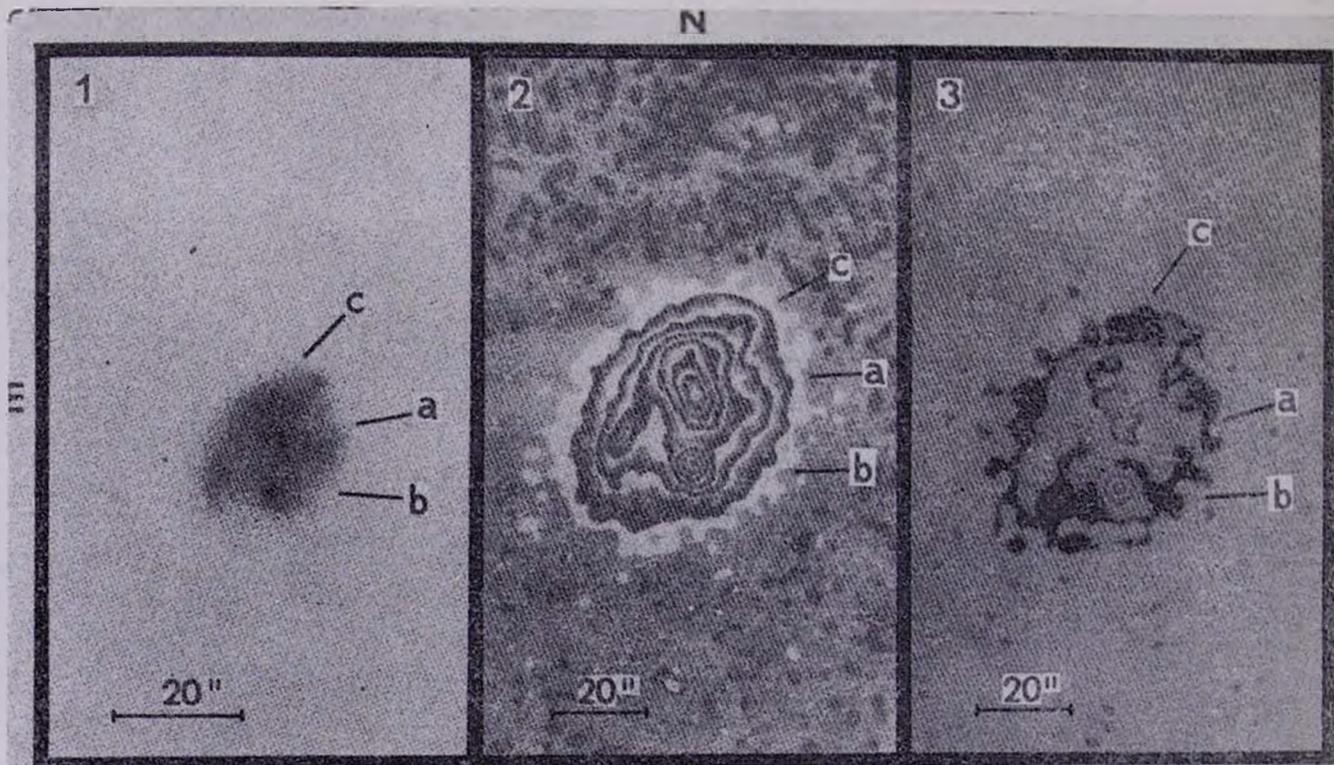


Рис. 1. Маркарян 111, 1. Снимок прямого изображения. 2. Картина изоденс, построенная с использованием фильтра низких частот. 3. Картина изоденс, построенная с использованием восстанавливающего винеровского фильтра. Северное и южное сгущения и конденсация обозначены соответственно а, б, с.

Автономное вращение обеих этих сгущений галактики в пределах ошибок не обнаружено. Если учесть, что галактика видна почти анфас (по [16] угол наклона Маркарян 111 к лучу зрения равен 20°), то отсутствие вращения можно объяснить предположением, что оси вращения сгущений перпендикулярны плоскости галактики.

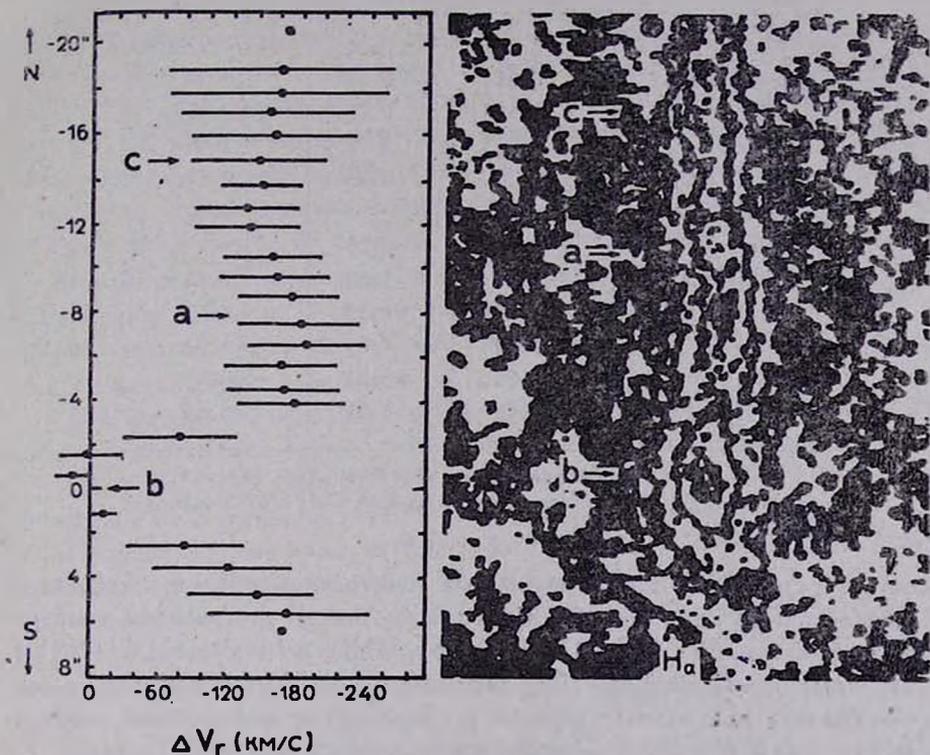


Рис. 2. Поле лучевых скоростей в Маркарян 111 и изоденситометрическая картина спектральной области вокруг эмиссионной линии H_α . Северное и южное сгущения и конденсация обозначены соответственно a, b, c.

Все отождествленные спектральные линии в спектрах обеих сгущений Маркарян 111 и конденсации фотометрированы. Погрешности в определении интенсивностей линий составляют 13% для $I(\lambda) > I(H_\beta)$, 23% для $I(\lambda) \geq 0.5 I(H_\beta)$ и 52% для $I(\lambda) < 0.5 I(H_\beta)$.

Значения усредненных относительных интенсивностей эмиссионных линий приведены в табл. 3.

Как видно из табл. 3, отношения интенсивностей эмиссионных линий H_α и H_β близки к теоретическому [17], поэтому поправки, обусловленные покраснением, в интенсивности линии не введены. Ввиду того, что в спектрах сгущений и конденсации отсутствуют авроральные линии и непосред-

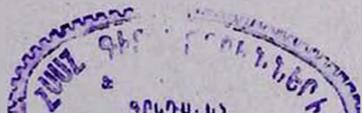


Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ
ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО
СГУЩЕНИЙ И КОНДЕНСАЦИИ

Спектр. линии	Северное сгущение	Южное сгущение	Конденсация
[S II] λ 6731	0.20	0.16	0.21
[S II] λ 6717	0.23	0.22	0.29
[N II] λ 6584	0.51	0.71	0.45
H ₂	2.82	2.75	2.80
[N II] λ 6548	0.16	0.28	0.14
[O I] λ 6300	0.07	—	0.10
H ₂ I λ 5876	—	0.16	—
[O III] λ 5007	2.31	1.33	2.62
[O III] λ 4959	0.67	0.39	0.85
H ₂	1.00	1.00	1.00
H ₁ *	>0.20	>0.24	>0.27
[O II] λ 3727	2.63	1.91	3.61

* Интенсивность линии H₁ занижена, так как она отчасти бледнеет с линией поглощения Ti II λ 4395 солнечного спектра.

ственно определить по ним электронные температуры объектов невозможно, использованы эмпирические зависимости между электронной температурой и отношениями $I ([O III] + [O II])/I (H_2)$ и $I ([O III])/I ([N II])$, приведенные в работах [18—20]. Значения отмеченных отношений, а также полученные для обоих сгущений и конденсации электронные температуры приведены в табл. 4. Там же приведены усредненные значения T_e для этих образований.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ T_e , ПОЛУЧЕННЫЕ ПО ЭМПИРИЧЕСКИМ
ЗАВИСИМОСТЯМ [18—20]

	Северное сгущение	Южное сгущение	Конденсация
$I ([O III] + [O II])/I (H_2)$	5.61	3.63	7.08
T_e по [18]	8000 К	7200 К	8300 К
T_e по [19]	8500 К	7000 К	9300 К
$I ([O III])/I ([N II])$	4.45	1.74	5.88
T_e по [20]	8300 К	7200 К	9100 К
\bar{T}_e	8300 К	7100 К	8900 К

Электронная плотность для сгущений и конденсации при принятом значении электронной температуры (см. табл. 4) определены по отношению интенсивностей эмиссионных линий дублета [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 [21]. Получены значения: для северного сгущения $n_e \sim 350 \text{ см}^{-3}$, для южного $n_e \sim 50 \text{ см}^{-3}$, для конденсации $n_e \sim 50 \text{ см}^{-3}$.

Зная электрическую температуру и электронную плотность, а также относительные интенсивности эмиссионных линий и считая, что в рассмотренных областях флюктуации T_e небольшие, мы оценили содержание ионов гелия, кислорода, азота, серы, а также полное содержание этих элементов. Использованы уравнения, приведенные в работах [22—24]. По нашим спектрам оценить содержание ионов S^{++} довольно трудно, однако из-за того, что эмиссионная линия He I λ 5876 в спектрах северного сгущения и конденсации не заметна, в них, вероятно, сера мало представлена во второй стадии ионизации, так как потенциалы ионизации He⁰ и S⁺ близки друг к другу. В спектре южного сгущения линия He I λ 5876 довольно интенсивна, следовательно можно подозревать наличие некоторого количества серы в состоянии S^{++} .

В этом случае, используя методику, приведенную в [25], можно оценить нижний предел содержания серы в южном сгущении*.

Отметим также, что содержание азота в исследуемых объектах определяется с 25% ошибкой [27].

Полученные значения логарифмов содержания указанных элементов для исследуемых образований в Маркарян 111 приведены в табл. 5, при значении $\lg H = 12$. В табл. 5 для сравнения приведено содержание тех же элементов для ядер спиральных галактик по работе [20], для галактических H II областей по [28] и для Солнца по [29—31].

Таблица 5

СОДЕРЖАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ
СГУЩЕНИЯХ И КОНДЕНСАЦИИ

	He	O	N	S	N/O	S/O
Северное сгущение	—	8.58	7.35	7.32	0.059	0.055
Южное сгущение	>11.03	8.73	7.66	>7.37	0.085	>0.044
Конденсация	—	8.56	7.23	7.29	0.047	0.054
Ядра спир. галактик	—	9.03	8.16	—	0.135	—
H II-области	11.07	8.60	7.59	>7.26	0.098	>0.046
Солнце	10.93	8.92	7.99	7.23	0.117	0.020

* Действительные значения содержания серы не должны сильно отличаться от этого нижнего предела, так как по [26] $I([S II]) = I([S III])^3$ и вклад S^{++} в общее содержание серы должен быть небольшим.

В табл. 5 приведены также значения отношений содержания азота и серы к кислороду в рассмотренных объектах.

4. *Обсуждение.* При рассмотрении морфологической структуры Маркарян 111 особенно важно выявить местонахождение южного сгущения по отношению к диску галактики. По нашим данным существуют некоторые факты, указывающие, по-видимому, на то, что южное сгущение находится вне диска галактики Маркарян 111 и просто проектируется на нее. В пользу этого говорят следующие факты:

— На изоденситометрической картине Маркарян 111 (рис. 1) видно, что южное сгущение не вносит искажения в эту картину.

— Несмотря на то, что Маркарян 111 видна почти анфас, наблюдается разница между лучевыми скоростями южного и северного (ядра Маркарян 111, см. ниже) сгущений, что не должно быть, если южное сгущение находится в диске галактики и участвует в его вращении.

— Из структуры эмиссионных линий галактики (см. изоденситометрическую картину спиральной области вокруг H_2 на рис. 2) видно, что излучение диска с соответствующей лучевой скоростью не заполняет область соответствующего южного сгущения. Южное сгущение как будто экранирует излучение соответственной области Маркарян 111.

— Отношение $I(H_2)/I(H_3)$ близко теоретическому, это значит, что излучение южного сгущения не подвержено поглощению в диске галактики.

— Из рис. 2 видно, что существуют мостики, соединяющие южное сгущение с галактикой.

Таким образом, из вышеприведенного можно заключить, что, по всей вероятности, южное сгущение является карликовым, динамически связанным с Маркарян 111 объектом, имеющим спектр SA и не может рассматриваться, по-видимому, в качестве второго ядра Маркарян 111 [2].

Принимая разницу лучевых скоростей между Маркарян 111 и ее соседом равной 160 км/с, а расстояние между ними порядка $8''$ или 2 кпс ($H = 75$ км/с Мпс), для несмещенной оценки массы системы получим значение $3.4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. При интегральной светимости системы, равной $\sim 20^{.m1}$, для отношения массы к светимости получаем значение $M/L \sim 3.8 M_{\odot}/L_{\odot}$. Это значение того же порядка, что и у одиночных спиральных галактик.

Используя отношения интенсивностей эмиссионных линий, можно рассмотреть вопрос и о механизме ионизации и возбуждения в этих объектах (коротковолновое тепловое излучение O—В звезд; нетепловое континуальное излучение; нагрев с помощью ударных волн).

В работах [32, 33] построены двумерные классификационные схемы, которые с большой вероятностью правильно разделяют объекты с эмис-

сионными спектрами по механизму ионизации и возбуждения этих линий. На рис. 3 воспроизведены диаграммы, построенные с помощью отношений $I([\text{O III}] \lambda 5007)/I(\text{H}_\alpha)$, $I([\text{N II}] \lambda 6584)/I(\text{H}_\alpha)$ [32] и $I(\text{H}_\alpha)/I([\text{N II}] \lambda 6584 + 48)$, $I(\text{H}_\alpha)/I([\text{S II}] \lambda 6717 + 31)$ [33]. На диаграммах рис. 3 указано расположение ядра и конденсации Маркарян 111, а также ее соседа.

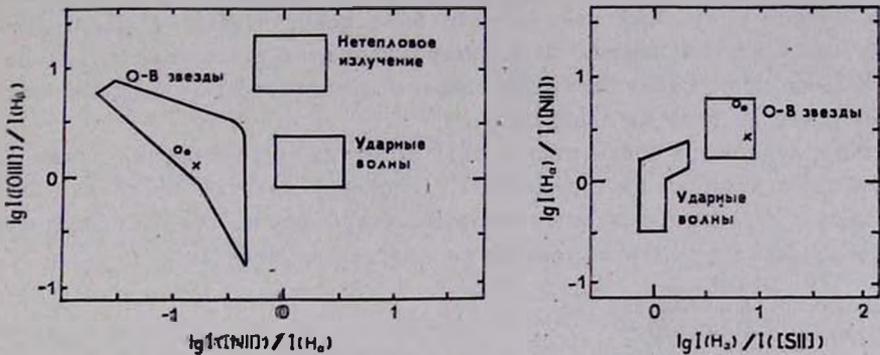


Рис. 3. Положение северного (•) и южного (x) сгущений и конденсации (0) в двухмерных классификационных схемах по [32, 33]. Контурь показывают границы изменения отношений $[\text{O III}]/\text{H}_\alpha$, $[\text{N II}]/\text{H}_\alpha$, $[\text{S II}]/\text{H}_\alpha$ при разных механизмах ионизации.

Как видно из рис. 3, все три объекта обладают эмиссионным спектром, характерным для Н II областей, излучение в линиях которых обусловлено фотоионизацией коротковолновым излучением горячих О—В звезд. Можно оценить спектральные классы объектов, которые могут обеспечить их эмиссионный спектр. В работе [26] приведена зависимость между отношениями $I([\text{S II}])/I([\text{O II}])$ для туманностей и T_* — температурой ионизирующих их звезд. Для всех трех исследуемых объектов по величинам указанного отношения (см. табл. 3) T_* получается выше $2.7 \cdot 10^4$ К [26]. Это означает, что ионизация обусловлена излучением звезд более ранних типов, чем В2 [34]. На основе же данных работы [35], где приведена зависимость между отношением O^{++}/O^+ в туманностях и T_* — температурой ионизирующих их звезд, T_* для всех трех объектов должно быть в пределах $3.2 \cdot 10^4 \div 3.7 \cdot 10^4$ К [35], или ионизация газа обусловлена преимущественно звездами спектральных типов О9—В0 [34]. Сильные континуальные спектры ядра Маркарян 111 и ее компонента, распространяющиеся с большой интенсивностью до длинноволнового предела наших спектров (~ 7200 А), присутствие линии ($D_1 + D_2$) NaI в поглощении указывают на то, что в них, наряду с молодыми горячими звездами, представлены также звезды других спектральных типов. Эти звезды и составляют основное население исследуемых образований [36].

По содержанию тяжелых элементов ядро Маркарян 111, ее компонент и конденсация в спиральном рукаве мало отличаются друг от друга. У них содержание тяжелых элементов такое же, как и обычных H II-областей.

Таким образом, из вышеприведенных данных можно сделать следующие выводы:

Ионизация газа в рассмотренных областях обусловлена, по-видимому, в основном УФ-излучением молодых звезд. Вклад источников нетеплового излучения и ударных волн должен быть незначительным, на что указывает и отсутствие заметного радионизлучения от галактики [37].

УФ избыток, наблюдаемый в непрерывном спектре, по всей вероятности, обусловлен теми же звездами.

Нормальное по сравнению с H II областями содержание тяжелых элементов и дефицит их содержания (особенно азота), по сравнению с Солнцем и ядрами нормальных галактик, указывает на то, что исследованные образования, вероятно, являются молодыми объектами.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

A SPECTRAL INVESTIGATION OF GALAXY MARKARIAN 111

A. N. BURENKOV, A. R. PETROSSIAN, K. A. SAHAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

On the basis of spectra obtained in primary focus of 6 m telescope of SAO a spectrometric and spectrophotometric investigation of galaxy Markarian 111 is carried out. It is shown that the southern condensation observed in the galaxy in all probability is a companion, situated before the Markarian 111. By means of relative intensities of observed emission lines are estimated: values of T_e and n_e , content of some elements (He, O, N, S) in nucleus, in condensation situated in spiral arm of Markarian 111 and in its companion. It is shown that ionization sources of the gas in these objects are young stars of spectral types O9—B0. It has been concluded that the investigated objects are young formations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
2. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
3. И. Д. Караченцев, *Собщ. САО АН СССР*, 7, 3, 1972.
4. J. Heidmann, A. T. Kalloghlian, *Astrophysics*, 11, 229, 1975.
5. C. Casini, J. Heidmann, *Astron. Astrophys.*, 47, 371, 1976.
6. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-eruptive Galaxies. Switzerland*, 1971.;
7. H. Arr, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Pasadena, California, 1966.
8. C. Casini, J. Heidmann, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 24, 473, 1976.
9. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 6, 350, 1970.
10. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.
11. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
12. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
13. R. P. S. Stone, *Ap. J.*, 218, 767, 1977.
14. В. А. Афанасьев, *Изв. САО АН СССР*, 11, 51, 1979.
15. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 209, 1979.
16. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, M. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
17. M. Brocklehurst, *M. N. RAS*, 153, 471, 1971.
18. B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith, *M. N. RAS*, 189, 95, 1979.
19. P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks, S. R. Pottasch, *M. N. RAS*, 204, 53, 1983.
20. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. Astrophys.*, 78, 200, 1979.
21. И. В. Носов, *Астрон. цирк*, № 1050, 1979.
22. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Ap. J.*, 168, 413, 1971.
23. P. Beuvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert, *Astron. Astrophys.*, 28, 447, 1973.
24. M. Peimbert, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 113, 1975.
25. G. Stasinska, *Astron. Astrophys.*, 66, 257, 1978.
26. J. B. Kaler, *Ap. J.*, 244, 54, 1981.
27. A. Natta, S. R. Pottasch, A. Preite-Martinez, *Astron. Astrophys.*, 84, 284, 1980.
28. S. A. Hawley, *Ap. J.*, 224, 417, 1978.
29. I. J. Danziger, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8, 161, 1970.
30. D. L. Lambert, *M. N. RAS*, 182, 249, 1978.
31. D. L. Lambert, *M. N. RAS*, 183, 79, 1978.
32. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, *P. A. S. P.*, 93, 5, 1981.
33. F. Sabbadin, S. Minello, A. Blanchini, *Astron. Astrophys.*, 60, 147, 1977.
34. P. G. Mezger, I. F. Smith, E. Charchwoll, *Astron. Astrophys.*, 32, 269, 1974.
35. J. B. Kaler, *Ap. J.*, 210, 843, 1976.
36. V. A. Balzano, *Ap. J.*, 268, 602, 1983.
37. J. H. Bieging, P. B. Biermann, K. Fricke, I. I. K. Pauling-Toth, A. Witzel, *Astron. Astrophys.*, 60, 353, 1977.

УДК: 524.6—74:520.842

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЛАБЫХ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ

Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 10 апреля 1984

Принята к печати 5 июня 1984

Определена пространственная плотность слабых галактик с УФ-континуумом второго обзора БАО. Функцию светимости галактик с УФ-континуумом удастся распространить на 1—1.5 звездных величин в сторону слабого блеска. Пространственная плотность галактик с УФ-континуумом в интервале светимостей $-16.^m5 \div -21.^m5$ составляет в среднем 0.08 полной плотности галактик поля того же интервала абсолютных величин. Пространственная плотность галактик с УФ-континуумом низких светимостей очень высока. В интервале $-12.^m5 \div -15.^m5$ она составляет 0.23 Мпс⁻³.

1. *Введение.* В середине 60-х годов Б. Е. Маркаряном впервые был начат спектральный обзор неба с объективной призмой с целью выявления пекулярных внегалактических объектов, обладающих избыточным УФ-излучением, исходящим из их ядерных областей. Сейчас первый обзор завершен. Обнаружено 1500 пекулярных галактик и звездообразных объектов, данные о которых опубликованы в серии 15 списков [1—3]. Первым обзором покрыта область примерно 15 000 квадратных градусов неба. В среднем на десять квадратных градусов приходится одна галактика с УФ-континуумом. Предельная величина на снимках первого обзора меняется в пределах $16.^m5 \text{—} 17.^m5$ в зависимости от условий наблюдений.

В последние годы нами проводится новый — второй Бюраканский спектральный обзор неба, позволяющий распространить исследования на две—три звездные величины дальше по сравнению с первым. Количество обнаруженных слабых пекулярных объектов значительно возрастает. В настоящее время исследованы три площадки с координатами центров $\alpha = 08^h 00^m$, $\delta = +59^\circ 00'$; $\alpha = 09^h 50^m$, $\delta = +55^\circ 00'$; $\alpha = 11^h 30^m$, $\delta = +59^\circ 00'$. Каждое поле охватывает $4^\circ \times 4^\circ$ (поле телескопа). Результаты исследований приведены в [4—6]. В них содержатся данные о 358 объектах, расположенных на 48 квадратных градусах, 223 из которых являются галакти-

ками. Семьдесят пять из последних, то есть одна треть показывает в своих спектрах значительный УФ-континуум. Помимо них, на этих полях в ходе первого обзора было обнаружено еще 11 галактик с УФ-континуумом.

Таким образом, всего на вышеуказанных полях имеется 86 галактик с УФ-континуумом. Поверхностная плотность составляет 1.8 на квадратный градус. В среднем на десять квадратных градусов приходится 18(15—20) галактик до предельной величины $18^m-18^m.5$.

В настоящей работе построена функция светимости (ФС) слабых галактик с УФ-континуумом, обнаруженных в ходе второго обзора БАО. Количество таких галактик сравнительно невелико, что обусловлено трудностями, связанными с получением щелевых спектров слабых объектов.

2. *Наблюдения.* Низкодисперсионные спектральные снимки, по которым отобраны новые слабые галактики с УФ-континуумом, получены на 40—52" телескопе системы Шимдта БАО. Методика наблюдений, поиска и отбора коротко описаны в [4, 7].

Щелевые спектры 72 объектов получены в прямом фокусе БТА, в основном в красной, а иногда и в синей областях спектра с дисперсией 90 А/мм и спектральным разрешением 8—10 А. Для подавляющего большинства из них (63) спектральные данные опубликованы в [8, 9], для остальных (9) они приведены ниже. Данные о галактиках Маркаряна взяты из [10—14]. Итого, из 86 галактик с УФ-континуумом для 83 имеются щелевые спектры.

Сведения о рассматриваемых галактиках суммированы в табл. 1, где последовательно даны: 1 — порядковый номер*; 2 — обозначение согласно [4—6], 3 — красное смещение, исправленное за движение Солнца; 4 — видимые фотографические звездные величины по [1—6]. Звездные величины ярче $15^m.7$ в основном взяты из [15]; 5 — абсолютная фотографическая величина, исправленная за галактическое поглощение при $H = 75$ км/с Мпс; 6 — обзорный тип.

3. *Распределение видимых величин.* Видимые фотографические звездные величины рассматриваемых галактик с УФ-континуумом находятся в интервале $11^m.8-18^m.5$ (имеются всего по одной галактике $11^m.8$ и $18^m.5$).

Галактическое поглощение ($\Delta m = 0.25 \operatorname{cosec} |b''|$) в исследуемых полях изменяется в пределах $0^m.43-0^m.48$, $0^m.33-0^m.35$ и $0^m.28-0^m.30$ — соответственно. Распределение галактик с УФ-континуумом по видимым звездным величинам с учетом поглощения в Галактике представлено на рис. 1. Для сравнения там же приведено распределение по видимым звездным величинам 302 галактик Маркаряна согласно [16].

* Звездочками в табл. 1 отмечены галактики с УФ-континуумом первого обзора.

Таблица 1

№	Название SBS	z	m_B	M_B	Обзорный тип
1	2	3	4	5	6
1*	0741+610	0.0230	14. ^m ₀	-21. ^m ₈	s1e
2	0742+599	0.0326	17	-19.1	d2e
3	0744+590	0.0274	17	-18.7	d2e
4	0745+587	0.0205	18	-17.0	sd3e
5	0745+601 A	0.0328	18	-18.1	d2e
6	0746+611	0.0386	17.5	-18.9	d3
7*	0750+584	0.0203	15.3	-19.7	sd2e
8	0751+603 A	0.0361	18	-18.3	ds2e
9	0751+603 B	0.0360	18	-18.3	ds2e
10*	0752+604	0.0052	14.5	-17.6	sd1e
11	0755+574 A	0.0259	16	-19.5	d3e
12	0755+574 B	0.0281	15.7	-20.0	d3e
13	0756+588	0.0186	16.5	-18.3	sd1e
14	0756+611	0.0197	17.5	-17.4	sd2e
15	0802+602	0.0510	17.5	-19.5	sd3e
16	0807+581	0.0279	16.5	-19.2	sd2e
17	0808+587	0.0268	16	-19.6	sd1e
18	0809+582	0.0274	16.5	-19.1	sd2e
19	0810+583 A	0.0253	17	-18.5	s2e
20	0810+585	0.0259	18	-17.5	d3e
21	0811+585	0.0258	17.5	-18.0	s3e:
22	0811+607 A	0.0250	15.5	-19.9	sd1e + d2e
23	0811+607 B	0.0246	16.5	-18.9	d3e
24	0811+582 B	0.0245	18	-17.4	d2e
25	0934+546	0.1001	18	-20.4	s1e
26	0936+562	0.1172	16.5	-22.2	s1e
27	0938+551	0.048J	18	-18.8	sd2
28	0938+552	0.0482	18	-18.6	sd1e
29	0938+545	0.0493	15.7	-21.1	ds2e
30	0938+544	0.0450	16.5	-20.1	ds1e
31	0939+567	0.0430	17.5	-19.0	sd2e:
32	0940+536	0.0446	18	-18.6	ds3
33	0940+543	0.0858	18	-20.0	d2e:
34	0941+565	—	18.5	—	s2e
35	0943+566	—	18	—	sd2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
36	0943÷543	0.0053	18 ^m	-14 ^m 0	d3e
37	0943+563	0.0252	17.5	-17.9	sd1e
38*	0943+563 A	0.0257	15.5	-19.8	ds3
39*	0944+542	0.0246	14.0	-21.3	sd2
40*	0946÷558	0.0050	15.7	-16.1	d1e
41	0946+539	0.0463	18	-18.7	ds3
42	0946+547 B	0.0319	17.5	-18.4	s3
43	0948+551	0.0598	17	-20.2	d3e
44	0948+557	0.0967	18	-20.3	sd3e:
45	0948+532	—	18	—	s2e
46	0948+546	0.2190	17.5	-22.6	ds1e:
47	0948+552	0.0626	17.5	-19.8	d2e
48	0951+534	0.0251	16	-19.3	sd2
49	0954+533	0.0787	18	-19.8	sd3e:
50	0955+538	0.0385	17	-19.3	sd3
51	0955+540	0.0392	16.5	-19.8	ds2
52*	0956÷547	0.0456	17	-19.5	ds1
53*	0957÷558	0.0034	13.8	-17.2	sd2
54	1001÷555	0.0036	18	-13.1	ds2e
55	1113+593	0.0362	17	-19.1	ds2e
56	1114+598	0.0815	16.2	-21.7	ds2e
57	1115+607	0.0505	17	-19.8	sd3e
58	1116+583 A	0.0268	15.7	-19.7	s1e
59	1118+610	0.0649	17.5	-19.9	sd3e
60	1118+586	0.0682	17	-20.5	ds3e:
61	1118+578 A	0.0434	17.5	-18.9	d3e:
62	1119+601	0.0106	17.5	-15.9	d2e
63	1121+586 B	0.0525	17	-19.9	sd3e
64	1122+575	0.0069	17.5	-15.0	ds2e
65	1123+576	0.0048	16.5	-15.2	sd1e
66	1123+594	0.0041	14.2	-17.1	sd2e
67	1124+610	0.0326	17	-18.9	ds1e
68*	1125+588	0.0100	11.8	-21.5	sd1e+dl
69	1125+581	0.0514	15.5	-21.4	s2e
70	1126+586	0.0416	17.5	-18.9	ds3e
71	1127+575	0.0360	16	-20.1	s2e
72	1127+581	0.0399	16.5	-19.8	sd2e

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
73	1131-577	0.0511	18 ^m	-18 ^m .8	d3e:
74	1131-573	0.0485	17	-19.7	ds3e:
75	1132-578	0.0305	18	-17.7	sd2e
76	1133-612	0.0430	18	-18.5	sd2e
77	1133-597	0.0106	17.5	-15.9	sd2e
78*	1135-581	0.0032	16	-14.8	sd1e
79	1136-579	0.1156	16.5	-22.1	s1
80	1136-595	0.1138	17	-21.6	s1e
81	1136-594	0.0604	16	-21.2	s1e
82	1138-572	0.0514	16	-20.9	s2e
83	1139-573	0.0705	17.5	-20.0	ds2e
84	1140-600 A	0.0439	17	-19.5	ds2e
85	1140-574	0.0325	17.5	-18.4	sd2e:
86	1144-591	0.0086	16.5	-16.5	d2e

Обычно распределение по видимой величине используется для исследования вопроса о полноте выборки. Часто применяемым методом оценки неполноты выборки является также метод V/V_{\max} [19]. Как отмечено в [20], распределение V/V_{\max} в случае статического евклидова пространства строго эквивалентно распределению видимых величин. Мы будем использовать в качестве показателя неполноты выборки степень отличия наклона зависимости $\lg N(m_B)$ от 0.6.

Из сопоставления распределений обоих обзоров видно, что если наклон кривой распределения галактик Маркаряна первого обзора отличается от 0.6 начиная с $\sim 15^m$, для галактик второго обзора селекция скаывается начиная с $\sim 16^m$. Наиболее существенный спад числа галактик происходит для галактик первого обзора, начиная с $16^m.5$, для второго — для галактик слабее $17^m.5-18^m$. Наклон кривой $\lg N(m_B) - m_B$ в интервале $14^m.5-16^m$ и $15^m.5-17^m$ для ярких и слабых галактик с УФ-континуумом одинаков и равен 0.38.

Полнота первого обзора исследовалась в [16-18]. Максимум распределения видимых величин галактик первого обзора приходится на $15^m.5 - 16^m$, полнота обзора доходит до $15^m.3-15^m.5$. Контроль полноты в [16-17] осуществлялся изучением распределения величины V/V_{\max} , причем неполнота вычислялась для каждого интервала видимых величин в отдельности.

В [20] получена формула (П8), позволяющая легко оценить фактор полноты выборки $P(m_*)$, представляющий собой отношение числа реально наблюдающихся в выборке объектов к ожидаемому для полной выборки. Для оценки фактора полноты нашей выборки мы воспользовались вышеуказанной формулой (П8). В последнем столбце табл. 2 приведены численные значения $P(m_*)$ для различных по предельной величине выборок, в предположении, что $P(15^m0) = 1$.

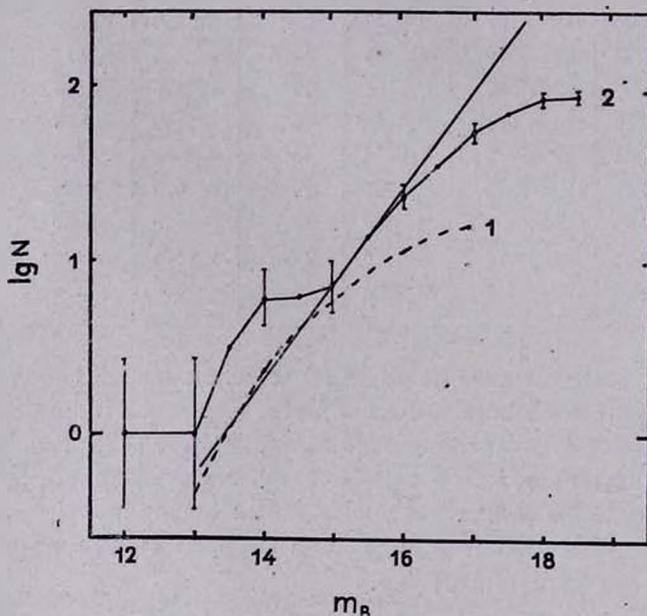


Рис. 1. Интегральное распределение видимых величин галактик с УФ-континуумом. Вертикальные отрезки соответствуют значению σ , найденному по формуле $\sigma = \sqrt{N/(1 - N/N(\infty))}$, где $N(\infty)$ — полное число объектов в выборке. Кривая 1 — согласно [16], 2 — наша выборка. Прямой линией представлена зависимость $\lg N = 0.6 m_B + \text{const}$.

Мы видим, что наша выборка содержит 94% исследуемых объектов ярче 16^m5 , 53% ярче 17^m0 и т. д. Согласно [16, 17] выборка галактик с УФ-континуумом первого обзора для галактик ярче 15^m5 неполна с фактором 2.29 [16] и 1.93 [17], что соответствует $P(m_*) = 0.43$ и 0.52. Если говорить о полноте в смысле работ [16, 17] (фактор неполноты ~ 2), второй обзор полон вплоть до 17^m0 , хотя, начиная уже с 16^m , $P(m_*) \neq 1$.

4. *Функция светимости.* Функция светимости галактик Маркаряна построена Саргентом [16], Хукрой и Саргентом [17], Аракеляном [18]

Таблица 2

$\psi(M_B)$

M_B	-13	-14	-15	-16	-17	-18	-19	-20	-21	-22	-23	$N(m_*)$	$P(m_*)$
-15.0	—	—	—	—	0.777	0.208	—	0.011	0.0021	0.0006	—	7	1
-15.5	—	—	—	0.61	0.289	0.077	—	0.018	0.0018	0.0002	—	14	
16.0	—	—	0.73	0.13	0.061	0.022	0.003	0.005	0.0007	0.0001	—	23	0.94
16.5	—	—	0.80	0.13	0.040	0.015	0.010	0.005	0.0004	0.0001	—	35	
17.0	—	—	0.77	0.13	0.052	0.017	0.017	0.007	0.0004	0.0001	—	50	0.53
17.5	—	—	0.70	0.21	0.046	0.030	0.013	0.005	0.0003	0.0001	0.00001	68	
18.0	0.62	0.18	0.14	0.04	0.012	0.007	0.004	0.001	0.0001	0.00002	0.000001	83	0.22

и Хукрой [21]. Авторами работ [17, 18] ФС галактик с УФ-континуумом построена на почти одинаковом наблюдательном материале. В первом из них используется метод V/V_{max} и уточненная ФС галактик поля Ван-ден-Берга, во втором ФС построена методом, предложенным в [22], и используется ФС галактик поля, полученная в [23]. В [21], использован более богатый материал, ФС также построена методом V/V_{max} и затем сравнивается с ФС галактик поля, приведенной в [25]*. Результаты, полученные ими, одинаковы: полнота первого обзора (в вышеуказанном смысле) доходит до 15^m3-15^m5 , в интервале светимостей -16^m5-21^m5 , галактики Маркаряна составляют 7—8% галактик поля в том же интервале светимостей.

Нами построена ФС слабых галактик с УФ-континуумом методом, предложенным в [20], так как используемый нами объем выборки сравнительно небольшой, и желательно последовательным увеличением предельной величины выборки охватить возможно большее количество наблюдательных данных. При этом, если фактор селекции не зависит от светимости (в чем нетрудно убедиться по приведенным в табл. 1 данным), ФС, найденная по всей выборке, как отмечено в [20], будет давать наиболее точное приближение к реальной функции светимости.

Фотоэлектрические наблюдения, проведенные для галактик Маркаряна, показывают, что глазомерные оценки звездных величин, приведенные в [1—3], не отягощены большими систематическими ошибками. Как и в [18], можно полагать, что ФС, построенная на основе наших глазомерных оценок, будет достаточно правильно отражать распределение светимостей галактик изучаемой выборки. Заметим, что для подавляющего большинства галактик ярче 15^m7 звездные величины взяты из [15].

* ФС, построенные в [17] и [19], хорошо согласуются между собой. Далее мы используем лишь данные, приведенные в [17].

Если m_* — предельная видимая величина выборки, $\psi(M_B)$ — доля объектов, светимость которых заключена в интервале $(M - 1/2 \Delta M, M + 1/2 \Delta M)$, ρ (Мпс⁻³) — полная плотность галактик, то, согласно, [20]:

$$\psi(M) = \sum_{M: m < m_*} 10^{0.6(M_k + 25)} / \sum_{m < m_*} 10^{0.6(M_k + 25)},$$

где в первой сумме суммирование распространяется на объекты выборки с предельной величиной m_* , абсолютная величина которых заключена в промежутке $(M - 1/2 \Delta M, M + 1/2 \Delta M)$, во второй — на все объекты ярче m_* и

$$\rho = \frac{3}{\Omega} 10^{-0.6m_1} \left[1 + 0.6 \operatorname{I}g 10 \frac{N(m_*) - N(m_1)}{n(m_1)} \right]^{-1} \cdot \sum_{m < m_*} 10^{0.6(M_k + 25)} \text{ Мпс}^{-3},$$

где $m_1 \leq m_*$, m_1 — видимая звездная величина, начиная с которой выборка считается полной, $N(m_1)$ — число объектов до видимой величины m_1 , $N(m_*)$ — число объектов до предельной величины m_* , $n(m_1) = dN(m_1)/dm$ — плотность распределения видимых величин, или число галактик в единичном интервале видимых величин при значении m_1 , Ω — телесный угол выборки. Полная пространственная плотность равна:

$$\varphi(M) = \rho \cdot \psi(M), \text{ Мпс}^{-3} \cdot \text{вел}^{-1}.$$

Плотность распределения $\psi(M_B)$, при $\Delta M = 1$, различных интервалов по светимости в зависимости от предельной видимой звездной величины представлена в табл. 2. В 13 и 14 столбцах табл. 2 приведено число галактик в каждой выборке и соответствующий им фактор полноты. В табл. 3 представлены значения логарифмов пространственной плотности $\operatorname{I}g \rho$ при различных значениях предельной звездной величины (m_*), в зависимости от принимаемых нами значений полноты выборки (m_1)*.

Таблица 3

$m_1 \backslash m_*$	15	16
16	-1.03	-1.06
16.5	-1.04	-1.27
17	-1.20	-1.50
17.5	-1.10	-1.47

* Для $m_1 < 15^m$ — данных немного, при $m_1 > 16^m$ выборка неполна.

Мы видим, что изменения $\lg \rho$ не слишком велики, пространственная плотность определяется относительно уверенно, и нами принято среднее по интервалу значение $\lg \rho = -1.27$. Используя данные о плотности распределения для предельной величины 18.0 и вышеуказанное значение для пространственной плотности, мы построили ФС слабых галактик с УФ-континуумом. Она представлена в табл. 4, где для сравнения приведены также значения пространственных плотностей УФ-галактик, полученные в [17, 18]*. Во втором—четвертом столбцах табл. 4 приведены значения логарифмов пространственных плотностей ($\lg \varphi (M_B) \text{ Мпс}^{-3} \text{ вел}^{-1}$) согласно Хукра и Саргенту (HS), Аракеляну (Акп) и настоящей работе; в пятом — значения логарифмов пространственной плотности галактик поля согласно [17]**; в шестом—восьмом относительное количество галактик с УФ-континуумом среди галактик поля того же интервала светимости согласно [17, 18] и настоящей работе.

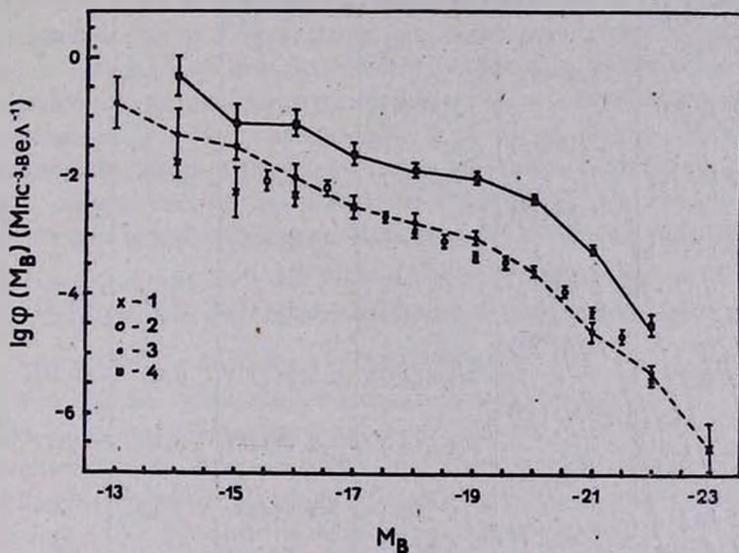


Рис. 2. Логарифмическая ФС галактик с УФ-континуумом. 1—согласно [17], 2—по [18], 3—наши данные (пунктирная линия), 4—ФС галактик поля согласно [17] (сплошная линия). Вертикальные отрезки соответствуют значению σ , полученному по формуле $\sigma = n^{-1/2}$.

5. Обсуждение результатов. По данным табл. 4, на рис. 2 в графической форме приведена сводка определений ФС галактик с УФ-континуумом.

* В [18] ФС вычислена при $H = 100$ км/с Мпс. В табл. 4 данные приведены к $H = 75$ км/с Мпс.

** В табл. 4 в скобках указано число галактик в соответствующем интервале светимостей.

тинуумом и ФС галактик поля согласно [17]. Видно, что построенная нами ФС, совпадая в пределах ошибок в интервале $-16^m5+ -23^m5$ с ФС, приведенными в [17, 18], значительно отличается от них при низких светимостях, начиная с $M_B > -16^m$. Наиболее надежные данные имеются для интервала светимостей $-16^m5+ -21^m5$, где ошибки малы. За его пределами ошибки возрастают, поэтому оценки и сравнения мы будем приводить для этого интервала светимостей.

Таблица 4

M_B	$\lg \varphi(M_B)$, Мпс $^{-3}$ вел $^{-1}$				$\vartheta(M_B)$		
	HS [17]	Аки [18]	Наши данные	Галактики поля по [17]	HS [17]	Аки [18]	Наши данные
-13.0	—		-0.82 (1)	—			
-14.0	-1.74 (2)		-1.36 (1)	-0.42 (2)	0.05	—	0.12
-15.0	-2.32 (1)		-1.47 (3)	-1.12 (2)	0.06	0.02	0.45
-15.5		-2.09 (5)					
-16.0	-2.32 (5)		-2.01 (4)	-1.13 (4)	0.06	0.07	0.13
-16.5		-2.19 (14)					
-17.0	-2.55 (14)		-2.53 (6)	-1.58 (6)	0.11	0.08	0.11
-17.5		-2.64 (15)					
-18.0	-2.97 (17)		-2.76 (12)	-1.84 (15)	0.07	0.07	0.12
-18.5		-3.13 (18)					
-19.0	-3.13 (31)		-3.01 (22)	-1.98 (41)	0.04	0.04	0.09
-19.5		-3.48 (28)					
-20.0	-3.52 (75)		-3.61 (22)	-2.28 (77)	0.06	0.05	0.05
-20.5		-3.92 (38)					
-21.0	-4.19 (60)		-4.61 (6)	-3.17 (33)	0.10	0.11	0.04
-21.5		-4.64 (18)					
-22.0	-5.36 (12)		-5.31 (5)	-4.64 (6)	0.13	—	0.14
-23.0	-6.61 (3)		-6.61 (1)	—			

В интервале светимостей $-16^m5+ -21^m5$ относительное количество галактик Маркаряна среди галактик поля составляет: согласно [17] — 0.08, по [18, 21] — 0.07 и 0.08 — по нашим данным. Доля галактик с УФ-континуумом сохраняется приблизительно постоянной при уменьшении светимости*.

* О приблизительно постоянной доле УФ-галактик среди галактик поля отмечено и в [17].

Максимум относительного количества галактик с УФ-континуумом первого обзора, как отмечено в [16, 18], приходится на $M_{pg} = -17^m$. Максимум относительного количества слабых галактик с УФ-континуумом второго обзора приходится на $M_B = -16^m$, то есть смещается на одну величину в сторону низких светимостей. Наши данные приводят к очень большим относительным количествам галактик с УФ-континуумом низких светимостей среди галактик поля, что, возможно, связано с тем, что ФС галактик поля низких светимостей не удастся надежно определить. Последнее хорошо видно из [26], где собрана сводка определений ФС галактик поля: хорошо совпадая между собой, ФС галактик поля сильно различаются при низких светимостях. С другой стороны, вероятно, можно предположить, что ФС галактик с УФ-континуумом может иметь вид функции, аналогичной таковой для галактик поля согласно [27]. Об этом косвенно свидетельствует отмеченный выше интересный факт приблизительного постоянства доли УФ-галактик среди галактик поля. В таком случае смещение максимума относительного количества галактик с УФ-континуумом в сторону низких светимостей есть следствие неопределенности ФС галактик поля низких светимостей.

Высокие значения пространственных плотностей галактик с УФ-континуумом низких светимостей отмечены в [16—18], где авторы приходят к выводу, что пространственная плотность карликовых галактик с УФ-континуумом в интервале $-12^m5 \div -15^m5$ составляет около 10^{-2} Мпс $^{-3}$, на единичный интервал звездных величин. Наши данные в том же интервале светимостей приводят к значению $2.3 \cdot 10^{-1}$ Мпс $^{-3}$, или около $8 \cdot 10^{-2}$ Мпс $^{-3}$, на единичный интервал звездных величин. Последнее почти на порядок превосходит значения, полученные в [16—18]. Хотя приведенные в [16—18] значения пространственной плотности УФ-галактик низких светимостей очень высоки, полученное нами значение приводит к еще более высоким значениям пространственной плотности.

Таким образом, распространение исследований на более слабые величины до $18^m - 18^m5$ приводит к смещению (более надежному определению) ФС галактик с УФ-континуумом, которая была до сих пор известна до $m_{pg} = 15^m5$, по крайней мере на одну величину в сторону низких светимостей.

Отмеченное выше приводит к важным следствиям. Во-первых, можно, по-видимому, считать, что пространственная плотность УФ-галактик при $M_B \sim -16^m$ определена достаточно хорошо. Во-вторых, если высокая пространственная плотность УФ-галактик низких светимостей есть следствие высокой пространственной плотности галактик поля, возникает необходимость заметного изменения пространственной плотности галактик

поля в сторону высоких значений. Наконец, высокие значения пространственных плотностей галактик с УФ-континуумом низких светимостей важны для оценки средней плотности вещества в Метагалактике.

Аракелян [24], исходя из оценок пространственной плотности, полученных им для галактик с УФ-континуумом низких светимостей первого обзора, карликовых галактик членов Местной Группы и экстраполяцияй ФС, построенной в [23], оценивал полную пространственную плотность карликовых галактик поля в интервале светимостей $-15^m.5 \div -13^m.0$ порядка $10^{-0.5} \div 10^{+0.5}$ Мпс $^{-3}$. Он пришел к выводу, что светимость единицы объема обусловлена в первую очередь галактиками низких светимостей. Отсюда, обусловленная галактиками низких светимостей, средняя плотность вещества в Метагалактике значительно превышает вклад галактик высоких и умеренных светимостей.

В свете полученных нами данных роль галактик низких светимостей, их вклад в светимость и среднюю плотность вещества в Метагалактике становятся еще более существенными.

С точки зрения представления о том, что все возможные формы активности галактик являются преимущественно свойством объектов высоких светимостей, галактики с УФ-континуумом низких светимостей представляют большой интерес. Особенно интересно в связи с этим отметить, что глубокие низкодисперсионные обзоры [4—7, 28, 29], проводимые в последние годы, уже позволили выделить значительное количество звездобразных галактик. Некоторые из последних, как отмечено в [30] и нами [4—9], совершенно не отличаются от звезд как на низкодисперсионных спектрах, так и на прямых снимках. Среди них несколько объектов являются галактиками низких светимостей.

6. *Заключение.* Красные смещения слабых галактик с УФ-континуумом заключены в интервале 0.003—0.22, светимости в пределах $-13^m.1 \div -22^m.6$. Среди рассмотренных 83 объектов восемь галактик уверенно отнесены к сейфертовским и еще у трех сейфертовскую природу можно заподозрить [4—7, 31]. Четыре из них отнесены к сейфертовским галактикам первого типа, три — ко второму и одна — к сейфертовским галактикам промежуточного типа. Таким образом, 10—13% новых слабых галактик с УФ-континуумом являются сейфертовскими, то есть сохраняется пропорция сейфертовских галактик и среди слабых галактик с УФ-континуумом. Распространяя исследования на большие объемы, мы видим, что количество галактик с УФ-континуумом, их пространственная плотность и природа существенно не изменяются. Что касается сейфертовских галактик и QSO, следует обратить внимание на следующее обстоятельство. Если ранее вклад QSO и звездных объектов (BSO) среди галактик

с УФ-континуумом первого обзора был мал, во втором он значительно возрастает. Очевидно, что на больших расстояниях ядра сейфертовских галактик выглядят звездными и на низкодисперсионных спектрах они не отличаются от QSO. Вероятно, такие объекты должны быть учтены при вычислении яркого конца ФС. В этом случае полнота второго обзора может достичь $\sim 17^m.5$. Значительно возрастет также пропорция сейфертовских галактик и QSO среди галактик с УФ-континуумом.

Мы должны признать, что влияние наблюдательной селекции отчасти обусловлено неучетом морфологии объектов. Эти вопросы довольно сложны с точки зрения образования относительно «чистой» выборки подобных объектов, и мы их рассматривать не будем.

7. Выводы.

1. Поверхностная плотность слабых галактик с УФ-континуумом равна 1.8 на квадратный градус. В среднем на 10 квадратных градусов приходится 18 ($15-20$) галактик с УФ-континуумом до $18^m-18^m.5$.

2. Полнота второго обзора с точностью до фактора ~ 2 доходит до 17^m ($P(17^m.0) = 0.53$), наиболее существенный спад числа галактик наблюдается для галактик слабее $17^m.5-18^m$.

3. Природа галактик с УФ-континуумом, их пространственная плотность существенно не изменяются с распространением исследований на большие объемы. Пространственная плотность слабых галактик с УФ-континуумом в интервале $-16^m.5-21^m.5$ составляет в среднем 0.08 полной плотности галактик поля тех же светимостей. Доля УФ-галактик среди галактик поля сохраняется приблизительно постоянной при уменьшении светимости.

4. Пространственная плотность галактик с УФ-континуумом низких светимостей очень высока, в интервале $-12^m.5-15^m.5$ она составляет около 10^{-1} Мпс $^{-3}$ на единичный интервал звездных величин. Это приводит к необходимости более точного определения ФС галактик поля в области низких светимостей и переоценки вклада карликовых галактик в среднюю плотность вещества в Метагалактике.

5. Сохраняется пропорция сейфертовских галактик и среди слабых галактик с УФ-континуумом — 10—13%, без учета BSO и QSO; с учетом последних пропорция значительно возрастает.

Выражаю благодарность Б. Е. Маркарян и В. Ю. Теребизу за обсуждения и полезные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

LUMINOSITY FUNCTION OF FAINT GALAXIES WITH UV-CONTINUUM

J. A. STEPANIAN

The space density of faint galaxies with UV continuum of the second Byurakan survey is determined. The luminosity function of galaxies with UV continuum can be extended for 1—1.5 magnitudes. The average space density of galaxies with UV continuum for the luminosity interval $-16.5 \div -21^m.5$ is equal to 0.18 of the total space density of field galaxies for the same interval of absolute magnitudes. The space density of low luminosity galaxies with UV continuum is very high. In the interval $-12.5 \div -15^m.5$ it makes up 0.23 Mpc^{-3} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 433, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 16, 609, 1980.
4. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
5. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.
6. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 513, 1984.
7. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
8. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 213, 1984.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 21, 35, 1984.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 221, 1983.
11. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
12. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970.
13. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972.
14. J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry, *Ap. J., Suppl. ser.*, 52, 89, 1983.
15. F. Zwicky et. al, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies 1—6*, Institute of Technology, Pasadena, California, 1961—1968.
16. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
17. J. Huchra, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 186, 433, 1973.

18. М. А. Аракелян, Астрон. ж., 51, 730, 1974.
19. М. Schmidt, Ap. J., 151, 393, 1968.
20. В. Ю. Терещихин, Астрофизика, 16, 45, 1980.
21. J. P. Huchra, Ap. J., Suppl. ser., 35, 171, 1977.
22. М. А. Аракелян, Астрофизика, 6, 531, 1970.
23. М. А. Аракелян, А. Т. Каллозян, Астрон. ж., 46, 1215, 1969.
24. М. А. Аракелян, Астрофизика, 9, 151, 1973.
25. С. Christensen, A. J., 80, 282, 1975.
26. J. E. Felten, A. J., 82, 861, 1977.
27. P. Schecter, Ap. J., 203, 297, 1976.
28. M. G. Smith, Ap. J., 202, 591, 1975.
29. N. Sanduleak, P. Pesch, Ap. J., 258, L11, 1982.
30. T. J. Bohusk, A. P. Fairall, D. Weedman, Ap. J., 221, 776, 1978.
31. H. C. Arp, E. Ye. Khachikian, C. R. Lynds, D. W. Weedman, Ap. J., 152, L103-1968.

УДК: 524.45:[524.52:524.53]

ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗА И ПЫЛИ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК
В РАДИОДИАПАЗОНЕ

В. К. ХЕРСОНСКИЙ, Н. В. ВОЩИННИКОВ

Поступила 21 октября 1983

Принята к печати 15 мая 1984

Рассмотрены следствия гипотезы о присутствии пылевых частиц в межгалактической среде скоплений галактик. В предположении, что свойства пылинок подобны характеристикам межзвездной пыли, рассчитано излучение пыли и газа в диапазоне длин волн 0.04—50 см для скоплений галактик в Волосах Вероники и Персее. Показано, что излучение пыли не может компенсировать эффект Сюняева—Зельдовича в сантиметровом диапазоне длин волн. В субмиллиметровой и отчасти в миллиметровой области спектра излучение от скоплений галактик может значительно превышать излучение реликтового фона.

1. *Введение.* Новые данные, поступающие с рентгеновских спутников, постоянно повышают интерес к изучению горячего газа, находящегося в межгалактической среде скоплений галактик. Из этих наблюдений можно извлечь информацию о химическом составе, распределении температуры и концентрации газа в скоплении, что позволяет подойти к решению вопросов о динамическом равновесии, происхождении и эволюции скоплений галактик [1—7]. О характеристиках горячего межгалактического газа можно также судить по искажениям излучения реликтового фона в радиодиапазоне в направлении скоплений галактик (эффект Сюняева—Зельдовича). Суть эффекта заключается в переработке фотонов реликтового излучения из рэлей-джинсовской области спектра в субмиллиметровую в результате обратного комптоновского рассеяния этих фотонов на горячих электронах [8, 9]. При этом должно наблюдаться понижение яркостной температуры реликтового излучения T_R на миллиметровых и сантиметровых длинах волн и повышение T_R на субмиллиметровых длинах волн.

Попытки обнаружить эффект Сюняева—Зельдовича предпринимались неоднократно [10—15] (обсуждение наблюдательных данных в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн для 25 скоплений галактик проведено в работах [16, 17]). К сожалению, результаты наблюдений

зачастую противоречивы, а ошибки наблюдений, как правило, велики. Лейк [16] отмечает, что лишь для двух скоплений галактик (А 2218 и А 576) более-менее уверенно найдено уменьшение T_R . Однако недавние исследования, выполненные на длине волны $\lambda = 6$ см [18], указывают на отсутствие искажений T_R в направлении А 576 и вероятное увеличение температуры реликтового фона в направлении скопления А 2218. Рост температуры фонового излучения в направлении ряда скоплений галактик отмечался и ранее [11—14]. Для объяснения этого факта были выдвинуты предположения о существовании в скоплениях галактик дискретных источников радиоизлучения или холодного компонента межгалактического газа. Еще одной причиной, позволяющей компенсировать эффект Сюняева—Зельдовича, как указывается в работах [19, 20], может быть излучение межгалактической пыли.

В настоящее время имеются наблюдательные данные, позволяющие предполагать наличие пыли в межгалактической среде скоплений галактик. Они получены при изучении покраснения удаленных галактик в скоплениях, слабого оптического диффузного излучения в направлении скоплений, а также при статистических исследованиях распределения скоплений галактик и квазаров [5, 21—27].

Отметим, что при рассмотрении излучения пыли в скоплениях галактик в работах [19, 20] сделано несколько произвольных предположений о свойствах и концентрации пылинок (в частности, считалось, что неоднородно заряженные пылинки излучают как электрические диполи). Поскольку в межгалактическую среду пыль попадает из галактик, было бы интересно установить, может ли излучение нагретых пылинок, аналогичных межзвездным, конкурировать с эффектом Сюняева—Зельдовича в скоплениях галактик. Расчеты инфракрасного (ИК) излучения таких пылинок с учетом последних данных об оптических характеристиках межзвездной пыли были проведены нами ранее [28].

Целью данной работы является вычисление ожидаемого излучения межгалактической пыли в радиодиапазоне (от субмиллиметровых до сантиметровых длин волн). При этом мы учтем также эффект Сюняева—Зельдовича и тепловое излучение межгалактического газа, а возможный вклад дискретных источников рассматриваться не будет. Результаты расчетов иллюстрируются на примере скоплений галактик в Волосах Вероники и Персее. Большое количество наблюдательных данных для этих скоплений позволяет более уверенно, чем в других случаях, выбрать параметры, необходимые для расчетов.

2. *Яркостная температура и интенсивность излучения.* Рассмотрим сферически симметричное скопление галактик с радиусом R_s . Яркостная температура излучения с частотой ν , (p) от области, располо-

женной на прицельном расстоянии ρ (выраженном в единицах R_c) относительно центра скопления, связана с суммарной интенсивностью $I_*(\rho)$ соотношением

$$T_*(\rho) = \frac{h\nu}{k} \left\{ \ln \left[1 + \frac{2h\nu^3}{c^2 I_*(\rho)} \right] \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, c — скорость света. Интенсивность излучения $I_*(\rho)$ может быть представлена в виде четырех слагаемых

$$I_*(\rho) = I_{0.0} + \Delta I_{*d}^d(\rho) + \Delta I_{*g}^g(\rho) + \Delta I_{*SZ}^{SZ}(\rho), \quad (2)$$

где $I_{0.0}$ — интенсивность реликтового фона

$$I_{0.0} = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^x - 1)^{-1}, \quad x = \frac{h\nu}{kT_R}, \quad (3)$$

$T_R = 2.76$ К — температура реликтового излучения в современную эпоху. Слагаемые $\Delta I_{*d}^d(\rho)$, $\Delta I_{*g}^g(\rho)$ и $\Delta I_{*SZ}^{SZ}(\rho)$ представляют собой вклад излучения пыли, газа и эффекта Сюняева — Зельдовича соответственно. Для оптически тонкой среды имеем

$$\Delta I_{*d}^d(\rho) = \int_{-l}^l (B_d - I_{0.0}) \kappa_{v, \text{abs}} dz, \quad (4)$$

$$\Delta I_{*g}^g(\rho) = \int_{-l}^l (B_g - I_{0.0}) \kappa_{v, g} dz, \quad (5)$$

$$\Delta I_{*SZ}^{SZ}(\rho) = I_{0.0} f(x) \int_{-l}^l \sigma_T n_g \frac{kT_g}{m_e c^2} dz. \quad (6)$$

Здесь B_d и B_g — планковские интенсивности излучения пыли и газа с температурами T_d и T_g , $\kappa_{v, \text{abs}}$ и $\kappa_{v, g}$ — коэффициенты поглощения для пыли и газа, причем $\kappa_{v, g}$ при температурах $T_g > 10^3$ К вычисляется по формуле (см., например, [29])

$$\kappa_{v, g} = 1.978 \cdot 10^8 \frac{n_e n_i}{\nu^3 T^{3/2}} \ln \left[4.7 \cdot 10^{10} \left(\frac{T_g}{\nu} \right) \right] \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_g}} \right) \text{см}^{-1}, \quad (7)$$

где n_e и n_i — концентрация электронов и ионов. Выражение для коэффициента поглощения пыли $\kappa_{v, \text{abs}}$ будет приведено в следующем пара-

графе. Через σ_T , n_g и m_e в (6) обозначены томсоновское сечение рассеяния свободных электронов, концентрация газа и масса электрона соответственно; $f(x)$ определяется выражением [9]

$$f(x) = \frac{xe^x}{e^x - 1} \left(x \operatorname{cth} \frac{x}{2} - 4 \right). \quad (8)$$

Пределы интегрирования в формулах (4)—(6) определяются границей скопления галактик по лучу зрения ($l = \sqrt{R_g^2 - p^2}$).

Из соотношений, приведенных выше, видно, что для расчета яркостной температуры излучения межгалактической среды в скоплении галактик в интересующем нас диапазоне частот следует задать радиус скопления, распределения концентрации газа и пыли, определить температуру газа, а также найти температуру и коэффициент поглощения пыли.

Концентрация и температура газа были выбраны нами в соответствии с результатами наблюдений рентгеновского излучения. Согласно [30] для различных скоплений галактик пространственное распределение концентрации газа достаточно хорошо описывается зависимостью

$$n_g(R) = n_g(0) \left[1 + \left(\frac{R}{R_g} \right)^2 \right]^{-3/2}, \quad (9)$$

где R — расстояние от центра скопления, R_g — характерный радиус газового распределения. При этом температура газа может быть принята постоянной $T_g = T_0$ (изотермическое распределение).

3. *Пылевые частицы в межгалактическом газе скопления галактик.* Подробное обсуждение свойств пыли, а также возможных моделей ее распределения в межгалактической среде проведено нами в работе [28]. Здесь мы лишь кратко суммируем основные результаты.

В горячем и разреженном газе скопления конденсация пылевых частиц невозможна, поэтому пыль (если она существует в межгалактической среде) выбрасывается из галактик. В качестве модели пылинок мы выбрали двухкомпонентную смесь, состоящую из аморфных углеродных и кристаллических силикатных частиц [31]. Частицы каждого сорта имеют степенное распределение по размерам с показателем степени, равным — 3.5. Такая модель позволяет объяснить кривые межзвездного поглощения [32] и межзвездной поляризации [33].

Скорость разрушения пылевых частиц при температурах $10^6 \text{ K} < T_g < 10^9 \text{ K}$ зависит лишь от концентрации газа и радиуса частицы [34]. В [28] показано, что при химическом составе межгалактического газа, близком к солнечному, и $n_g = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ время жизни пылинок составляет $10^7 - 10^9$ лет. Таким образом, если пылевые частицы

выметаются из галактик со скоростями $(1 \div 2) \cdot 10^3$ км/с, они успевают удалиться от родительской галактики на достаточно большое расстояние.

Температуру пыли можно определить из условия баланса энергий нагрева при столкновениях пылинок с горячим газом и охлаждения при излучении в далекой ИК-области спектра. На больших расстояниях от центра скопления, где концентрация газа мала, в нагрев пылинок может давать вклад реликтовое излучение. После рассмотрения всех факторов, влияющих на нагрев пылинок, мы нашли [28], что для близких скоплений (красное смещение $\ll 1$) температура углеродных и силикатных пылинок составляет соответственно

$$\begin{aligned} T_C &= T_R (1 + 5.05 \cdot 10^7 n_g)^{1/5} \approx 95.8 n_g^{1/5}, \\ T_{Si} &= T_R (1 + 1.16 \cdot 10^{10} n_g)^{1/6} \approx 131 n_g^{1/6}. \end{aligned} \quad (10)$$

В качестве окончательного значения T_d для углеродно-силикатной смеси используем среднее значение

$$T_d = (T_C + 1.07 T_{Si})/2.07, \quad (11)$$

получающееся с учетом того, что $n_{Si}/n_C \approx 1.07$ [31]. В работе [28] получено выражение для коэффициента поглощения $\chi_{\lambda, abs}$ (или $\chi_{\nu, abs}$), усредненного по спектру размеров пылинок

$$\chi_{\lambda, abs} \approx 5.77 \cdot 10^{-18} n_d Q_{abs}(\lambda). \quad (12)$$

Здесь $n_d = n_{Si} + n_C \approx 2.07 n_C$, Q_{abs} — отношение фактора эффективности поглощения к радиусу частицы a , средневзвешенное по обоим компонентам смеси

$$Q_{abs}(\lambda) = \left[1.07 \frac{Q_{abs, Si}(\lambda)}{a} + \frac{Q_{abs, C}(\lambda)}{a} \right] / 2.07, \quad (13)$$

причем значения Q_{abs}/a для частиц каждого сорта могут быть аппроксимированы степенной функцией длины волны

$$\frac{Q_{abs}}{a}(\lambda) = \left(\frac{Q_{abs}}{a} \right)_{0.01 \text{ см}} \left(\frac{0.01 \text{ см}}{\lambda} \right)^\varepsilon.$$

Для силикатных частиц $\varepsilon = 2.95$ при $25 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 100 \text{ мкм}$, $\varepsilon = 2.00$ при $\lambda > 100 \text{ мкм}$ и $(Q_{abs}/a)_{0.01 \text{ см}} = 50.1 \text{ см}^{-1}$; для углеродных частиц $\varepsilon = 0.58$ при $25 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 100 \text{ мкм}$, $\varepsilon = 1.57$ при $\lambda > 100 \text{ мкм}$ и $(Q_{abs}/a)_{0.01 \text{ см}} = 411 \text{ см}^{-1}$.

Исходя из того, что распределение яркости диффузного излучения хорошо соответствует распределению интегрального излучения скоплений

[25] можно считать, что пространственное распределение пыли (если она присутствует в межгалактической среде и является причиной диффузного излучения) скорее всего соответствует пространственному распределению галактик. По-видимому, это характерно для случая, когда пыль выметается из галактик давлением излучения звезд. Поэтому мы выбрали распределение концентрации пыли, согласно которому

$$n_d(R)/n_d(0) = \rho_{gal}(R)/\rho_{gal}(0)$$

($\rho_{gal}(R)$ — пространственная плотность галактик). В работах [35, 36] отмечено, что $\rho_{gal}(R)$ во многих случаях хорошо описывается при помощи соотношения

$$\rho_{gal}(R) = \rho_{gal}(0) \left[1 + \left(\frac{R}{R_{gal}} \right)^2 \right]^{-3/2},$$

где R_{gal} — радиус ядра скопления. Тогда выражение для пространственного распределения пыли выглядит следующим образом:

$$n_d(R) = n_d(0) \left[1 + \left(\frac{R}{R_{gal}} \right)^2 \right]^{-3/2}. \quad (14)$$

В работе [28] мы использовали также другую модель, согласно которой

$$n_d(R) = n_d(0) \left\{ \left[1 + \left(\frac{R}{R_{gal}} \right)^2 \right] \cdot \left[1 + \left(\frac{R}{R_g} \right)^2 \right] \right\}^{-3/2}. \quad (15)$$

Однако различия результатов вычислений интенсивностей излучения для распределений (14) и (15) оказались малы, поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением лишь зависимости $n_d(R)$, описываемой формулой (14).

4. *Параметры скоплений галактик в Волосах Вероники и Персее.* Для расчетов интенсивностей и яркостных температур излучения необходимо выбрать численные значения параметров T_0 , R_c , R_g , R_{gal} , $n_d(0)$ и $n_g(0)$. Величины T_0 , $n_g(0)$ и R_g могут быть определены из рентгеновских наблюдений, а R_{gal} — из оптических. В табл. 1 приведены параметры скоплений галактик в Волосах Вероники и Персее и ссылки на работы, из которых они взяты. При этом использовалось значение постоянной Хаббла $H_0 = 50$ км/с/Мпс.

За радиус скопления обычно принимают, так называемый, приливной радиус R_t (см., например, [5]). Однако относительно этой величины в литературе имеются самые противоречивые сведения. Поэтому мы выберем R_c из других соображений. Поскольку нас прежде всего интересует меж-

галактический газ, будем считать, что основной вклад в излучение дают те области скопления, где $n_g(R)/n_g(0) > 10^{-3}$ (это касается и пыли, так как ее излучение существенным образом определяется величиной T_d , зависящей от распределения концентрации газа). Граница этой области может рассматриваться как радиус скопления R_c . Тогда, используя формулу (9), получаем $R_c \approx 9.95 R_g$. Значения R_c , вычисленные таким образом, указаны в табл. 1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК В ВОЛОСАХ ВЕРОНИКИ И ПЕРСЕЕ

Параметр	Волосы Вероники	Литература	Персей	Литература
T_0, K	$1.03 \cdot 10^8$	[2]	$7.9 \cdot 10^7$	[2]
$n_g(0), \text{см}^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	[3]	$7 \cdot 10^{-2}$	[4]
$R_g, \text{Мпс}$	0.62	[1]	0.26	[6]
$R_{gal}, \text{Мпс}$	0.25	[1]	0.24	[6]
$D, \text{Мпс}$	113	[29]	97	[29]
$R_c, \text{Мпс}$	6.17		2.54	
$\tau_{\text{ext}}(4170 \text{ \AA})$	0.4	[22]	0.2	[22]
$n_d(0), \text{см}^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-13}$		$2.39 \cdot 10^{-13}$	
$\gamma(0)$	$2.9 \cdot 10^{-3}$		$6.4 \cdot 10^{-5}$	

Вопрос о выборе величины $n_d(0)$ может быть решен с учетом данных о покраснении удаленных галактик в скоплении. В работе [22] для ряда скоплений (в том числе и для рассматриваемых) определена величина $\tau_{\text{ext}}(4170)$ — оптическая толщина в синей области спектра на $\lambda = 4170 \text{ \AA}$ (см. табл. 1). С другой стороны, оптическая толщина скопления по пыли при $p = 0$ равна

$$\tau_{\text{ext}}(\lambda) = 2 \int_0^{R_c} x_{\lambda, \text{ext}}(R) dR. \tag{16}$$

Для $x_{\lambda, \text{ext}}$ можно написать выражение, аналогичное (12), заменив фактор эффективности поглощения $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ на фактор эффективности ослабления $Q_{\text{ext}}(\lambda)$. Обозначая через $\Lambda(\lambda)$ альbedo пылинок, перепишем (16) в следующем виде

$$\tau_{\text{ext}}(\lambda) = 1.15 \cdot 10^{-17} \frac{Q_{\text{abs}}(\lambda)}{1 - \Lambda(\lambda)} \int_0^{R_c} n_d(R) dR,$$

причем величина $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ вычисляется по формуле (13). Для оценок $\tau_{\text{ext}}(\lambda)$ в видимой части спектра воспользуемся значением Q_{abs} на 1 мкм [31] и, считая, что $\Lambda(1 \text{ мкм}) = 0.5$, а $\tau_{\text{ext}}(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ для $\lambda < 1 \text{ мкм}$, получим при $\lambda = 4170 \text{ \AA}$

$$\tau_{\text{ext}}(4170) \approx 1.14 \cdot 10^{-12} \int_0^{R_c} n_d(R) dR. \quad (17)$$

С учетом (14) находим

$$n_d(0) = 8.77 \cdot 10^{11} \tau_{\text{ext}}(4170) R_c^{-1} \left[1 + \left(\frac{R}{R_{\text{gal}}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (18)$$

В табл. 1 приведены также значения отношения массы пыли к массе газа в единице объема скопления, определенные по формуле

$$\gamma(R) \approx 1.86 \cdot 10^3 n_d(R) / n_g(R).$$

Отметим, что даже в центре скоплений $\gamma < 0.006$ — среднего отношения плотностей пыли и газа в межзвездной среде [37].

5. *Результаты расчетов и обсуждение.* Расчеты яркостных температур излучения для скоплений галактик в Волосах Вероники и Персее были проведены для $\lambda\lambda = 0.04\text{—}50 \text{ см}$. На рис. 1 и 2 для нескольких значений длин волн приведены относительные изменения яркостной температуры фона в направлении скоплений галактик в Волосах Вероники (рис. 1) и Персее (рис. 2),

$$\frac{\Delta T_\lambda}{T_R} \equiv \frac{T_\lambda(\vartheta) - T_R}{T_R},$$

в зависимости от углового расстояния ϑ от центра скопления. При этом угол ϑ определяется из соотношения

$$\vartheta = \frac{P}{D} (\text{rad}) = 3437.7 \left(\frac{P}{R_c} \right) \left(\frac{R_c}{D} \right) \text{ угл. минут},$$

где D — расстояние до скопления (см. табл. 1). Из рассмотрения рис. 1 и 2 можно сделать несколько выводов.

а) На миллиметровых длинах волн излучение пыли может полностью компенсировать эффект Сюняева—Зельдовича, что приведет к существенным избыткам излучения по сравнению с фоновым от периферийных областей скопления. С уменьшением длины волны и в областях скопления,

более близких к центру, значения $\Delta T_\lambda / T_R$ становятся положительными. При $\lambda \leq 1$ мм все скопление галактик в целом является мощным источником излучения. Количественные различия в распределении яркостных температур для рассмотренных скоплений обусловлены, главным образом, отличиями в концентрации газа, поэтому эффект Сюняева—Зельдовича даже на краях скопления в Персее превышает излучение пыли.

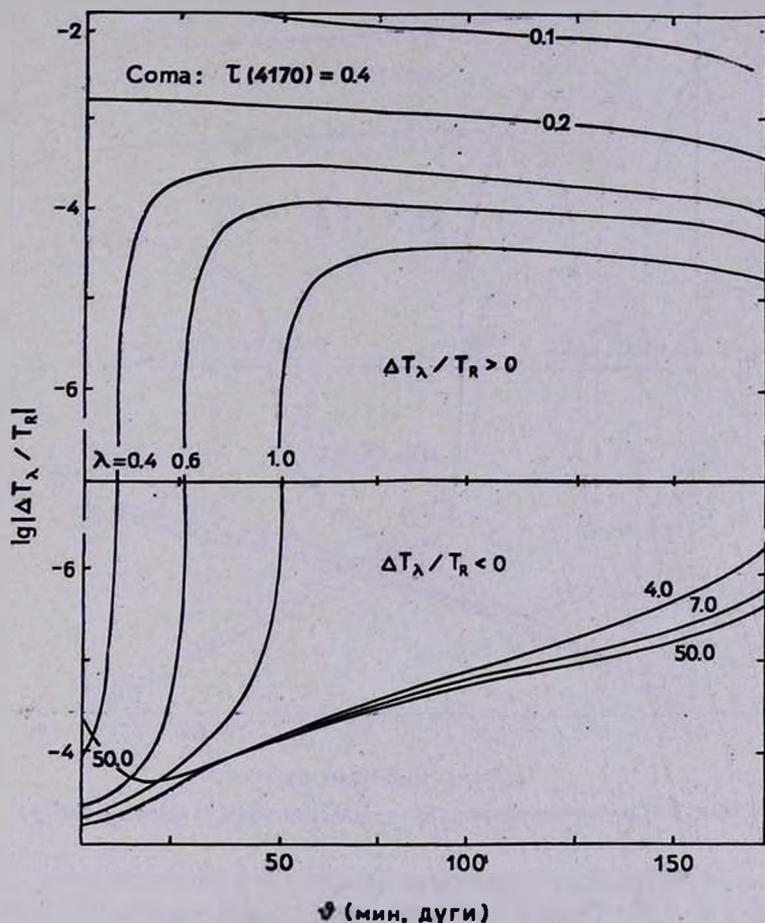


Рис. 1. Относительное изменение яркостной температуры фона в направлении скопления галактик в Волосах Вероники в зависимости от углового расстояния до центра скопления. Длины волн в сантиметрах.

б) Значительная концентрация газа в межгалактической среде скопления в Персее ведет к тому, что при $\lambda \geq 10$ см тепловое излучение горячего газа в центральной части скопления становится господствующим. С ростом λ размеры этой области увеличиваются. В скоплении в Волосах

Вероники подобный эффект практически отсутствует в рассмотренном диапазоне длин волн.

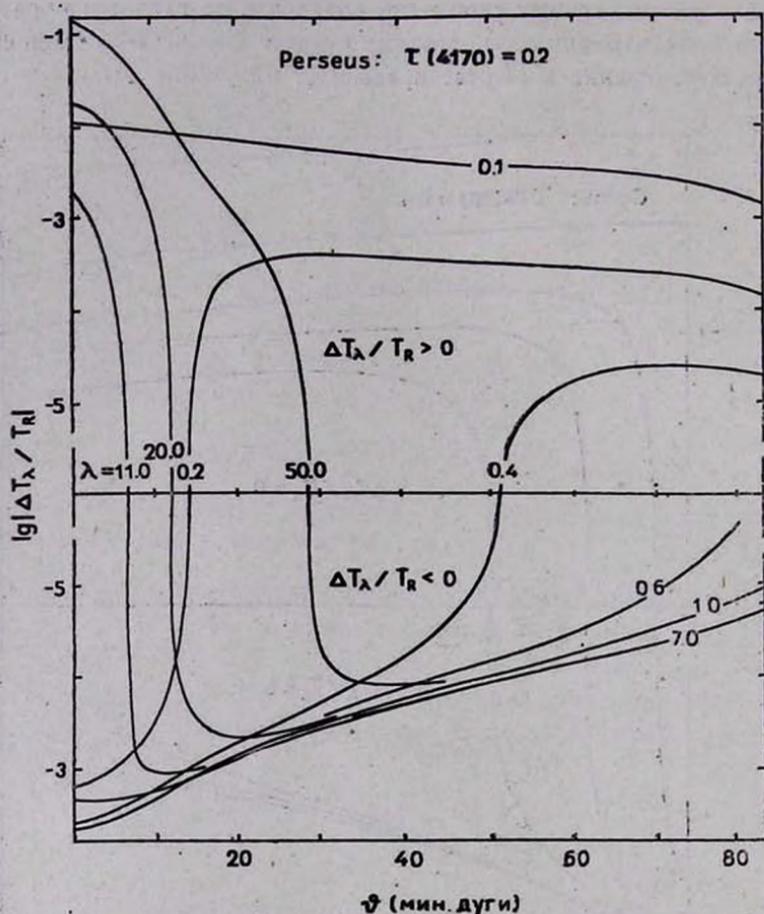


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для скопления галактик в Персее.

в) При выбранных параметрах скоплений в сантиметровом диапазоне длин волн эффект Сюняева—Зельдовича нельзя уравновесить тепловым излучением газа и пыли. Лишь при увеличении оптической толщины скопления по пыли можно ожидать частичной компенсации эффекта Сюняева—Зельдовича и появления превышения излучения над фоном в направлении скоплений галактик. На рис. 3 нанесены зависимости $\Delta T_{\lambda} / T_R$ от θ для скопления галактик в Волосах Вероники при различных значениях параметра $\tau_{\text{ext}}(4170)$. Увеличение концентрации пыли в 2—3 раза ведет к тому, что на $\lambda = 2$ см значения $\Delta T_{\lambda} / T_R$ становятся положительными для большей части скопления.

Результаты расчетов яркостных температур в субмиллиметровой области спектра представлены в табл. 2 и 3 (при этом использованы параметры скоплений, приведенные в табл. 1). Основной вклад в излучение скоплений, превышающее реликтовый фон, дают нагретые пылинки, тогда как слагаемое, обусловленное эффектом Сюняева—Зельдовича, даже на

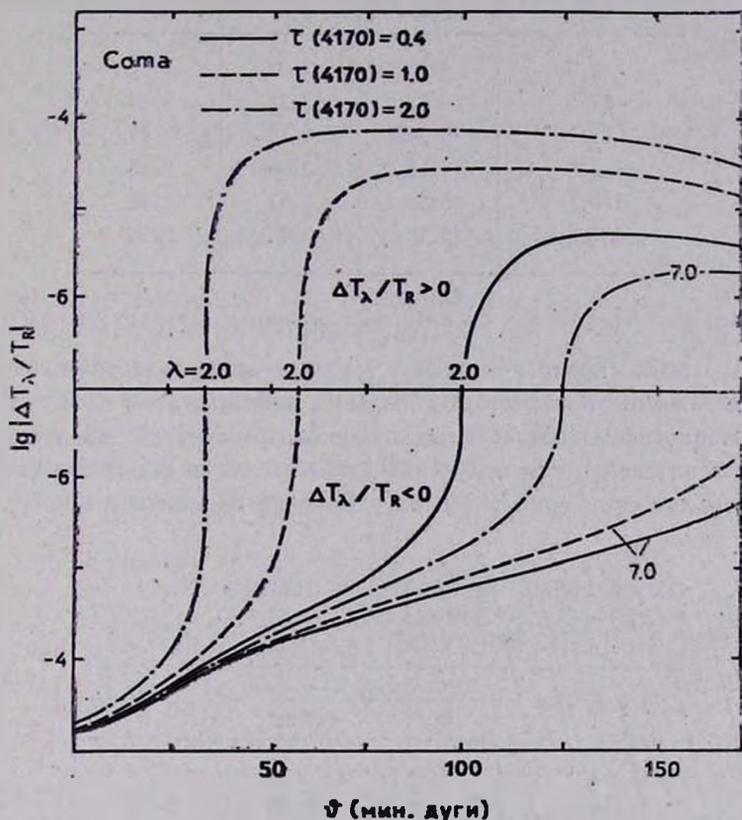


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но при различных значениях концентрации пыли в межгалактической среде.

$\lambda = 0.8$ мм (вблизи максимума эффекта Сюняева—Зельдовича [9]) составляет $\sim 1.3\%$ и $\sim 22\%$ от «пылевого» слагаемого для скоплений в Волосах Вероники и Персее соответственно. Поэтому, если пыль присутствует в скоплениях галактик, то оценки ожидаемых потоков излучения от скоплений галактик в субмиллиметровой области спектра, приведенные в работе [38], следует увеличить в 200—400 раз, что даст разумные времена накопления сигнала от источника.

Таблица 2

ОЖИДАЕМЫЕ ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ (В КЕЛЬВИНАХ) СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ВОЛОСАХ ВЕРОНИКИ

ϑ , угл. мин	λ , мм		
	0.4	0.6	0.8
0.0	4.76	3.33	2.91
37.5	4.57	3.24	2.88
75.1	4.34	3.15	2.85
112.6	4.13	3.06	2.83
150.1	3.89	2.97	2.80
187.7	2.76	2.76	2.76

6. *Заключение.* Кратко резюмируем основные результаты работы.

а) В рамках предположения о том, что в межгалактической среде скопления галактик присутствуют пылевые частицы, а их свойства подобны характеристикам межзвездных пылинок, рассчитаны яркостные температуры и интенсивности излучения пыли и газа в диапазоне длин волн 0.04—50 см для скоплений галактик в Волосах Вероники и Персее.

Таблица 3

ОЖИДАЕМЫЕ ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ (В КЕЛЬВИНАХ) СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ПЕРСЕЕ

ϑ , угл. мин	λ , мм		
	0.4	0.6	0.8
0.0	4.43	3.12	2.84
15.4	4.31	3.06	2.82
30.9	4.16	3.01	2.81
46.3	4.00	2.95	2.80
61.8	3.81	2.90	2.78
77.2	2.76	2.76	2.76

б) Показано, что при концентрации пылинок, задаваемой на основании оптических наблюдений покраснения удаленных галактик в скоплениях, эффект Сюняева—Зельдовича нельзя компенсировать тепловым излучением пыли на сантиметровых длинах волн.

в) В субмиллиметровой и отчасти миллиметровой области спектра должно наблюдаться обусловленное пылью превышение излучения от

скоплений над излучением реликтового фона, что может быть использовано в качестве теста, позволяющего судить о наличии пыли в межгалактической среде скоплений галактик.

Ленинградский филиал САО
АН СССР

Ленинградский государственный
университет

GAS AND DUST EMISSION IN THE GALAXY CLUSTERS IN THE RADIOWAVE REGION

V. K. KHERSONSKIJ, N. V. VOSHCHINNIKOV

The consequences of the hypothesis on the presence of the dust grains in the intergalactic medium of galaxy clusters are considered. Gas and dust emission in the range $\lambda = 0.04\text{--}50$ cm in Coma and Perseus galaxy clusters are calculated. It is shown that the dust emission cannot compensate Sunyaev-Zel'dovich effect in the centimeter wavelength region. In the submillimeter wavelength region the galaxy clusters may be bright sources of emission.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Jones, E. Mandel, J. Schwartz, W. W. Forman, S. S. Murray, F. R. Harneden, *Ap. J.*, 234, L 21, 1979.
2. P. Hintzen, J. S. Scott, *Ap. J.*, 232, L 145, 1979.
3. G. B. Field, *Mitt. Astron. Ges.*, 47, 7, 1980.
4. A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, J. Grindlay, *Ap. J.*, 248, 47, 1981.
5. М. А. Аракелян, *Итоги науки и техники, сер. Астрономия, ВИНТИ, М.*, 18, 83, 1981.
6. R. J. Hanisch, *Astron. Astrophys.*, 116, 137, 1982.
7. В. Г. Горбацкий, *Тезисы докладов конференции «Структура галактик и звездообразование», Киев, 1983, стр. 46.*
8. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zel'dovich, *Comm. Astrophys. Space Phys.*, 4, 173, 1972.
9. Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, *Астрофизика и космическая физика, ред. Р. А. Сюняев, Наука, М.*, 1982, стр. 9.
10. S. F. Gull, K. J. E. Northover, *Nature*, 263, 572, 1976.
11. M. Birkinshaw, S. F. Gull, K. J. E. Northover, *M. N. RAS.*, 185, 245, 1978.
12. L. Rudnik, *Ap. J.*, 223, 37, 1978.
13. S. L. Perrenod, C. J. Lada, *Ap. J.*, 234, L 173, 1979.
14. G. Lake, R. B. Partridge, *Ap. J.*, 237, 378, 1980.
15. M. Birkinshaw, S. F. Gull, A. T. Moffet, *Ap. J.*, 251, L 69, 1981.
16. G. Lake, *Objects of High Redshift, IAU Symp. eds. G. O. Abell, P. J. E. Peebles, Reidel, 92, 1980, p. 305.*

17. G. Cavallo, N. Mandolesi, *Astrophys. Lett.*, 22, 119, 1982.
18. A. N. Lassenby, R. D. Davies, *M. N. RAS*, 203, 1137, 1983.
19. P. S. Wesson, *Astron Astrophys.*, 61, 177, 1977.
20. S. Atello, F. Melchiorri, F. Mencaraglia, *Astrophys. Space Sci.*, 53, 403, 1978.
21. F. Zwicky, *P.A.S.P.*, 64, 242, 1952.
22. И. Д. Караченцев, В. А. Липовецкий, *Астрон. ж.*, 45, 1148, 1968.
23. R. S. Bogart, R. V. Wagoner, *Ap. J.*, 181, 609, 1973.
24. K. H. Schmidt, *Astron. Nachr.*, 295, 163, 1974.
25. T. X. Thuan, J. Kormendy, *P.A.S.P.*, 88, 466, 1977.
26. M. Aaronson, *Infrared Astronomy*, IAU Symp., eds. C. G. Wynn-Williams, D. P. Cruikshank, Reidel, 96, 1981, p. 297.
27. T. Shanks, R. Foog, M. R. Green, R. G. Clowes, A. Savage, *M. N. RAS*, 203, 181, 1983.
28. N. V. Voshchinnikov, V. K. Khersonskij, *Astrophys. Space Sci.*, 103, 301, 1984.
29. К. Ленз, *Астрофизические формулы*, Мир, М., 1978.
30. G. Chincarini, *X-ray Astronomy*, eds. R. Giacconi, G. Setti, Reidel, 1980, p. 197.
31. B. T. Draine, *Ap. J.*, 245, 880, 1981.
32. J. S. Mathis, W. Rumpl, K. H. Nordstreck, *Ap. J.*, 217, 425, 1977.
33. J. S. Mathis, *Ap. J.*, 232, 747, 1979.
34. B. T. Draine, E. E. Salpeter, *Ap. J.*, 231, 77, 1979.
35. I. R. King, *Ap. J.*, 174, L 123, 1972.
36. H. R. Rood, T. L. Page, E. C. Kinter, I. R. Rood, *Ap. J.*, 175, 627, 1972.
37. А. Спиггер, *Физические процессы в межзвездной среде*, Мир, М., 1981.
38. И. И. Канаев, Г. Б. Шоломицкий, И. А. Маслов, В. М. Гроздилов, *Итоги науки и техники, сер. Астрономия*, ВИНТИ, М., 22, 286, 1983.

УДК: 524.6—726—466

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ДИССИПАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 4 октября 1983

Принята к печати 15 мая 1984

На основе модели Бленфорда—Рисса рассматривается диссипация кинетической энергии плазменных потоков в радиогалактиках за счет шагнговой и зеркальной неустойчивостей. В рамках квазILINEЙНОЙ теории неустойчивости оценивается энергия возникающей при этом магнитогидродинамической турбулентности. Как показывают оценки, магнитогидродинамическая турбулентность может быть источником энергии, за счет которой восполняются потери релятивистских частиц на излучение и адиабатическое охлаждение.

В работе [1] было выдвинуто предположение, что основным источником энергии излучения в радиогалактиках являются релятивистские потоки плазмы, идущие из центральной галактики. При этом существенную роль играет взаимодействие этого потока с межгалактической средой. Согласно предположению Бленфорда и Рисса при этом взаимодействии возникают две ударных волны, разделенных контактным разрывом. Наибольший интерес для понимания процессов, происходящих в этой области радиогалактик, представляет первая ударная волна, возникающая непосредственно перед релятивистским потоком. За фронтом этой волны, по мнению авторов [1], происходит превращение кинетической энергии потока в энергию релятивистских частиц и происходит «термализация» потока. Но проблема состоит в том, что на самом деле в радиогалактиках плазма является бесстолкновительной. Действительно, длина свободного пробега при концентрациях $n_e = n_i = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T = 10^8 \text{ К}$ [2] составляет $6 \cdot 10^3 \text{ пс} = 6 \text{ кпс}$. В то же время размер «горячих пятен», где имеет место эта диссипация, составляет 2 кпс. Поэтому нельзя говорить об ударной волне в гидродинамическом смысле. То, что процесс термализации не столкновительный, свидетельствует и тот факт, что для объяснения излучения радиогалактик в рамках синхротронного

механизма излучения необходимо предполагать, что энергетический спектр электронов имеет вид: $f(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-1}$, где ε — энергия электронов. Под термином «термализация», введенным в [1], надо понимать процесс формирования спектра электронов рассмотренного выше вида. Для того, чтобы обеспечить формирование такого спектра, как указано в [1], необходимо выполнение следующих условий:

1. При прохождении ударного фронта часть энергии плазменного потока $f_1 L$, где L — поток энергии в единицу времени, обусловленный этим пучком, $f_1 < 1$, трансформируется в энергию магнитогиродинамической турбулентности.

2. Доля $f_2 L$ ($f_2 < 1$) инжектируется в виде релятивистских частиц, которые имеют максвелловское или δ -образное распределение по энергиям.

3. Энергия турбулентности трансформируется в энергию релятивистских частиц через механизм Ферми.

Задача о формировании спектра релятивистских частиц при заданном уровне энергии рассматривалась во многих работах [3—6]. Но при этом задача о генерации турбулентности остается, как правило, всегда в тени и считается, что определенный уровень турбулентности имеется. Такой подход обусловлен в значительной мере сложностью задачи. В последние годы появилась серия работ по радиогалактикам [2, 7—9], в которых в качестве механизма генерации мгд-турбулентности привлекались неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, Рэлея.

В настоящей работе делается попытка конкретизировать схему, предложенную в работе [1], в частности первую ее часть, связанную с диссипацией кинетической энергии плазменного потока в энергию мгд-турбулентности. Одной из таких возможностей может быть неустойчивость плазмы, находящейся в магнитном поле, вызванная анизотропией давления ($p_{\parallel} > p_{\perp}$ или $p_{\perp} > p_{\parallel}$, где p_{\parallel} и p_{\perp} — давление плазмы вдоль и поперек магнитного поля). В ряде работ [10] встречается утверждение, что различные неустойчивости плазмы, вызванные анизотропией давления или температуры, приводят к гидродинамизации плазмы (p_{\perp} становится равным p_{\parallel}), т. е. ее поведение можно описывать гидродинамическими уравнениями. Но развитие неустойчивости приводит к установлению определенного уровня энергии магнитогиродинамической турбулентности, наличие которой может приводить к ускорению электронов. Для некоторых типов неустойчивости (зеркальной и шланговой), эту энергию можно оценить из квазилинейной теории [11, 12]. Для того, чтобы показать возможность возникновения указанных выше неустойчивостей при взаимодействии плазменного потока с межгалактической средой, рас-

смотрим следующую модельную задачу. Пусть анизотропный поток плазмы с вмороженным магнитным полем \vec{B} набегаёт на стенку, расположенную перпендикулярно потоку (стенка моделирует межгалактическую среду).

Система уравнений, описывающих такую плазму в стационарном нерелятивистском случае, в приближении Чу—Гольдберга—Лоу [13] имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_m [\vec{v}(\nabla\vec{v})]_{\perp} + \nabla_{\perp} \left(p_{\perp} + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{\vec{B}\nabla\vec{B}}{4\pi} \left[\frac{8\pi(p_{\perp} - p_{\parallel})}{B^2} + 1 \right] &= 0, \\ \rho_m [\vec{v}(\nabla\vec{v})]_{\parallel} + \nabla_{\parallel} p_{\parallel} + (p_{\perp} - p_{\parallel}) \left(\frac{\nabla\vec{B}}{B} \right)_{\parallel} &= 0, \\ \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) = 0, \quad \nabla \rho_m \vec{v} = 0, & \quad (1) \\ \frac{p_{\perp} p_{\parallel}}{p_m^2} = \text{const}, \quad \frac{p_{\perp}}{\rho_m B} = \text{const}, & \end{aligned}$$

где \vec{v} — гидродинамическая скорость плазмы; ρ_m — плотность плазмы.

Система (1) описывает движение анизотропной плазмы в перпендикулярном и параллельном магнитному полю направлениях.

Пусть ось z совпадает с направлением движения потока, а поле перпендикулярно к нему. Будем также считать поток цилиндрическим. Тогда, предполагая $\vec{v} = (0, 0, v_z)$ в цилиндрической системе (r, φ, z) и считая задачу осесимметрической, получим вместо (1):

$$\begin{aligned} \rho_m v_z \frac{dv_z}{dz} &= - \frac{dp_{\perp}}{dz} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial B_r^2}{\partial z}, \\ \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial r} - (p_{\perp} - p_{\parallel}) \frac{1}{B_r} \frac{\partial B_r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{B_r}{\rho_m} &= \text{const}, \\ p_{\perp} = C \rho_m^2, \quad p_{\parallel} = C \rho_m, \quad C = \text{const}. & \quad (2) \end{aligned}$$

На границе потока с межгалактической средой, т. е. на стенке, $v_z = 0$.

Интегрируя первое уравнение системы (2) в предположении $p_{\perp} \gg \frac{B_r^2}{8\pi}$ и с использованием последних трех соотношений, получим для ρ_m , p_{\perp} , p_{\parallel} и B_r соотношения:

$$\begin{aligned}
 \rho_m(z) &= \frac{1}{2} \rho_m^0 \delta \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right), \\
 \rho_{\perp}(z) &= \frac{1}{4} \rho_{\perp}^0 \delta^3 \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right)^3 = \frac{1}{8} \rho_m^0 v_s^{02} \delta \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right)^3, \\
 \rho_{\parallel}(z) &= \frac{1}{4} \rho_m^0 v_s^{02} \frac{\rho_{\perp}^0}{\rho_{\parallel}^0} \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right), \\
 B_r(z) &= \frac{1}{2} B_r^0 \delta \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right),
 \end{aligned} \tag{3}$$

где $\delta = \frac{\rho_m^0 v_s^{02}}{2\rho_{\perp}^0}$, ρ_{\parallel}^0 , ρ_{\perp}^0 , B_r^0 , ρ_m^0 , v_s^0 — значения гидродинамических величин и напряженности магнитного поля вдали от границы.

Рассмотрим отношение ρ_{\perp} к ρ_{\parallel} . Из системы (3) получим:

$$\frac{\rho_{\perp}(z)}{\rho_{\parallel}(z)} = \frac{1}{2} \frac{\rho_{\perp}^0}{\rho_{\parallel}^0} \delta \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right) = \frac{\rho_m^0 v_s^{02}}{2\rho_{\parallel}^0} \left(1 + 2\delta^{-1} - \frac{v_s^2}{v_s^{02}} \right). \tag{4}$$

Из соотношения (4) следует, что сильная анизотропия ($\rho_{\perp} \gg \rho_{\parallel}$) возникает при $\delta \gg 1$, т. е. когда плотность кинетической энергии потока больше начального давления поперек магнитного поля, или когда она больше, чем продольное давление. Максимальное значение эта анизотропия принимает вблизи границы плазменного потока и межгалактической среды, т. е. при $v_s = 0$.

При наличии анизотропии, связанной с преобладанием поперечного давления над продольным, возникает так называемая зеркальная неустойчивость [11], условие возникновения которой можно получить в гидродинамическом приближении из дисперсионного уравнения [13]:

$$\begin{aligned}
 \omega^2 &= \frac{k^2}{2\rho_m} \left\{ \left[\frac{B^2}{4\pi} + p_{\perp} (1 + \sin^2 \theta) + 2p_{\parallel} \cos^2 \theta \right] \pm \right. \\
 &\left. \pm \left\{ \left[\frac{B^2}{4\pi} + p_{\perp} (1 + \sin^2 \theta) - 4p_{\parallel} \cos^2 \theta \right]^2 + 4p_{\perp}^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right\}^{1/2} \right\}, \tag{5}
 \end{aligned}$$

где θ — угол между волновым вектором \vec{k} и \vec{B} .

В предельном случае ($\rho_{\perp} \gg \rho_{\parallel}$) из соотношения (5) получаем:

$$\omega^2 = -\frac{1}{4} k_z^2 V_A^2 \frac{\beta_{\perp}^2 \sin^2 \theta}{1 + \frac{\beta_{\perp}}{2} (1 + \sin^2 \theta)}, \tag{6}$$

где: $k_z = k \cos \theta$, $\beta_{\perp} = \frac{8\pi p_{\perp}}{B^2}$, $V_A = \frac{B^2}{\sqrt{4\pi\rho_m}}$.

Инкремент и характерное время нарастания этого типа неустойчивости представляется выражениями:

$$\gamma_k = \frac{1}{2} k_z V_A \frac{\beta_{\perp} \sin \theta}{\left[1 + \frac{\beta_{\perp}^2}{2} (1 + \sin^2 \theta) \right]^{1/2}},$$

$$\tau_k = \frac{2L_z}{V_A} \frac{\left[1 + \frac{\beta_{\perp}^2}{2} (1 + \sin^2 \theta) \right]^{1/2}}{\beta_{\perp} \sin \theta}, \quad L_z = \frac{1}{k_z} \quad (7)$$

При более слабом неравенстве ($\rho_{\perp} > \rho_{\parallel}$) из (5) следует:

$$\omega^2 = - \frac{3k_z^2 \rho_{\perp}}{\rho_m} \left[\frac{\rho_{\perp}^2}{3\rho_{\parallel}} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta - \frac{B^2}{4\pi} - \rho_{\perp} (1 + \sin^2 \theta) \right]. \quad (8)$$

Неустойчивость имеет место при выполнении неравенства:

$$\frac{\rho_{\perp}^2}{3\rho_{\parallel}} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta > \frac{B^2}{4\pi} + \rho_{\perp} (1 + \sin^2 \theta). \quad (9)$$

То есть неустойчивым являются магнитогидродинамические волны, распространяющиеся под углами θ , меньшими θ_c , где θ_c удовлетворяет (9) в случае равенства.

Частота ω удовлетворяет во всех приведенных критериях условия

$$\omega \gg k_z \sqrt{\frac{\rho_{\parallel}}{\rho_m}} \quad [11].$$

При $\omega \ll k_z \sqrt{\frac{\rho_{\parallel}}{\rho_m}}$ имеет также кинетический аналог неустойчивости [11, 12]. Соответствующее дисперсионное уравнение, условие неустойчивости, инкремент и характерное время нарастания имеют представление:

$$\omega = i \frac{k_z v_{T\perp}}{\sqrt{\pi} \beta_{\perp}} \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} \left[\beta_{\perp} \left(\frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} - 1 \right) - 1 - \frac{k_z^2}{k_{\perp}^2} \left(1 + \frac{\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2} \right) \right],$$

$$\beta_{\perp} \left(\frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} - 1 \right) > 1 + \frac{k_z^2}{k_{\perp}^2} \left(1 + \frac{\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}}{2} \right), \quad (10)$$

$$\gamma_k = |\omega|, \quad \tau_k = \frac{1}{\gamma_k}, \quad v_{T\perp} = \sqrt{\frac{\rho_{\parallel}}{\rho_m}}.$$

Используя результаты работы [12], можно показать, что развитие этой неустойчивости приводит к возникновению флуктуаций магнитного поля,

плотность энергии которых в квазилинейном режиме определяется выражением

$$\delta W_B = \frac{128}{\pi^2} \frac{B^2}{8\pi} \left(\frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \right) - \frac{1}{\beta_{\perp}} \left(\frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \right) \right], \quad (11)$$

где B — напряженность основного магнитного поля.

Другим возможным вариантом неустойчивости, возникающей при взаимодействии плазменного потока, идущего из центральной галактики, с межгалактической средой является шланговая неустойчивость. Будем исходить из той же модели взаимодействия, что и при рассмотрении зеркальной неустойчивости, только магнитное поле имеет составляющую, совпадающую с направлением движения, а составляющая, перпендикулярная этому направлению, равна нулю. В этом случае система уравнений, описывающих такое движение в цилиндрически симметричном случае, имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho_m v_z \frac{dv_z}{dz} + \frac{dp_{\parallel}}{dz} &= 0, \\ p_{\perp} &= C_1 \rho_m, \quad p_{\parallel} = C_2 \rho_m^3, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{dB_z}{dz} = 0, \quad B_z = f(r) \text{ или } = \text{const.}$$

Здесь не выписаны уравнения гидродинамики в направлении, перпендикулярном направлению движения. Фактически это уравнение баланса давления p_{\perp} с давлением межгалактической среды. Интегрируя (12), получим:

$$\begin{aligned} \rho_m(z) &= \left(\frac{2}{3} \delta_1 \right)^{1/2} \rho_m^0 \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}} \right)^{1/2}, \quad \delta_1 = \frac{\rho_m^0 v_z^{02}}{2p_{\perp}^0}, \\ p_{\parallel}(z) &= \frac{2}{3} \left(\frac{2}{3} \delta_1 \right)^{1/2} \frac{1}{2} \rho_m^0 v_z^{02} \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}} \right)^{3/2}, \\ p_{\perp}(z) &= \frac{2}{3} \left(\frac{2}{3} \delta_1^{-1} \right)^{1/2} \frac{1}{2} \rho_m^0 v_z^{02} \frac{p_{\perp}^0}{p_{\parallel}^0} \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (13)$$

Из (13) следует, что отношение p_{\parallel} к p_{\perp} определяется соотношением

$$\frac{p_{\parallel}(z)}{p_{\perp}(z)} = \frac{p_{\parallel}^0}{p_{\perp}^0} \delta_1 \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}} \right) = \frac{\rho_m^0}{2p_{\perp}^0} v_z^{02} \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1^{-1} - \frac{v_z^2}{v_z^{02}} \right). \quad (14)$$

Как следует из соотношения, сильная анизотропия в тормозящем потоке

плазмы ($v_s^2 < v_s^{02}$) может возникать при $\delta_1 \gg 1$ или $\rho_m^0 v_s^{02} \gg 2\rho_s^0$, причем максимальный эффект имеет место при $v_s^2 \ll v_s^{02}$. Так как при этом $\frac{\rho_m^0 v_s^{02}}{2} \gg \frac{B_s^2}{8\pi}$, то в области торможения плазменного потока возникает шланговая неустойчивость [12, 14], для возникновения которой необходимо выполнение условия: $p_{\parallel} > p_{\perp} + \frac{B_s^2}{4\pi}$. Инкремент нарастания этой неустойчивости определяется выражением при $V_A^2 \ll c^2$:

$$\gamma_k^{02} = k^2 V_A^2 \frac{p_{\parallel}(t) - p_{\perp}(t) - \frac{B_s^2}{4\pi}}{B_s^2/4\pi}. \quad (15)$$

С учетом конечного ларморовского радиуса это выражение приобретает вид:

$$\gamma_k^2 = \omega_{Hi} (kr_{Hi})^2 \left(\Delta - \frac{1}{4} k^2 r_{Hi}^2 \right), \quad \Delta = \left\{ \frac{p_{\parallel}(t) - p_{\perp}(t)}{p_{\parallel}(t)} - \frac{2}{\beta_{\parallel}} \right\}, \quad (16)$$

где ω_{Hi} — ларморовская ионная частота, $r_{Hi} = \left(\frac{p_{\parallel}}{\rho_m} \right)^{1/2} \frac{1}{\omega_{Hi}}$ — ларморовский радиус, $\beta_{\parallel} = \frac{8\pi p_{\parallel}}{B_s^2}$. Это выражение имеет максимум при $(k_m r_{Hi})^2 = 2\Delta$; γ_k и характерное время τ_k равны:

$$\gamma_k^2(t) = (\omega_{Hi} k r_{Hi})^2 \Delta, \quad \tau_k = \frac{1}{\omega_{Hi} k r_{Hi} \Delta^{1/2}}, \quad (17)$$

причем в выражениях (16), (17) предполагается выполнение условий: $kr_{Hi} \ll 1$, $\beta_{\parallel} \gg 1$. При $(kr_{Hi})^2 = 4\Delta$ $\gamma_k^2(t) = 0$ и, как показано в [14], обращается в нуль при $(kr_{Hi})^2 > 4\Delta$. Вводя волновое число $k_0^2 = \frac{4\Delta}{r_{Hi}^2}$, выражение (16) можно переписать в виде: $\gamma_k^2(t) = \gamma_k^{02}(t) \left(1 - \frac{k^2}{k_0^2} \right)$, причем $\gamma_k^0(t) \rightarrow 0$, $\gamma_k(t) \rightarrow 0$, $k_0^2(t) \rightarrow 0$, при $t \rightarrow \infty$.

В результате эволюции под влиянием шланговой неустойчивости анизотропная в начальный момент плазма приходит к состоянию с $p_{\parallel}^1 = p_{\perp}^1$, т. е. становится изотропной в гидродинамическом смысле. Причем в плазме появляются магнитогидродинамические флуктуации, плотность энергии которых оценивается выражением [12, 14]:

$$\delta W_B = \int W_B^k dk = p_{\parallel} \frac{p_{\perp} - p_{\perp}}{5p_{\parallel} - p_{\perp}} Y, \quad (18)$$

$$Y = \frac{p_{\parallel} - p_{\perp} - B^2/4\pi}{p_{\parallel}}$$

Предполагая $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$, получим экстремальную оценку для δW_B :

$\delta W_B = \frac{p_{\parallel}}{5}$. Так как $\delta W_B = \frac{\delta B^2}{8\pi}$, то из выражения (18) следует, что

$$\frac{\delta B^2}{8\pi} = \frac{p_{\parallel}}{5} \frac{1 - \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}}{1 - 0.4 \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}} Y. \quad (19)$$

Оценим теперь с помощью формул (11), (18) ту часть кинетической энергии плазменного потока, которая переходит в энергию мгд-турбулентности в радиогалактиках, на примере радиогалактики Лебедь-А. Известно [2, 15], что области интенсивного радиоизлучения в этой радиогалактике движутся со скоростями $v \sim (0.01 \div 0.1) c$, где c — скорость света. Пусть в эти области втекают плазменные потоки со скоростью V и плотностью ρ_m , причем относительно этих областей скорость равна по абсолютной величине $(V - v)$. Тогда в формулах (3), (13) v_s^0 заменяется на $(V - v)^0$, v_s на $(V - v)$. В случае зеркальной неустойчивости плотность энергии магнитогидродинамической неустойчивости оценивается с помощью выражения:

$$\delta W_B = 6.5 \frac{\rho_m (V - v)^{02}}{2} \frac{1}{\beta_{\perp} p_{\perp}} \left[1 - \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} - \frac{1}{\beta_{\perp}} \left(\frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \right) \right] \times$$

$$\times \left[1 + 2\delta^{-1} - \frac{(V - v)^2}{(V - v)^{02}} \right]. \quad (20)$$

Для шланговой неустойчивости имеем:

$$\delta W_B = 0.108 \frac{\rho_m (V - v)^{02}}{2} \delta_1 \frac{1 - p_{\perp}/p_{\parallel}}{1 - 0.4 p_{\perp}/p_{\parallel}} Y \left[1 + \frac{3}{2} \delta^{-1} - \frac{(V - v)^2}{(V - v)^{02}} \right]. \quad (21)$$

Отношение p_{\parallel}/p_{\perp} в формуле (20) определяется выражением (4), а в (21) выражением (14). При оценке δW_B по формулам (20) и (21), параметры $\frac{p_{\perp}^0}{p_{\parallel}^0}$, β_{\parallel} , β_{\perp} , δ , δ_1 являются произвольными. Примем $\frac{p_{\perp}^0}{p_{\parallel}^0} = 1$,

$\beta_{\perp}, \beta_{\parallel} \gg 1, \delta, \delta_1 \gg 1$. В табл. 1 и 2 приведены оценки отношения плотности энергии мгд-флуктуаций к плотности кинематической энергии втекающего плазменного потока $\frac{\rho_m (V-v)^{02}}{2}$ и отношения δW_B к плотности энергии магнитного поля $\frac{B_r^2}{8\pi}, \frac{B_z^2}{8\pi}$, при $\beta_{\perp} = 10$ для зеркальной неустойчивости и $\frac{4\pi\rho_m (V-v)^{02}}{B_z^2} = 10$ при $B_r = 10^{-4}$ Э для шланговой неустойчивости. В случае зеркальной неустойчивости эти отношения убывают с ростом $\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}$. Это, по всей видимости, связано с тем, что часть кинетической энергии плазменного потока переходит при торможении в энергию магнитного поля (отношение $\frac{B_r}{B_r^0}$ с ростом $\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}$ увеличивается). В случае шланговой неустойчивости эти отношения растут с ростом анизотропии. В случае сильной анизотропии эти оценки нужно рассматривать как порядковые, так как формулы (11), (18) для δW_B получены в приближении слабой анизотропии [12].

Значения отношения $\frac{2\delta W_B}{\rho_m (V-v)^{02}}$ (приведены в табл. 1 и 2) максимальны и получены при условии $(V-v)^2 \ll (V-v)_0^2$. На самом деле генерация мгд-турбулентности имеет место в более широкой области, т. е. $(V-v)^2 < (V-v)_0^2$ и, по всей видимости, составляет по размерам область порядка диаметра плазменного потока, т. е. 1 кпс [1].

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $\frac{8\pi\delta W_B}{B_r^2}, \frac{2\delta W_B}{\rho_m (V-v)^{02}}$ ДЛЯ ЗЕРКАЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ($\beta_{\perp} = 10$)

δ	p_{\perp}/p_{\parallel}	B_r/B_r^0	$\frac{8\pi\delta W_B}{B_r^2}$	$\frac{2\delta W_B}{\rho_m (V-v)^{02}}$
1	1.5	1.5	4.6	0.36
10	6	6	0.14	0.096
100	51	51	0.0013	0.012

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ $\frac{8\pi\delta W_B}{B_s^2}$, $\frac{2\delta W_B}{\rho_m(V-v)^{0.2}}$ ДЛЯ ШЛАНГОВОЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТИ $\left(\frac{4\pi\rho_m(V-v)^{0.2}}{B_s^2} = 10\right)$

δ_1	ρ_1/ρ_2	β_1	$\frac{8\pi\delta W_B}{B_s^2}$	$\frac{2\delta W_B}{\rho_m(V-v)^{0.2}}$
1	2.5	22	1.6	0.16
5	6.5	18	2.4	0.24
10	11.5	21	3.2	0.32
100	102	54	10.5	1.03

Как следует из приведенных оценок, доля кинетической энергии порядка 10% переходит в энергию магнитных флуктуаций при развитии обоих типов неустойчивости. Поток кинетической энергии, втекающий в излучающие области радиогалактики, можно оценить по формуле:

$$L = \pi r^2 \rho_m (V - v)^3,$$

где r — сечение потока: $r = 2 \text{ кпс} = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}$. При $(V - v)^0 \approx 0.4c$ и $\rho_m \sim 10^{-26} \text{ г/см}^3$, $L \sim 10^{46} \text{ эрг/с}$. В этом случае генерируемое в единицу времени энергия мгд-турбулентности составит 10^{45} эрг/с .

Если предположить, что вся энергия идет на пополнение энергии релятивистских электронов, то такой поток будет обеспечивать энергетику радиогалактики Лебедь-А в течение 10^6 — 10^7 лет [15]. Ускорение релятивистских электронов может осуществляться за счет механизмов Ферми и циклотронного резонанса. Во втором случае ускорение осуществляется за счет взаимодействия релятивистских электронов с мгд-турбулентностью, длина волны которой (λ) равна ларморовскому радиусу релятивистского электрона $\left(r_{pe} = \frac{\epsilon}{eB}$, ϵ — энергия релятивистского электрона).

Для излучения в сантиметровом диапазоне $\epsilon = 8.2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}$ при $B = 10^{-4} \text{ Э}$. Отсюда следует, что $r_{pe} = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}$ и $\lambda = r_{pe} = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}$. Ионный циклотронный радиус для нерелятивистской составляющей плазмы в радиогалактике Лебедь-А равен $r_{Hi} = 9 \cdot 10^8 \text{ см}$ при $B = 10^{-4} \text{ Э}$, а альвеновская скорость $V_A = 7 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. Из выражений (7), (10), (17) вытекает, что характерные времена развития зеркальной и шанговой неустойчивости составляют величины порядка 10^2 — 10^3 с для данных выше величин, при этом необходимо, конечно, иметь в виду, что эти времена на самом деле больше, так как в ходе квази-

линейной релаксации они растут. Для ускорения за счет механизма Ферми требуются длины волн $\lambda \gg r_{pe}$. Характерные времена развития неустойчивости лежат при 10^{21} см $\gg \lambda \gg 10^{11}$ см в интервале 10^5 лет $\gg \tau \gg 10^4$ с, где верхняя граница соответствует времени синхротронных потерь для Лебедь-А.

Характерное время ускорения релятивистских частиц за счет механизма Ферми оценивается выражением [4]: $\tau_f \approx \left(\frac{B}{\delta B}\right)^2 \left(\frac{c}{V_A}\right)^2 \frac{\lambda}{c}$. При

$\lambda \sim 10^{18}$ см, $V_A = 7 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$; $\frac{\delta B}{B} \sim 1$; $\tau_f \sim 10^4$ лет (масштаб выбран из

условия слабого возмущения упорядоченного поля в радиогалактиках [21]). Оценка характерного времени ускорения за счет циклотронного резонанса затруднена из-за незнания спектрального распределения возникающей мгд-турбулентности по волновым числам k . Во всяком случае, как следует из [4] при $\nu > 3$, $\tau_s \gg \tau_f$, где ν — показатель спек-

трального распределения $\left(\frac{\delta B_k^2}{8\pi} \sim k^{-\nu}\right)$.

Таким образом, рассмотренные выше механизмы генерации мгд-турбулентности, связанные с анизотропией плазменных потоков, могут наряду с неустойчивостями типа Кельвина—Гельмгольца, Релея вносить определенный вклад в восполнение потерь энергии релятивистских частиц на излучение и адиабатическое охлаждение, в совместном действии которых и возникает, по всей видимости, степенной спектр релятивистских частиц.

Главная геофизическая обсерватория
им. А. И. Войкова, Ленинград

A POSSIBLE MECHANISM OF THE KINETIC ENERGY DISSIPATION OF PLASMA STREAMS IN RADIOGALAXIES

V. N. MOROZOV

Based on the Blandford-Rees model the kinetic energy dissipation of plasma streams in radiogalaxies is considered, due to gardenhorse and mirror instabilities. The energy of the resulting magnetohydrodynamic turbulence is estimated using the quasi-linear theory. The estimations show that the resulting turbulence may be a source of energy which compensates energy losses due to radiation and adiabatic cooling by means of relativistic particles.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. D. Blandford, M. J. Rees*, *M. N. RAS*, 169, 395, 1974.
2. *A. Ferrari, E. Trussoni, L. Zaninetti*, *Astron. Astrophys.*, 79, 190, 1979.
3. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1967.
4. *I. N. Toptyghin*, *Astrophys., Space Sci.*, 20, 329, 1973.
5. *C. Lacombe*, *Astron. Astrophys.*, 54, 1, 1977.
6. *В. Н. Федоренко*, *Астрон. ж.*, 57, 511, 1980.
7. *J. Eilek*, *Ap. J.*, 230, 373, 1979.
8. *G. Benford, A. Ferrari, E. Trussoni*, *Ap. J.*, 241, 98, 1980.
9. *G. V. Bicknell, D. B. Melrose*, *Ap. J.*, 262, 511, 1982.
10. *E. N. Parker*, *Space Sci. Rev.*, 9, 651, 1969.
11. *А. Б. Михайловский*, *Вопросы теории плазмы*, 6, 70, 1972.
12. *В. Д. Шевченко, В. Н. Шапиро*, *ЖЭТФ*, 45, 1612, 1963.
13. *Н. Кролл, А. Трайвеллис*, *Основы физики плазмы*, Мир, М., 1975.
14. *R. S. Davidson*, *Nonlinear Plasma Theory*, Academic Press, New York, 1971.
15. *P. J. Hargrave, M. Ryle*, *M. N. RAS*, 166, 305, 1974.

УДК: 52—337—77—13

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ СИНХРОТРОННОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ
И ПРИРОДА ДВОЙНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Ю. Л. ЗЫСКИН, А. А. СТЕПАНЯН

Поступила 1 марта 1984

Принята к печати 4 мая 1984

Предложена модель двойных радиосточников, согласно которой радионизлучение возникает при движении релятивистских частиц в дипольном магнитном поле, источником которого является оптическая галактика. Расчеты характера видимого распределения яркости синхротронного излучения электронов в таком поле позволяют объяснить некоторые наблюдаемые особенности радиосточников: а) двойственность структуры; б) расположение компонентов двойного источника на одной прямой с родительской галактикой; в) зависимость размеров компонентов от частоты; г) преимущественное направление поля вдоль главной оси источника; д) сходство структуры радиосточников в широком диапазоне линейных и угловых размеров и некоторые другие.

1. *Введение.* Природа двойных радиосточников постоянно привлекает внимание исследователей. Конфигурация источников в виде двух областей, расположенных, как правило, почти симметрично относительно галактики, обычно объясняется выбросом в противоположных направлениях вещества («плазмонов») и частиц с релятивистскими энергиями [1]. В модели «плазмонов» обычно возникают трудности при объяснении транспортировки больших количеств энергии на такие расстояния (десятки и сотни кпс), так как при переносе высокоэнергетических частиц от ядра до области радионизлучения вместе с веществом будут происходить большие потери на излучение и за счет адиабатического охлаждения облака. Непонятно также, как выброс отдельных облаков частиц с собственным, т. е. принадлежащим облаку, магнитным полем «обеспечивает» значительную регулярность поля, как это показывают измерения поляризации [2]. Можно уверенно сказать, что в случае выброса турбулизованной плазмы с магнитным полем степень поляризации никогда не могла бы достигнуть $\sim 10\%$, что наблюдается в отдельных случаях; против такой модели говорят также данные об отсутствии плазмы [3].

Мы хотим предложить несколько иной подход к вопросу о двойственном характере радиоисточников и характере переноса энергии из ядер галактик в области радиоизлучения.

2. *Модель двойного радиоисточника.* Предположим, что источником магнитного поля радиогалактики является галактика или ее ядро.

Энергия магнитного поля, необходимая для удержания релятивистских частиц, из самых общих соображений должна быть того же порядка, что и общая энергия частиц. По современным представлениям общая энергия частиц может быть порядка 10^{61} эрг. Если источником поля является Галактика диаметром 20 кпс, то при среднем значении напряженности магнитного поля $\approx 4 \cdot 10^{-3}$ Гс его энергия составляет 10^{61} эрг. Если это поле будет носить дипольный или близкий к дипольному характер, то на типичном расстоянии 100 кпс напряженность магнитного поля составит $3 \cdot 10^{-6}$ Гс, а на расстоянии 300 кпс $\sim 10^{-7}$ Гс. Примерно к таким же оценкам напряженности магнитного поля в радиоизлучающей области приводят расчеты, основанные на равномерном распределении энергии между полем и частицами.

Гипотеза о том, что магнитное поле радиогалактик является дипольным, подробно рассмотрена в [4]. Однако в этой работе не приводятся расчеты распределения радиояркости. Результаты предварительных расчетов характера пространственного распределения радиояркости нами опубликованы в [5]. В настоящей работе приводятся результаты расчета характера распределения радиояркости на различных частотах для модели, в которой предполагается, что галактика является источником дипольного магнитного поля, в котором движутся частицы высоких энергий, генерируя синхротронное радиоизлучение. При этом предполагалось, что частицы движутся с сохранением адиабатического инварианта, занимая полость между двумя дипольными оболочками с экваториальными расстояниями R_1 и R_2 .

Расчеты радиоизлучения в радиационных поясах Юпитера были проведены еще в 1963 г. Корчаком [6]. Однако автора интересовало среднее излучение частиц на данной силовой линии, а не пространственное распределение радиояркости в картинной плоскости.

Подробное обоснование физической модели, как мы уже отмечали, дано в [4].

3. *Метод расчета.* Был рассмотрен стационарный случай, то есть распределение электронов в поле диполя считалось неизменным во времени (энергетические потери электронов за счет излучения не учитывались), не рассматривался также вопрос об инжекции частиц. Полученная в ре-

зультате картина распределения радиояркости, таким образом, также не зависит от времени. Метод расчета иллюстрирует рис. 1.

Зададим угол θ_0 — между направлением магнитного момента дипольного поля (Oz) и направлением на наблюдателя \bar{n} . Для того, чтобы получить распределение изофот синхротронного радионизлучения электронов в магнитном дипольном поле, необходимо перейти к системе координат tOy , лежащей в картинной плоскости.

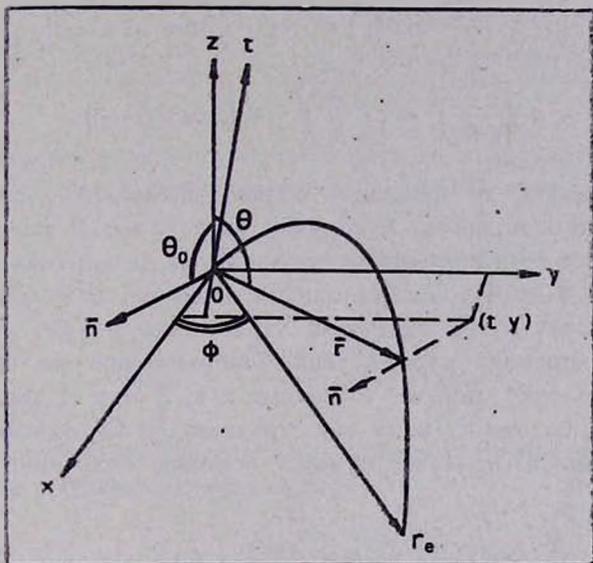


Рис. 1. Направление магнитного момента диполя совпадает с осью Oz . Ось Ox выбрана так, чтобы луч зрения (\bar{n}) лежал в плоскости xOz . Угол между осью диполя и направлением на наблюдателя — θ_0 : tOy — картинная плоскость ($\bar{n} \perp tOy$), то есть ось Ot лежит в плоскости xOt и ось $Ot \perp \bar{n}$. Точка дипольного поля задается в сферических координатах (r, θ, Φ) . Уравнение силовой линии диполя $r = R_s \sin^2 \theta$ (R_s — размер силовой линии в экваториальной плоскости, т. е. при $\theta_0 = \pi/2$).

Точка с координатами (r, θ, Φ) проектируется в картинную плоскость отрезком, параллельным \bar{n} , в точку (t, y) , координаты которой выражаются через $r, \theta, \Phi, \theta_0$ следующим образом:

$$\begin{cases} t = r (\cos \theta \sin \theta_0 - \sin \theta \cos \theta_0 \cos \Phi), \\ y = r \sin \theta \sin \Phi. \end{cases} \quad (1)$$

Силовая линия магнитодипольного поля задается уравнением $r = R_s \sin^2 \theta$, где R_s — расстояние от центра поля до силовой линии на экваторе поля, т. е. при $\theta = \pi/2$: таким образом, для точки, лежащей на силовой линии с параметром $R_s = R$, имеем:

$$\begin{cases} t = R \sin^2 \theta (\cos \theta \sin \theta_0 - \sin \theta \cos \theta_0 \cos \Phi), \\ y = R \sin^3 \theta \sin \Phi. \end{cases} \quad (2)$$

Решая систему (2), можно найти выражения для θ и Φ через t , y , R :

$$\Phi = \arcsin \left(\frac{y}{R \sin^3 \theta} \right), \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} x^6 + (\sin^2 \theta_0 - 3) x^4 + \left(\frac{2t}{R} \sin \theta_0 \right) x^3 + (3 - 2\sin^2 \theta_0) x^2 - \left(\frac{2t}{R} \sin \theta_0 \right) x + \\ + \left\{ \left(\frac{t}{R} \right)^2 + \left[\left(\frac{y}{R} \right)^2 - 1 \right] \cos^2 \theta_0 \right\} = 0, \end{aligned} \quad (3b)$$

где $\theta = \arccos x$, а x — решение уравнения (3b). Уравнение (3), как полином 6-й степени, имеет 6 корней, из которых 2 всегда являются мнимыми. Таким образом, задание точки (t, y) на картинной плоскости определяет от 0 до 4 точек дипольной оболочки $R = \text{const}$, проектирующихся в точку (t, y) отрезком, параллельным лучу зрения. Другими словами, прямая, параллельная направлению на наблюдателя, пересекает оболочку диполя $R = \text{const}$ в 1, 2 или 4 точках, то есть излучение, наблюдаемое нами как приходящее из одной точки картинной плоскости, является суммой потоков излучения нескольких точек поля.

$$I(t, y) = \sum_{i=1}^N I_i(t, y) = \sum_{i=1}^N I(R, \theta_i, \Phi_i, \theta_0), \quad \text{где } 1 \leq N \leq 4. \quad (4)$$

Решая систему (3), получаем координаты этих точек в виде набора

$$(\theta_i, \Phi_i), \quad i=1, N; \quad 1 \leq N \leq 4. \quad (5)$$

Зная координаты этих точек, мы знаем величину и направление магнитного поля в каждой из них:

$$H(\theta) = H_R \frac{\sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}}{\sin^3 \theta}$$

при движении вдоль силовой линии (H_{R_e} — напряженность поля на экваторе на расстоянии R_e от центра поля). Наблюдатель регистрирует излучение только тех электронов, которые имеют питч-угол (угол между направлением скорости электрона и направлением магнитного поля), равный углу между направлением поля \vec{H} и направлением на наблюдателя \vec{n} ,

$$\omega_i = \langle \vec{H}_i; \vec{n} \rangle. \quad (6)$$

(Поскольку электроны являются ультрарелятивистскими, было принято, что излучение направлено точно в направлении их мгновенной скорости, так как величина $1/\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$, характеризующая ширину диаграммы направленности излучения отдельной частицы, пренебрежимо мала по сравнению с углами θ, Φ, ω).

Условие (6) дает следующее выражение для величины питч-угла частиц, находящихся в точке с координатами (θ_i, Φ_i) и излучающих в направлении на наблюдателя:

$$\cos \omega_i = \frac{(3\cos^2 \theta_i - 1) \cos \theta_0 + 3\sin \theta_i \cos \theta_i \sin \theta_0 \cos \Phi_i}{\sqrt{1 + 3\cos^2 \theta_i}} \quad (6)$$

Условие сохранения первого адиабатического инварианта при движении частицы в дипольном магнитном поле: $\mu = \text{const}$ дает

$$\mu \sim \frac{\sin^2 \omega}{H} = \text{const},$$

откуда

$$\sin \omega_i = \frac{(3\cos^2 \theta_i + 1)^{1/2}}{\sin^3 \theta_i} (\sin \omega_*)_{i}, \quad (7)$$

где ω_* — питч-угол на экваторе, что позволяет вычислить фазовую плотность частиц в требуемой точке поля [7]:

$$N_i(E, \omega, \bar{r}) = \frac{(3\cos^2 \theta_i + 1)^{1/2}}{\sin^3 \theta_i} N(E, \omega_*, \bar{r}_*), \quad (8)$$

задав распределение частиц по энергии и по питч-углам на экваторе $N(E, \omega_*, \bar{r}_*)$. Таким образом, спектральная плотность потока синхротронного радиоизлучения в направлении \bar{n} от всех электронов, находящихся в точке (θ_i, Φ_i) , равна

$$I_\nu(\theta_i, \Phi_i) d\nu = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} F_\nu(E, \omega_i, H) N(E, \omega_i, \theta_i, \Phi_i) dE dV. \quad (9)$$

В формуле (9) F_ν — интенсивность излучения одного электрона в интервале частот $[\nu, \nu + d\nu]$ равна [8]:

$$F_\nu d\nu = \frac{\sqrt{3} e^3}{2\pi mc} H \sin \omega \cdot \frac{\nu}{v_c} \int_{\nu/v_c}^{\infty} K_{3/2}(\eta) d\eta d\nu, \quad (10)$$

где $v_c = \frac{3e}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 H \sin \omega$, $K_{2,1}(\gamma)$ — функция Макдональда; плотность частиц $N(E, \omega, \theta, \Phi)$ определена соотношениями (6)—(8).

Суммируя излучение частиц, находящихся во всех N точках поля, проектируемых в точку (t, y) картинной плоскости, окончательно получаем (объединяя выражения (4), (9)):

$$I, (t, y) dt dy \sim \sum_{i=1}^N \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} F_i(E, \omega_i, H_i) G(\theta_i, \Phi_i) N(E, \theta_i, \Phi_i) dE dt dy. \quad (11)$$

Здесь $\{G(\theta_i, \Phi_i)\}$ — «фактор проекции», учитывающий изменение элементарного объема dv при переходе от координат, связанных с диполем (r, θ, φ) , к координатам картинной плоскости (t, y) , то есть

$$dr d\theta d\Phi = G(\theta, \Phi) dt dy.$$

Вычислив интеграл (11) для сетки точек (t, y) , можно получить распределение радиояркости в картинной плоскости. Поскольку для решения этой задачи необходимо нахождение корней полинома 6-й степени, невозможное в квадратурах, и взятие интегралов от функций, не интегрируемых аналитически, решение было проведено численными методами.

Энергетическое распределение электронов на экваторе принималось в виде

$$N_r(E) dE = \begin{cases} (E/E_{\min})^{-\alpha} dE, & \alpha = 2.5 \text{ при } E_{\min} \leq E \leq E_{\max}, \\ 0 & \text{при остальных } E \end{cases}$$

с $E_{\min} = 5.1 \cdot 10^7$ эВ, $E_{\max} = 5.1 \cdot 10^{11}$ эВ.

Были проведены расчеты радиоизлучения для различных характеров углового распределения частиц $N(\omega_s)$:

$$N(\omega_s) d\omega_s = \begin{cases} [\sin(\omega_s - \omega_{обр})]^{(p+1)} d\omega_s, & \omega_s \geq \omega_{обр} \\ 0 & \text{при } 0 \leq \omega_s \leq \omega_{обр}, \end{cases}$$

где $\omega_{обр}$ — угол обрезания распределения, был принят $\omega_{обр} \leq 0.01$ рад, $P=0$ соответствует изотропному от $\omega = \omega_{обр}$ до $\omega = \pi/2$ по телесному углу распределения, $P=1, 2, 3, \dots$ соответствует различным анизотропным распределениям. Распределение по R_s , как было сказано выше, принималось следующим:

$$N(R_s) dR_s = \begin{cases} dR_s, & R_1 \leq R_s \leq R_2, \\ 0 & \text{при остальных } R_s. \end{cases}$$

Были рассчитаны картины синхротронного радиоизлучения релятивистских электронов в неподвижном дипольном магнитном поле для следующих случаев ориентации поля относительно наблюдателя:

$$\theta_0 = 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90^\circ$$

(случай $\theta_0 = 0$ дает, очевидно, радиоизображение в виде набора concentрических изофот с центром в точке 0 плоскости tOy), и для различных частот.

4. *Обсуждение результатов.* На рис. 2—4 приведены полученные распределения радиояркости (точка 0 — проекция центра диполя на картинную плоскость, ось Ot — проекция оси диполя, а ось Oy — пересечение экваториальной плоскости поля картинной плоскостью). В соответствии с принятой моделью, изображения обладают симметрией относительно обеих осей. Аналогом главной оси радиоисточника (оси, проходящей через центры обоих компонентов двойной структуры) является ось Ot . Расстояния от центра поля до каждого из компонентов равны между собой вследствие симметрии принятой модели.

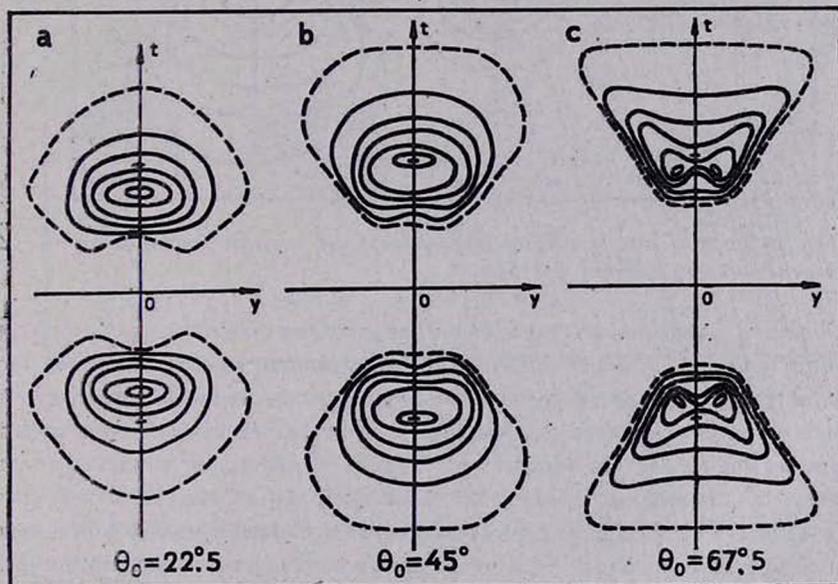


Рис. 2. Зависимость формы вычисленного радиоизображения от угла ориентировки диполя θ_0 ($\nu=1.5$ ГГц, распределение по pitch-углу изотропно).

Прежде всего следует отметить, что характерную двойственность структуры вычисленные «радиоизображения» проявляют почти при любых значениях угла θ_0 (рис. 2), то есть при самой различной ориентиров-

ке поля относительно наблюдателя (случай $\theta_0 \sim 0$ может соответствовать случаю одиночного источника). При фиксированном же θ_0 двойственность проявляется на любой частоте (рис. 3). Следует подчеркнуть, что двойственность из модели вытекает при естественном предположении об осесимметричном распределении магнитного поля и частиц.

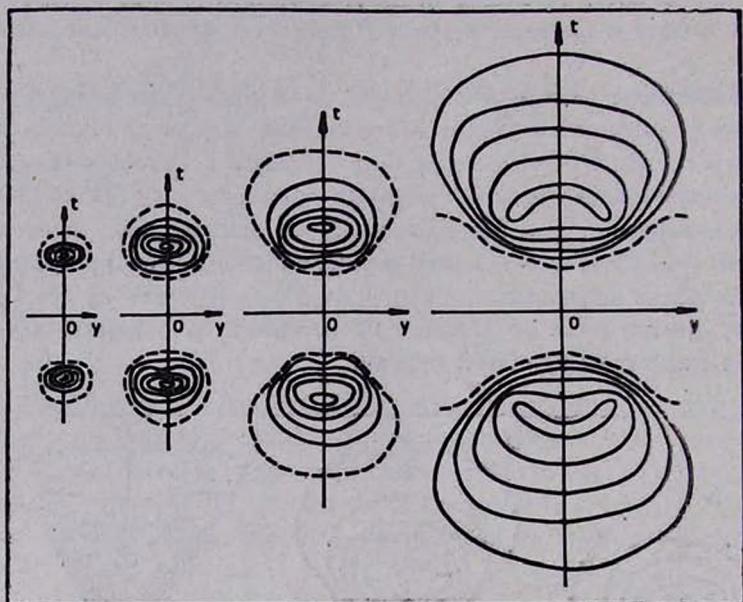


Рис. 3. Зависимость размеров компонентов от частоты наблюдения ($\theta_0 = 45^\circ$ — распределение частиц по углу изотропно).

Форма и размеры полученного изображения зависят от частоты наблюдения (рис. 3). Характер зависимости размеров компонентов от частоты соответствует наблюдаемому для реальных объектов (размер источника уменьшается с увеличением частоты), в то время как во всех моделях с ограниченной областью магнитного поля и частиц для объяснения этой зависимости необходимо вводить дополнительные гипотезы об утечке частиц и поля. Среднее значение отношения расстояния между компонентами к размеру компонентов ~ 2 , что хорошо соответствует экспериментальным данным [9].

Рис. 4 иллюстрирует влияние анизотропии распределения частиц на форму радиоизображения. Среди реальных объектов встречаются конфигурации, соответствующие каждому из приведенных вариантов взаиморасположения изофот. Однако наиболее распространенные из наблюдаемых конфигураций источников соответствуют картинам 4b, c, d, получен-

ным при анизотропном распределении частиц (преимущественное направление лежит в плоскости магнитного экватора).

Безусловно, в реальных объектах как распределение частиц, так и распределение магнитного поля могут отклоняться от осесимметричного. Возможно, именно этим следует объяснить случаи асимметричного относительно родительской галактики расположения областей радиоизлучения. Кроме того, хотя в эллиптических галактиках вращение слабое, но на больших удалениях оно может привести к деформации поля. Однако двойственный характер распределения радиоизлучения при этом сохраняется.

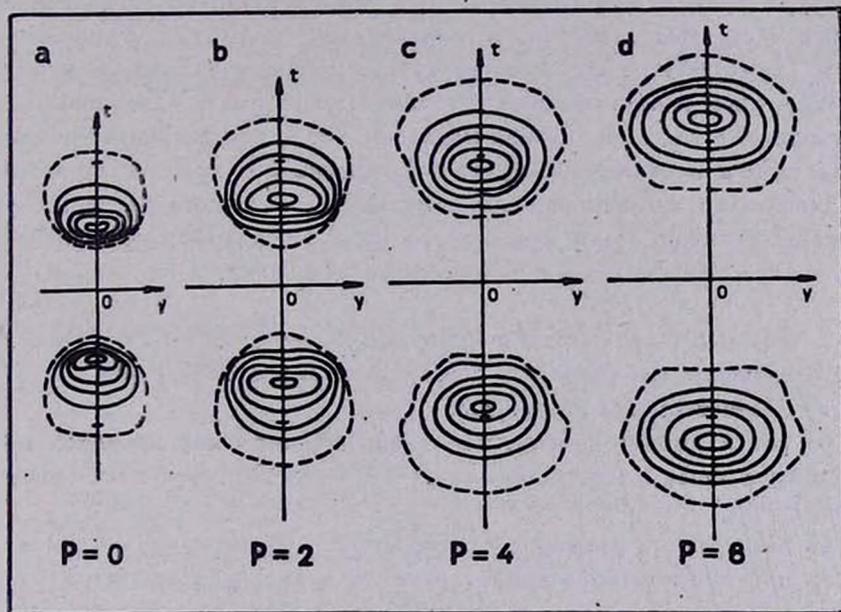


Рис. 4. Зависимость характера радиоизображения от степени анизотропии частиц на экваторе ($\theta_0 = 45^\circ$).

Кроме этих двух важнейших особенностей, в модели магнитного диполя находит естественное объяснение и ряд других характерных черт радиоисточников.

Так, например, известно, что многие двойные радиоисточники являются дважды двойными: кроме двух протяженных областей, на той же линии, называемой большой осью радиоисточника, находятся еще две, более компактные области. Такие области будут действительно наблюдаться, если электроны высоких энергий окажутся на внутренней оболочке с меньшим значением R_e — экваториального расстояния.

В [10] показано, по измерениям поляризации, что в ярких радиогалактиках магнитное поле направлено параллельно большой оси. Именно такое направление поля должно быть в рассматриваемой нами модели. На рис. 2, 3 видно, что кроме ярких точек излучение наблюдается и в остальных областях, занятых диполем, хотя оно и на несколько порядков слабее. Однако на низких частотах светимость фона становится сравнительно большой. Наблюдения многих источников на низких частотах показывают, что они окружены, так называемым, гало.

Таким образом, и явление гало находит естественное объяснение в этой модели. Кроме того, может быть объяснено большое сходство тонкой структуры протяженных и компактных радиоисточников (в диапазоне линейных и угловых размеров, отличающихся в 10^5 раз, радиоисточники имеют существенно подобную структуру, меняется только масштаб) [2]. И компактные, и протяженные источники могут иметь одинаковую природу, сходную с рассматриваемой моделью. Тогда разделение источников на компактные и протяженные будет обусловлено различием в характеристиках дипольного магнитного поля, а именно характерного размера R_0 и напряженности поля. Поля меньшего размера и большей напряженности будут соответствовать случаю компактного источника.

5. *Выводы.* Предложенная нами модель естественным образом объясняет следующие наблюдаемые особенности радиоисточников:

- а) двойственность структуры;
- б) расположение компонентов двойного источника на одной прямой, проходящей через центры компонентов и через источник поля (галактику, квазар);
- в) зависимость размеров компонентов от частоты наблюдения;
- г) преимущественное направление поля вдоль большой оси;
- д) наличие радиогало, наблюдаемого на более низких частотах;
- е) значительное сходство тонкой структуры протяженных и компактных радиоисточников.

Естественно, существующие в природе магнитные поля не являются идеально симметричными, неискаженными, какие приняты в рассматриваемой модели. Несмотря на это, рассмотренная модель объясняет многие основные черты реальных радиоисточников.

Авторы выражают благодарность В. И. Пронику за полезные обсуждения и Т. М. Стрельник за помощь в обработке материалов.

BRIGHTNESS DISTRIBUTION OF SYNCHROTRON RADIATION
IN THE DIPOLE MAGNETIC FIELD AND THE NATURE OF
DOUBLE RADIOSOURCES

Yu. L. ZISKIN, A. A. STEPANIAN

It is suggested that the lobes of double radiosources are only a small part of the dipolar magnetic field. The calculations of synchrotron radiation of high energy particles show that an observer can see only two radioemitting spots in spite of axisymmetrical distribution of particles. The following features of double radiosources may be accounted for in the suggested model:

a) the duality of the sources, b) the tendency of parent galaxy to be near the axis of the source, c) the size dependence on the frequency observed, etc.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. A. Christiansen, A. G. Pacholczyk, J. S. Scott, Nature, 288, 593, 1977.*
2. *К.Н. Келлерманн, В сб. «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия». Мир, М., 1976.*
3. *P. G. Hargrave, M. McEllin, M.N. RAS., 173, 37, 1975.*
4. *Р. Р. Андреасян, Астрофизика, 19, 441, 1983.*
5. *A. A. Stepanian, Yu. L. Ziskin, Proc. 16th Internat. Conf. on Cosmic Rays, v. 1, Japan, Kyoto, August 1979, p. 1.*
6. *A. A. Корчак, Астрон. ж., 40, 994, 1963.*
7. *J. J. C. Degloannu, Icarus, 23, 66, 1974.*
8. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Изд. АН СССР, М., 1963.*
9. *A. G. Pacholczyk, Radio Galaxies, Pergamon Press, 1977.*
10. *P. Haves, R. G. Conway, M.N. RAS. 173, 53P, 1975.*

УДК: 524.3—17:510.67

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ АНАЛОГИ ЭЛЛИпсоИДОВ РИМАНА: САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЛИпсоИДА С «НАКЛОННЫМ» ВРАЩЕНИЕМ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 3 марта 1984

Принята к печати 20 мая 1984

Построена новая в своем классе модель эллипсоидальной звездной системы, у которой отсутствует экваториальная плоскость симметрии, перпендикулярная оси вращения. Ориентацией относительно оси вращения модель напоминает некоторые типы жидких эллипсоидов Римана. Исследовано движение частицы и найдено условие касания ею граничной поверхности эллипсоида. Особенностью модели является отличие от нуля некоторых недиагональных компонентов тензора дисперсии скоростей. Модель имеет

два независимых параметра: одно отношение полуосей $\frac{a_2}{a_1}$ и угол ориентации фигуры эллипсоида относительно оси вращения. Эквивалентной последнему является величина

$\eta = \frac{\Omega_3^2}{2A_2} \cdot$ В плоскости $\left(\frac{a_2}{a_1}, \eta\right)$ модель заполняет две изолированные области. В

частных случаях модель превращается в четыре однопараметрические фигуры равновесия. Две из них не имеют дисперсии скоростей и являются сопряженными друг другу (в смысле теоремы Дедекинда) аналогами жидких эллипсоидов Римана 2-го рода без давления. Две другие фигуры имеют дисперсию скоростей. Это — эллипсоид Фримана заданной формы и одна вырожденная модель с наклонным вращением, у которой в направлении, перпендикулярном главной плоскости с лежащей в ней осью вращения, компонент дисперсии скоростей равен нулю.

1. *Введение.* В последние годы заметно усилился интерес к глобальной динамике галактик. В связи с этим весьма актуальным является создание и исследование самосогласованных моделей бесстолкновительных гравитирующих систем. До недавнего времени были известны только сравнительно простые фигуры с вращением вокруг одной из осей симметрии. Среди них — модели Фримана [1—3]. Изложение этих работ смотрите в монографии [4].

Не обязательно, однако, чтобы вращение фигур равновесия происходило только вокруг осей симметрии. Ярким примером фигур с наклонным положением оси вращения являются жидкие эллипсоиды Римана [5].

Именно существование эллипсоидов Римана ставит в звездной динамике проблему — а могут ли бесстолкновительные фигуры иметь «наклонное» вращение? До недавнего времени задача построения подобных моделей даже не ставилась.

Некоторые стационарные бесстолкновительные модели с «наклонным» вращением построены в работе [6]. Среди них — эллипсоид без дисперсии скоростей. Точнее, построены сразу две таких модели, являющиеся сопряженными друг другу в смысле теоремы Дедекинда [5]. Практическая важность новых моделей заключается в исследовании характерных закономерностей в динамике звездных систем с «наклонным» положением оси вращения [7].

В данной статье создана более общая модель эллипсоида с наклонным вращением, у которой дисперсия скоростей отлична от нуля. Она содержит в себе эллипсоид Фримана и обе модели с наклонным вращением без дисперсии скоростей как предельные частные случаи. В разделе 2 записаны уравнения движения частицы и вводится важное для построения модели понятие «особой» прямой. Общее решение уравнений и движение частицы внутри эллипсоида исследуется в разделах 3—4. В разделе 5 установлено, что данная модель допускает предельный переход к двум эллипсоидам без дисперсии скоростей. Это обстоятельство не тривиально, поскольку характер движения частицы подобный предельный переход сильно изменяет. В связи с этим, весьма поучительно выполнить этот предельный переход не только от решений уравнений движения (или первых интегралов движения), но и от конечных формул, описывающих саму модель с дисперсией скоростей (раздел 9). При этом будет обнаружено, что модель с дисперсией образует две изолированные друг от друга последовательности. Только одна из них допускает предельный переход к модели Фримана (раздел 8). Формулы, описывающие общую модель, получены в разделах 6, 7.

2. Уравнения движения и «особая» прямая. Рассмотрим изолированное скопление свободных, взаимодействующих по закону Ньютона частиц одинаковой массы. Пусть в целом это скопление представляет собой однородный эллипсоид плотности ρ с полуосями a_1, a_2, a_3 . Пусть, далее, прямоугольная система координат $Ox_1x_2x_3$, связанная с главными осями эллипсоида, равномерно вращается с угловой скоростью $\vec{\Omega} (O, \Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)^*$. По законам динамики, если вектор $\vec{\Omega}$ не зависит от времени, ось вращения сохраняет неизменное направление как в инерциальной, так и в собственной

* Если принять все три компонента вектора $\vec{\Omega}$ отличными от нуля, то рассуждения, аналогичные проведенным в тексте, приводят к противоречию.

системах отсчета. Граничная поверхность и потенциал модели описываются формулами

$$x_1^2/a_1^2 + x_2^2/a_2^2 + x_3^2/a_3^2 = 1, \quad (1)$$

$$\varphi = I - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2 - A_3 x_3^2, \quad (2)$$

причем

$$A_i = \pi G \rho a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{du}{\Delta(u)(a_i^2 + u)} \quad \text{и} \quad \Delta(u) = \sqrt{(a_1^2 + u)(a_2^2 + u)(a_3^2 + u)}. \quad (3)$$

Уравнения движения частицы внутри эллипсоида имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= -(2A_1 - \Omega^2) x_1 - 2(\Omega_2 \dot{x}_3 - \Omega_3 \dot{x}_2), \\ \ddot{x}_2 &= -(2A_2 - \Omega_2^2) x_2 - \Omega_2 \Omega_3 x_3 - 2\Omega_3 \dot{x}_1, \\ \ddot{x}_3 &= -(2A_3 - \Omega_3^2) x_3 - \Omega_2 \Omega_3 x_2 + 2\Omega_2 \dot{x}_1. \end{aligned} \quad (4)$$

Далее в наших рассуждениях важнейшую роль играет элемент, который мы назовем «особой» прямой. Внутри эллипсоида как фигуры равновесия можно выделить плоскости, в каждой из которых центробежная и гравитационная силы уравниваются в одном из трех направлений собственной системы координат. Уравнения этих трех плоскостей найдем, положив в исходных уравнениях [4] $\dot{x}_i = \ddot{x}_i = 0$,

$$\begin{aligned} (2A_1 - \Omega^2) x_1 &= 0, \\ (2A_2 - \Omega_2^2) x_2 + \Omega_2 \Omega_3 x_3 &= 0, \\ \Omega_2 \Omega_3 x_2 + (2A_3 - \Omega_3^2) x_3 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае, когда дискриминант системы алгебраических уравнений (5) равен нулю, пересечение данных плоскостей определяет такую прямую, в каждой точке которой центробежная и гравитационная силы полностью уравнивают друг друга. Эту прямую, условием существования которой является равенство

$$\Omega_2^2/2A_3 + \Omega_3^2/2A_2 = 1, \quad (6)$$

мы и назовем особой. Особая прямая лежит в главной плоскости Ox_2x_3 и имеет угловой коэффициент

$$k = -\frac{2A_2 - \Omega_2^2}{\Omega_2 \Omega_3} = -\frac{\Omega_2 \Omega_3}{2A_3 - \Omega_3^2} = -\frac{\Omega_2 A_3}{\Omega_3 A_2}. \quad (7)$$

В частности, особая прямая есть и в модели Фримана [2]. Однако там она просто совпадает с одной из главных осей эллипсоида и смысл ее существования не был раскрыт полностью. Основное же свойство особой прямой, как мы покажем ниже, заключается в одновременном существовании с нею линейного интеграла движения системы уравнений (4)*. В кинематике и динамике частиц особая прямая занимает выделенное положение. На особой прямой частицы или всегда покоятся, или пересекают ее только в перпендикулярном к ней направлении.

3. *Общее решение уравнений движения.* Перейдем к новой, связанной с особой прямой, системе отсчета. Для этого поворотом осей Ox_2, x_3 на угол $x \leq \frac{\pi}{2}$ совместим ось Ox_3 с особой прямой (рис. 1а). Угол x известен,

$$\operatorname{tg} x = \frac{\Omega_2 \Omega_3}{2A_2 - \Omega_3^2} = \frac{2A_3 - \Omega_2^2}{\Omega_2 \Omega_3} = \frac{\Omega_3 A_3}{\Omega_2 A_2}. \quad (8)$$

В новой системе отсчета уравнения движения упрощаются,

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= -(2A_1 - \Omega^2) x_1 + 2\omega_2 \dot{x}_2 - 2\omega_3 \dot{x}_3, \\ \ddot{x}_2 &= -K_2 \dot{x}_2 - 2\omega_3 \dot{x}_1, \\ \ddot{x}_3 &= 2\omega_2 \dot{x}_1, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\omega_2 = \Omega_2 \cos x + \Omega_3 \sin x > 0; \quad \omega_3 = \Omega_3 \cos x - \Omega_2 \sin x \leq 0, \quad (10)$$

$$K_2 = \frac{\Omega_2 \Omega_3}{\sin x \cos x} = \frac{4A_2 A_3}{\omega_2^2} = \Omega_3^2 \frac{A_3}{A_2} + \Omega_2^2 \frac{A_2}{A_3} = 2(A_2 + A_3) - \Omega^2 > 0. \quad (11)$$

Ограничение $\omega_3 \leq 0$ получит объяснение в разделе 6. Таким образом, угол между положительным направлением особой прямой и вектором $\vec{\Omega}$ ни при каких условиях острым быть не может (рис. 1а).

Один первый интеграл движения (линейный, см. выше) сразу получаем из 3-го уравнения (9)

$$\dot{x}_3 - 2\omega_2 x_1 = \text{const} = 0, \quad (12)$$

причем постоянную интегрирования следует приравнять нулю, чтобы частицы не покидали модель. Из линейного интеграла прямо следует, что

* Справедливо и обратное: если существует интеграл $x_1 + \gamma \dot{x}_2 + \delta \dot{x}_3 = 0$ (γ и δ коэффициенты, находимые из условия совместности данного интеграла с уравнениями (4)), существует и особая прямая.

частицы не могут совершать хаотических движений вдоль направлений, параллельных особой прямой и следует ожидать (ниже это подтвердится), что дисперсия скоростей в данном направлении равна нулю.

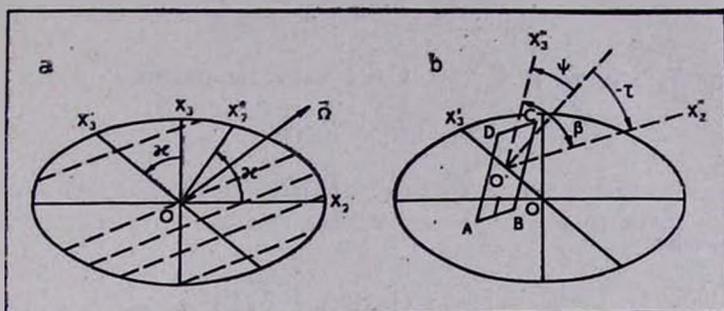


Рис. 1. а) Сечение эллипсоида плоскостью Ox_2x_3 . Ось Ox_3 совпадает с особой прямой. Штрихи-следы пересечения плоскости Ox_2x_3 с плоскостями, в которых в модели без дисперсии скоростей „В“ движутся частицы. б) Вид с оси Ox_1 на фигуру $ABCD$, поверхность которой покрывает частица. Центр симметрии этого параллелограмма (как и аналогичных ему) находится на особой прямой Ox_3 . Штрихами показано направление, перпендикулярное особой прямой и косоугольная система координат $O'x_2'x_3'$. Углы ψ и τ определяют ориентацию осей второй системы.

Подставляя (12) в первое уравнение (9), получим замкнутую систему из двух уравнений:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= -K_1 x_1 + 2\omega_3 x_2', \\ \ddot{x}_2' &= -K_2 x_2' - 2\omega_3 x_1, \end{aligned} \tag{13}$$

где

$$K_1 = 2A_1 - \Omega^2 + 4\omega_2^2. \tag{14}$$

Искомое решение уравнений (9) есть

$$\begin{aligned} x_1 &= C_1 \cos(\mu t - \varepsilon_1) + C_2 \cos(\nu t - \varepsilon_2), \\ x_2' &= -l_\mu C_1 \sin(\mu t - \varepsilon_1) + l_\nu C_2 \sin(\nu t - \varepsilon_2), \\ x_3 - x_3^{(0)} &= \frac{2\omega_2}{\mu} C_1 \sin(\mu t - \varepsilon_1) + \frac{2\omega_2}{\nu} C_2 \sin(\nu t - \varepsilon_2), \end{aligned} \tag{15}$$

где C_1 , C_2 и $x_3^{(0)}$ — постоянные интегрирования.

Частоты колебаний μ и ν ($\mu > \nu > 0$)* удовлетворяют биквадратному уравнению

* Без ограничения общности частоты считаем положительными.

$$\xi^4 - (K_1 + K_2 + 4\omega_3^2)\xi^2 + K_1K_2 = 0. \quad (16)$$

По теореме Виета

$$\begin{aligned} \mu^2, \nu^2 &= K_1K_2, \\ \mu^2 + \nu^2 &= K_1 + K_2 + 4\omega_3^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Поскольку $K_2 > 0$, то и $K_1 > 0$. Сами частоты равны

$$\begin{aligned} \mu &= (R_1 + R_2)/2, \\ \nu &= (R_1 - R_2)/2, \end{aligned} \quad (18)$$

где обозначено

$$\begin{aligned} R_1 &= [4\omega_3^2 + (\sqrt{K_1} + \sqrt{K_2})^2]^{1/2}, \\ R_2 &= [4\omega_3^2 + (\sqrt{K_1} - \sqrt{K_2})^2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Коэффициенты распределения колебаний равны

$$l_\mu = \frac{\mu^2 - K_1}{2\omega_3\mu} = \frac{2\omega_3\mu}{\mu^2 - K_2} < 0, \quad (20)$$

$$l_\nu = \frac{K_1 - \nu^2}{2\omega_3\nu} = \frac{2\omega_3\nu}{K_2 - \nu^2} < 0. \quad (21)$$

Легко показать, что

$$l_\mu l_\nu = \frac{K_1}{\mu\nu} = \sqrt{\frac{K_1}{K_2}}. \quad (22)$$

Непосредственно из уравнения (16) следует

$$\mu^2 \geq \max(K_1, K_2); \quad \nu^2 \leq \min(K_1, K_2). \quad (23)$$

При $K_1 > K_2$

$$-1 < l_\mu \leq 0; \quad l_\nu < -1. \quad (24)$$

При $K_2 > K_1$

$$l_\mu < -1; \quad -1 < l_\nu \leq 0. \quad (25)$$

Ниже (раздел 9) выяснится, что модель существует только в случае (25).

Имеется четыре интеграла движения:

$$\dot{x}_1 = -\frac{K_1}{2\omega_2}(x_3' - x_3'^{(0)}) + 2\omega_3 x_2', \quad (26)$$

$$I = x_3' - 2\omega_2 x_1 = 0, \quad (27)$$

$$C_1^2 \sigma^2 = (\dot{x}_2 - x_1 \nu l_\nu)^2 + \frac{K_2}{K_1} (x_1 l_\nu + \nu x_2')^2, \quad (28)$$

$$C_2^2 \sigma^2 = (\dot{x}_2 + x_1 \mu l_\mu)^2 + \frac{K_2}{K_1} (x_1 l_\mu - x_2' \mu)^2, \quad (29)$$

где

$$\sigma = (\mu l_\mu + \nu l_\nu) = K_2 \left(\frac{l_\mu}{\mu} + \frac{l_\nu}{\nu} \right) = \frac{\mu^2 - \nu^2}{2\omega_3}. \quad (30)$$

Далее нам потребуется записать найденные решения и интегралы движения в основной системе координат, связанной с осями эллипсоида.

$$\begin{aligned} x_1 &= C_1 \cos(\mu t - \varepsilon_1) + C_2 \cos(\nu t - \varepsilon_2), \\ x_2 &= -C_1 T_1 \sin(\mu t - \varepsilon_1) + C_2 T_2 \sin(\nu t - \varepsilon_2) - x_3^{(0)} \sin x, \\ x_3 &= C_1 D_1 \sin(\mu t - \varepsilon_1) + C_2 D_2 \sin(\nu t - \varepsilon_2) + x_3^{(0)} \cos x, \end{aligned} \quad (31)$$

где обозначено

$$T_1 = l_\mu \cos x + \frac{2\omega_2}{\mu} \sin x, \quad (32)$$

$$T_2 = l_\nu \cos x - \left(\frac{2\omega_2}{\nu} \right) \sin x,$$

$$D_1 = -l_\mu \sin x + \left(\frac{2\omega_2}{\mu} \right) \cos x, \quad (33)$$

$$D_2 = l_\nu \sin x + \left(\frac{2\omega_2}{\nu} \right) \cos x.$$

Интегралы движения есть

$$I = x_1 + \left(\frac{\Omega_3}{4A_2} \right) \dot{x}_2 - \left(\frac{\Omega_2}{4A_3} \right) \dot{x}_3 = 0, \quad (34)$$

$$x_3^{(0)} = \frac{2\omega_2}{K_1} \dot{x}_1 - x_2 \left(\sin x + \frac{4\omega_2 \omega_3}{K_1} \cos x \right) + x_3 \left(\cos x - \frac{4\omega_2 \omega_3}{K_1} \sin x \right), \quad (35)$$

$$C_1^2 \sigma^2 = \frac{(x_1 T_2 \nu - x_2)^2}{\cos^2 x} + \frac{K_2}{K_1} [x_1 l_\nu + \nu (x_2 \cos x + x_3 \sin x)]^2, \quad (36)$$

$$C_2^2 \sigma^2 = \frac{(x_1 T_1 \mu + x_2)^2}{\cos^2 x} + \frac{K_2}{K_1} [x_1 l_\mu - \mu (x_2 \cos x + x_3 \sin x)]^2. \quad (37)$$

4. Движение частицы внутри эллипсоида: общий случай. Для исследования этой задачи перейдем к косоугольной системе координат. Оставим направление оси Ox_1 , прежним, но для двух других координат применим преобразование (рис. 1b)

$$\begin{aligned}x_2' &= x_2'' \cos \tau + x_3'' \cos \psi, \\x_3' &= x_3'' - x_2'' \sin \tau + x_3'' \sin \psi,\end{aligned}\quad (38)$$

где

$$\operatorname{tg} \tau = -\frac{2\omega_2}{v l_v} > 0; \quad \operatorname{tg} \psi = -\frac{2\omega_2}{\mu l_\mu} > 0. \quad (39)$$

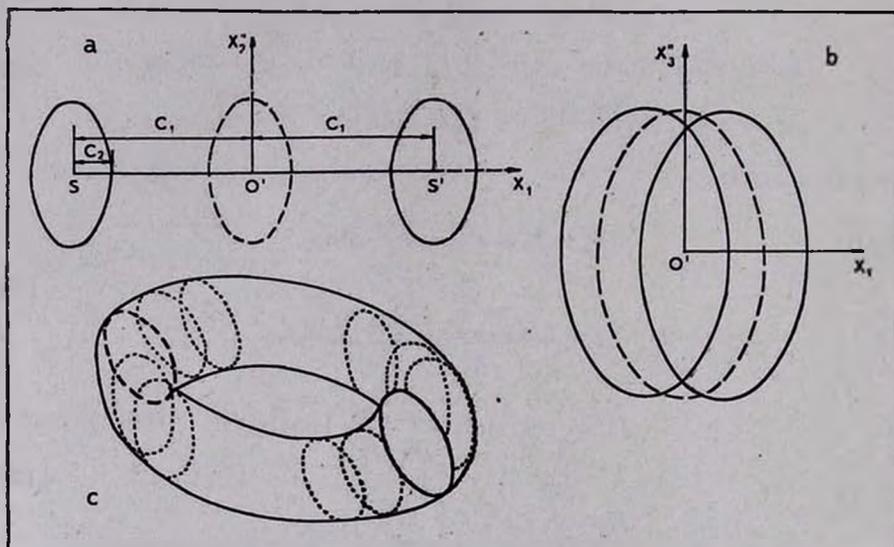


Рис. 2. а) Сечение фигуры, поверхность которой покрывает частица, плоскостями, параллельными осям $O'x_1x_2$. Штриха-сечение при $x_3'' = \pm C_1 \frac{|l_\mu|}{\cos \psi}$; сплошная линия-сечение центральной плоскостью $x_3'' = 0$. б) То же самое, но в плоскости $O'x_1x_3$. Штрихами показаны сечения при $x_2'' = \pm C_2 \frac{|l_v|}{\cos \tau}$, сплошной линией-сечение при $x_2'' = 0$. в) Объемное изображение той же фигуры. Ее основания показаны сплошным и пунктирным малыми эллипсами, а сечения рукавов-точками.

Угол между осями $O'x_2'$ и $O'x_3'$ обозначим $\beta = \psi + \tau$, причем

$$\operatorname{tg} \beta = -(2\omega_2 \sigma) / (2A_1 - \Omega^2) > 0. \quad (40)$$

В новой системе движение частицы описывается сравнительно простыми формулами:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= C_1 \cos(\mu t - \varepsilon_1) + C_2 \cos(\nu t - \varepsilon_2), \\
 x_2^* &= C_2 \left(\frac{l_\nu}{\cos \tau} \right) \sin(\nu t - \varepsilon_2), \\
 x_3^* &= -C_1 \left(\frac{l_\mu}{\cos \psi} \right) \sin(\mu t - \varepsilon_1).
 \end{aligned}
 \tag{41}$$

Из формул (41) следует, что при движении частица покрывает сложную поверхность четвертого порядка

$$\left[x_1 \pm \sqrt{C_1^2 - \left(\frac{\cos \psi}{l_\mu} x_3^* \right)^2} \right]^2 + \left(\frac{\cos \tau}{l_\nu} x_2^* \right)^2 = C_2^2.
 \tag{42}$$

Сбоку (с оси $O'x_1$) фигура, ограниченная поверхностью (42), представляет собой параллелограмм (рис. 1b) со сторонами $AB = 2C_2 \frac{|l_\nu|}{\cos \tau}$ и $AD = 2C_1 \frac{|l_\mu|}{\cos \psi}$.

При сечении рассматриваемой фигуры плоскостями, параллельными $O'x_1x_2^*$, обнаружим, что на расстоянии $x_3^* = \pm C_1 \frac{|l_\mu|}{\cos \psi}$ получается эллипс

$$x_1^2 + \left(\frac{\cos \tau}{l_\nu} x_2^* \right)^2 = C_2^2.
 \tag{43}$$

Промежуточные же сечения демонстрируют раздвоение этого эллипса и при $x_3^* = 0$ расстояние между центрами эллипсов достигает максимального значения $2C_1$ (рис. 2a). Фигура, следовательно, является двухрукавной.

Сечение фигуры плоскостями, параллельными $O'x_1x_3^*$ (рис. 2b), подтверждает существование у нее двух рукавов. В целом, фигура представляет собой как бы два изогнутых эллиптических цилиндра, сращенных друг с другом с противоположных концов (рис. 2c), причем основания ее скошены.

При движении частица навивается на поверхность рукава, доходит до скошенного основания и переходит на другой рукав. При переходе с рукава на рукав направление вращения частицы по рукаву сохраняется! Это совсем не тривиально, ибо в известном случае движения по поверхности тора направление вращения не сохраняется. Как мы убедимся в разделе 8, именно это свойство сохранения вращения позволит сделать предельный переход к модели Фримана.

Движение по рукаву происходит с частотой ν и направлено, если смотреть с положительного конца оси $O'x_3^*$, по часовой стрелке. Это легко видеть из второй и третьей формул (41), т. к. коэффициенты C_2 и

$(C_2 \frac{l_\mu}{\cos \tau})$ имеют разные знаки. Переход с рукава на рукав происходит с частотой μ . Если смотреть с положительного конца оси $O'x_2$ это движение происходит против часовой стрелки (т. к. коэффициенты C_1 и $(-C_1 \frac{l_\mu}{\cos \psi})$ в (41) имеют одинаковые знаки).

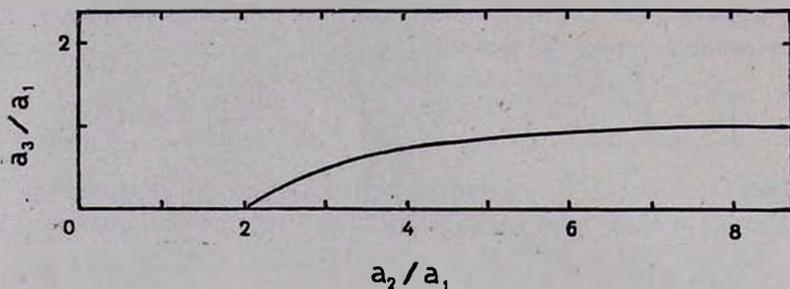


Рис. 3. Кривая на плоскости $(\frac{a_2}{a_1}; \frac{a_3}{a_1})$, изображающая последовательности моделей и с дисперсией скоростей, и без нее.

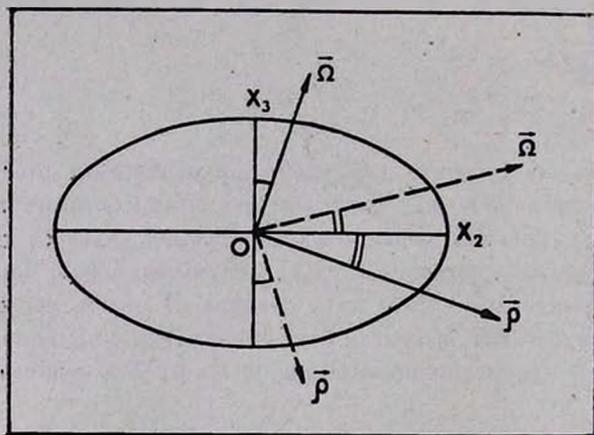


Рис. 4. Схема взаимных расположений векторов $\bar{\Omega}$ и завихренности $\bar{p} = \text{rot}(\bar{r})$ для сопряженных моделей без дисперсии скоростей. Модель „А“ показана сплошной линией, а модель „Б“ — пунктиром.

Ниже мы убедимся в том, что топология фигуры (42) допускает при определенных условиях превращение этой фигуры или в одиночный эллиптический цилиндр с прямыми образующими (раздел 8), или же в плоский эллипс (раздел 9).

5. Частный случай: две модели без дисперсии скоростей. Прежде чем продолжать исследование модели в общем случае, полезно рассмотреть следующий простой частный случай. В формулах (31) потребуем, чтобы C_1 обратилась в нуль. На другие характеристики модели ограничений не

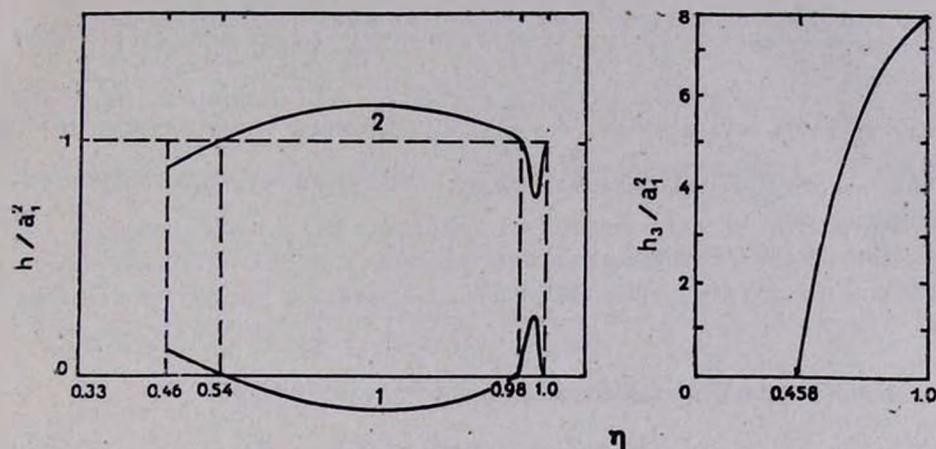


Рис. 5. Кривые на плоскости $(\frac{h}{a_2^2}, \eta)$: а) цифрами 1 и 2 обозначены функции h_1 и h_2 . Заштрихованы области, допустимые для модели. Графики и значения критических точек η_1, η_2, η_3 вычислены для отношения полуосей $\frac{a_2}{a_1} = 2.8$ (и, как следствие, при $\frac{a_3}{a_1} = 0.359$); б) зависимость величины h_3 от η . В области $\eta < \eta_3$ выполняется $h_3 < 0$.

накладываем. В этом случае движение частицы будет происходить только с частотой λ и, как легко убедиться, траектория есть замкнутый плоский эллипс. Левая часть выражения (36) равна нулю, поэтому поле скоростей внутри модели описывается формулами

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= -\frac{v}{l} (x_2 \cos x + x_3 \sin x), \\ \dot{x}_2 &= T_2 v x_1, \\ \dot{x}_3 &= \frac{4A_3}{\Omega_2} \left(1 + \frac{\Omega_3}{4A_2} T_2 v \right) x_1, \end{aligned} \tag{44}$$

причем третья формула получена с привлечением интеграла (34). Линейность поля скоростей делает очевидным, что условие сохранения граничной поверхности (1) принимает вид

$$\frac{x_1 \dot{x}_1}{a_1^2} + \frac{x_2 \dot{x}_2}{a_2^2} + \frac{x_3 \dot{x}_3}{a_3^2} = 0. \quad (45)$$

Подстановка (44) в выражение (45) дает два условия:

$$\frac{a_2^2}{a_1^2} \frac{v}{l} \cos \alpha = T_2 v; \quad \frac{a_3^2}{a_1^2} \frac{v}{l} \sin \alpha = \frac{4A_3}{\Omega_2} \left(1 + \frac{\Omega_3}{4A_2} T_2 v \right). \quad (46)$$

Для четырех неизвестных $\frac{a_2}{a_1}$, $\frac{a_3}{a_1}$, Ω_2 , Ω_3 имеем три уравнения (6) и (46), поэтому рассматриваемая модель может быть только однопараметрической.

Введем обозначения

$$\eta = \frac{\Omega_3^2}{2A_2}; \quad y = \frac{\pi G \rho}{A_3 - A_2} \quad (47)$$

и запишем известные величины в форме

$$\Omega^2 = 2[A_3 - \eta(A_3 - A_2)], \quad (48)$$

$$\omega_1^2 = \frac{2A_2 A_3}{A_2 + \eta(A_3 - A_2)}. \quad (49)$$

С помощью формул раздела 3 уравнения для неизвестных $\frac{a_2}{a_1}$, $\frac{a_3}{a_1}$, η принимают после преобразований вид

$$1 + 2\eta + y + \sqrt{(1+y)^2 - 4\eta y} = \frac{4a_2^2}{a_2^2 - a_3^2}, \quad (50)$$

$$2\eta - 1 - y + \sqrt{(1+y)^2 - 4\eta y} = \frac{4a_1^2}{a_2^2 - a_3^2}. \quad (51)$$

Корнями этих уравнений являются

$$y = \frac{a_2^2 + a_3^2 - 2a_1^2}{a_2^2 - a_3^2}, \quad (52)$$

$$\eta_{1,2} = \frac{1}{2(a_2^2 - a_3^2)} \left[4a_1^2 + a_2^2 - a_3^2 \pm \sqrt{[4a_1^2 - (a_2 + a_3)^2][4a_1^2 - (a_2 - a_3)^2]} \right]. \quad (53)$$

Выражение (52) дает уравнение

$$A_3 - A_2 = \pi G \rho \frac{a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 + a_3^2 - 2a_1^2}, \quad (54)$$

которое в неявном виде связывает отношения полуосей $\frac{a_2}{a_1}$ и $\frac{a_3}{a_1}$. Решение этого уравнения показано на рис. 3. Задавая независимый параметр модели $\frac{a_2}{a_1}$, область изменения которого суть $2 \leq \frac{a_2}{a_1} < \infty$, по уравнениям (54), (53) и (6) найдем все основные характеристики модели.

Важно заметить, что при одном значении параметра $\frac{a_2}{a_1}$ (а следовательно, и одном отношении $\frac{a_3}{a_1}$), η , согласно формуле (53), имеет два значения (рис. 6). Следовательно, при одной и той же геометрической форме существуют две модели без дисперсии скоростей, с различной ориентацией относительно оси вращения и различными динамическими характеристиками (рис. 4).

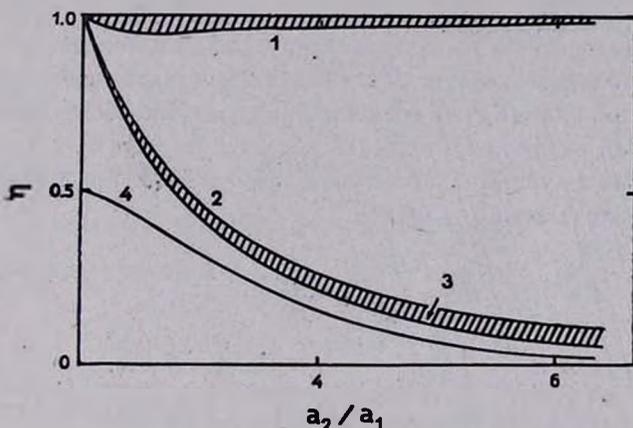


Рис. 6. Кривые на плоскости $\left(\eta, \frac{a_2}{a_1}\right)$, показывающие зависимость от $\frac{a_2}{a_1}$ критических для модели значений параметра η . Цифрами 1, 2, 3, 4 соответственно обозначены функции η_1, η_2, η_3 и η_4 . При $\eta = \eta_{1,2}$ обращается в нуль функция h_1 , при $\eta = \eta_3$ — функция h_3 . Кривая η^* делит плоскость на две области: в верхней области выполняется неравенство $k_2 > k_1$, в нижней $-k_1 > k_2$.

Отсутствие дисперсии скоростей и движение частиц по подобным друг другу эллипсам — все это наводит на мысль о возможном существовании для нее гидродинамического аналога. Однако вопрос об аналоге в принципе совершенно не тривиален. Дело в том, что у данной бесстолкновительной модели дисперсии скоростей нет, поэтому у предполагаемого

жидкого аналога давление тоже должно отсутствовать! Единственная жидкая фигура равновесия, у которой равновесие в любой внутренней точке осуществляется только при участии силы гравитации, центробежной и кориолисовой сил — это граничная ветвь эллипсоидов Римана 2-го рода ([5], стр. 192). Эта аналогия между бесстолкновительной моделью и жидкими фигурами равновесия примечательна по многим причинам. Не вдаваясь в подробности, отметим только один факт: для каждого эллипсоида Римана имеется сопряженная с ним фигура равновесия (теорема Дедекинда). Это полностью согласуется с тем, что при одной и той же геометрической форме существуют (см. выше) две бесстолкновительные модели без дисперсии скоростей.

6. *Общий случай: модель с дисперсией скоростей.* В разделе 4 была исследована фигура, поверхность которой покрывает частица. Размещение этой фигуры внутри эллипсоида не может быть произвольным. Геометрический центр ее всегда должен находиться на особой прямой и, кроме того, фигура обязательно должна касаться граничной поверхности модели. Причина в том, что однородная плотность модели с дисперсией скоростей сохранится только при условии касания каждой частицей поверхности модели. Из сказанного ясно, что прежде всего следует найти условие касания. При этом промежуток времени между двумя последовательными касаниями одной какой-либо частицей нас не интересует.

Движение частицы описывается формулами (31) и для координат точек касания справедливо условие

$$R^2 = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1. \quad (55)$$

Удобно ввести относительные координаты $\lambda_i = \frac{x_i}{a_i}$, причем для точек касания

$$\sum_1^3 \lambda_i^2 = 1. \quad (56)$$

При заданных λ_i (т. е. при фиксированной точке касания) формула (55) может быть записана как уравнение касательной плоскости к эллипсоиду

$$a_1 \frac{x_1}{a_1} + a_2 \frac{x_2}{a_2} + a_3 \frac{x_3}{a_3} = 1. \quad (57)$$

Подставляя формулы (31) в (57) и максимизируя по времени полученное выражение (при этом используем известный факт: максимум выражения $a \sin \theta + b \cos \theta$ равен $\sqrt{a^2 + b^2}$, находим:

$$R'_{\max} = C_1 \left[\frac{a_1^2}{a_1^2} + \left(-a_2 \frac{T_1}{a_2} + a_3 \frac{D_1}{a_3} \right)^2 \right]^{1/2} + C_2 \left[\frac{a_1^2}{a_1^2} + \left(a_2 \frac{T_2}{a_2} + a_3 \frac{D_2}{a_3} \right)^2 \right]^{1/2} + x_3^{(0)} \left(-a_2 \frac{\sin x}{a_2} + a_3 \frac{\cos x}{a_3} \right). \quad (58)$$

Касание может происходить в любой точке эллипсоида, поэтому в (58) методом максимизации следует избавиться от x_i . Более полный анализ показывает, что результат этой максимизации однозначен только при следующем условии: если записать для краткости (58) в виде

$$R'_{\max} = C_1 F_1(a_1, a_2, a_3) + C_2 F_2(a_1, a_2, a_3) + x_3^{(0)} F_3(a_2, a_3), \quad (59)$$

то функции F_i должны удовлетворять условию

$$h_1 F_1^2 + h_2 F_2^2 + h_3 F_3^2 = \sum_1^3 a_i^2 = 1. \quad (60)$$

Тогда величины h_i должны удовлетворять уравнениям

$$h_1 + h_2 = a_1^2, \quad (61)$$

$$h_1 T_1^2 + h_2 T_2^2 + h_3 \sin^2 x = a_2^2, \quad (62)$$

$$h_1 D_1^2 + h_2 D_2^2 + h_3 \cos^2 x = a_3^2, \quad (63)$$

$$h_1 T_1 D_1 - h_2 T_2 D_2 + h_3 \sin x \cos x = 0. \quad (64)$$

По методу Лагранжа тогда находим

$$R^2_{\max} = \frac{C_1^2}{h_1} + \frac{C_2^2}{h_2} + \frac{(x_3^{(0)})^2}{h_3} = 1. \quad (65)$$

Выражение (65) и является условием касания частицей поверхности эллипсоида. Эта квадратичная комбинация из интегралов движения должна целиком войти в фазовую функцию распределения (см. ниже).

Из уравнений (61)—(63) находим

$$h_1 = (a_2^2 \cos^2 x + a_3^2 \sin^2 x - a_1^2 l_\mu^2) / (l_\mu^2 - l_\nu^2), \quad (66)$$

$$h_2 = (a_1^2 l_\mu^2 - a_2^2 \cos^2 x - a_3^2 \sin^2 x) / (l_\mu^2 - l_\nu^2), \quad (67)$$

$$h_3 = a_2^2 + a_3^2 - h_1 \left(l_\mu^2 + \frac{4\omega_2^2}{\mu^2} \right) - h_2 \left(l_\nu^2 + \frac{4\omega_2^2}{\nu^2} \right). \quad (68)$$

Но для h_i имеется еще одно уравнение (64). Подставляя в него найденные h_i , после тождественных преобразований (которые изложены ниже), по-

лучим вновь уравнение (54), связывающее между собой два отношения полюсей $\frac{a_2}{a_1}$ и $\frac{a_3}{a_1}$. Это обстоятельство является принципиально важным, т. к. на диаграмме $\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{a_3}{a_1}\right)$ модель с дисперсией скоростей изображается тем же самым графиком, что и модель без дисперсии скоростей (рис. 3). Следовательно, геометрическая форма всех моделей с наклонным вращением задается одним только отношением полюсей $\frac{a_2}{a_1}$. Тожественность уравнений (64) и (54) доказывается следующим способом. Подставляя в (64) величины (66)–(68) и используя вспомогательные равенства

$$T_1 - D_1 \operatorname{tg} x = \frac{l_\mu}{\cos x}, \quad (69)$$

$$T_2 + D_2 \operatorname{tg} x = \frac{l_\nu}{\cos x}, \quad (70)$$

$$l_\nu^2 - l_\mu^2 = \frac{\sigma}{K_2} \frac{K_1 - K_2}{2\omega_3}, \quad (71)$$

$$T_1 D_2 + T_2 D_1 = \sigma \frac{2\omega_2}{\mu\nu}, \quad (72)$$

$$D_1 l_\mu + D_2 l_\nu = \frac{\sigma}{K_2} \left(2\omega_2 \cos x + \frac{K_1 - K_2}{2\omega_3} \sin x \right), \quad (73)$$

где σ из (30), исходное уравнение преобразовывается к виду

$$\frac{\sigma}{K_2} 2\omega_2 \frac{\sin x}{\cos^2 x} \left\{ a_1^2 - a_2^2 \left(\cos^2 x + \frac{K_1 - K_2}{8\omega_2\omega_3} \sin 2x \right) - a_3^2 \left(\sin^2 x - \frac{K_1 - K_2}{8\omega_2\omega_3} \sin 2x \right) \right\}.$$

В общем случае следует приравнять нулю выражение в фигурных скобках. Тогда с помощью соотношения

$$\omega_2\omega_3 = -(A_3 - A_2) \sin 2x \quad (74)$$

получим

$$\frac{K_1 - K_2}{8(A_3 - A_2)} = \cos^2 x - \frac{a_1^2 - a_3^2}{a_2^2 - a_3^2}. \quad (75)$$

С учетом легко доказываемого равенства

$$\cos^2 \alpha = (1 - \tau_1) / [1 + \tau_1 (A_3/A_2 - 1)], \quad (76)$$

из выражения (75) нетрудно получить требуемое уравнение (54).

Вторым (в дополнение к отношению $\frac{a_2}{a_1}$) независимым параметром модели с дисперсией скоростей можно взять величину η из (47). Можно убедиться, что задание этих двух параметров достаточно для нахождения всех характеристик модели.

Фазовая функция модели зависит от четырех интегралов движения (34)—(37) и должна иметь следующий вид:

$$f(\vec{r}, \vec{V}) = \text{const} \cdot \hat{v}(I) \cdot \hat{v} [C_1^2/h_1 + C_2^2/h_2 + (x_3^{(0)})^2/h_3 - 1]. \quad (77)$$

Из уравнения (54) следует $a_2 > a_1 \geq a_3$, поэтому для коэффициентов потенциала справедливы неравенства $A_3 \geq A_1 > A_2$. Тогда $\alpha = \arctg \frac{\Omega_2 A_1}{\Omega_2 A_2} \geq \arctg \frac{\Omega_1}{\Omega_2}$, т. е. угол между положительным направлением особой прямой и вектором $\vec{\Omega}$ острым быть не может, и $\omega_3 \leq 0$.

7. Поле скоростей центроидов и тензор дисперсии скоростей. Для практического применения фазовой функции (77) выражение (65) следует преобразовать. Подставим в (65) интегралы движения (34)—(37) и после тождественных преобразований приведем его к виду

$$E = \frac{(x_1 - q_2 x_2 - q_3 x_3)^2}{1/k} + \frac{(x_2 + p_3 x_1)^2}{(\sigma^2 \cos^2 \alpha h_1 h_2) / a_1^2} + \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2}, \quad (78)$$

где введены обозначения

$$p_3 = [T_1 \mu h_1 - T_2 \nu h_2] / a_1^2 > 0, \quad (79)$$

$$q_2 = \frac{1}{k} \left[\frac{K_2}{K_1 \sigma^2} \cos \alpha \left(\frac{\mu l_\mu}{h_2} - \frac{\nu l_\nu}{h_1} \right) + \frac{2\omega_2}{k_1 h_3} \left(\sin \alpha + \frac{4\omega_2 \omega_3}{K_1} \cos \alpha \right) \right] > 0, \quad (80)$$

$$q_3 = \frac{1}{k} \left[\frac{K_2}{K_1 \sigma^2} \sin \alpha \left(\frac{\mu l_\mu}{h_2} - \frac{\nu l_\nu}{h_1} \right) - \frac{2\omega_2}{K_1 h_3} \left(\cos \alpha - \frac{4\omega_2 \omega_3}{K_1} \sin \alpha \right) \right] \geq 0, \quad (81)$$

$$k = \frac{K_2}{K_1 \sigma^2} (l_\mu^2/h_1 + l_\nu^2/h_2) + 4\omega_2^2 / (K_1^2 h_3). \quad (82)$$

В любой внутренней точке эллипсоида справедливо неравенство

$$x_1^2/a_1^2 + x_2^2/a_2^2 + x_3^2/a_3^2 \leq E \leq 1. \quad (83)$$

Учитывая условие нормировки $\rho = \int f(\vec{r}, \vec{V}) d\vec{V}$, окончательно находим

$$f(\vec{r}, \vec{V}) = \frac{\alpha_1 \rho}{\pi^3 \cos \chi} V \sqrt{k/(h_1 h_2)} \cdot \delta [x_3 - x_2 \operatorname{tg} \chi - (4A_3/\Omega_2) \cdot x_1] \times \\ \times \delta \left[\frac{(x_1 - q_2 x_2 - q_3 x_3)^2}{1/k} + \frac{(x_2 + p_2 x_1)^2}{(\sigma^2 \cos^2 \chi h_1 h_2)/a_1^2} + \right. \\ \left. + \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} - 1 \right]. \quad (84)$$

С помощью функции (84) можно найти все макроскопические характеристики модели. Усредненные течения описываются формулами

$$\bar{x}_1 = q_2 x_2 + q_3 x_3; \quad \bar{x}_2 = -p_2 x_1; \quad \bar{x}_3 = -p_3 x_1, \quad (85)$$

где

$$p_3 = p_2 \operatorname{tg} \chi - 4A_3/\Omega_2 \cong 0. \quad (86)$$

Движение центроидов происходит на семействе эллипсоидальных, подобных граничной (1), поверхностях и является плоским. Вследствие (45) имеем

$$q_2/a_1^2 = p_2/a_2^2; \quad q_3/a_1^2 = p_3/a_3^2. \quad (87)$$

Усреднение в пространстве скоростей интеграла (34) дает с помощью (85)

$$(\Omega_3/4A_2)p_2 - (\Omega_2/4A_3)p_3 = 1. \quad (88)$$

Можно доказать, что полный момент вращения модели \bar{L}_{tot} и вектор $\bar{\Omega}$ коллинеарны друг другу. Это указывает на отсутствие прецессии и нутации модели. Условие коллинеарности имеет вид

$$\Omega_3 [(\Omega_2 + q_3) a_3^2 + (\Omega_2 + p_3) a_1^2] = \Omega_2 [(\Omega_3 - p_2) a_1^2 + (\Omega_3 - q_2) a_2^2]. \quad (89)$$

Важные выражения p_2 и p_3 можно найти из уравнений (88), (89)

$$p_2 = 2\Omega_3 \left[1 + (1 - \eta) \frac{a_2^2 - a_3^2}{4a_1^2} \right] > 0; \\ p_3 = -2\Omega_2 \left[1 - \eta \frac{a_2^2 - a_3^2}{4a_1^2} \right] \cong 0, \quad (90)$$

а затем с помощью (87) находятся и выражения q_2 и q_3 . Найденные p_2 , p_3 , q_2 , q_3 , конечно, тождественны выражениям (79)—(81) и (86).

Тензор дисперсии скоростей имеет такие компоненты:

$$\begin{pmatrix} 1/k & 0 & 0 \\ 0 & (\sigma^2 h_1 h_2 \cos^2 \alpha)/a_1^2 & (\sigma^2 h_1 h_2 \sin \alpha \cos \alpha)/a_1^2 \\ 0 & (\sigma^2 h_1 h_2 \sin \alpha \cos \alpha)/a_1^2 & (\sigma^2 h_1 h_2 \sin^2 \alpha)/a_1^2 \end{pmatrix} \cdot \left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{a_i^2}\right). \quad (91)$$

Для нахождения компонентов σ_{32} и σ_{23} принималось во внимание очевидное следствие из интеграла (34): если обозначить пекулярные скорости $v_2 = x_2 - \bar{x}_2$ и $v_3 = x_3 - \bar{x}_3$, то $v_3 = v_2 \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Все компоненты σ_{ij} остаются постоянными на семействе поверхностей, подобных граничной, и на последней обращаются в нуль. Подчеркнем, что недиагональные компоненты $\sigma_{23} = \sigma_{32}$ отличны от нуля.

8. *Предельный переход к модели Фримана.* Эллипсоид Фримана вращается вокруг одной из главных осей симметрии, и величина угловой скорости должна быть такой, чтобы вдоль наибольшей из экваториальных осей дисперсия скоростей обращалась в нуль. Очевидно, эта ось и определяет направление особой прямой. Поэтому нам при предельном переходе надо следить, чтобы особая прямая стремилась совпасть с наибольшей из возможных экваториальных осей. Так как особая прямая лежит в плоскости Ox_2x_3 и для нашей модели $a_2 > a_3$, то к модели Фримана можно перейти только при $\Omega_2 \rightarrow 0$. Тогда ось вращения стремится совпасть с осью Ox_3 , а особая прямая — с осью Ox_2 . Имеем

$$\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}; \quad \omega_3 \rightarrow 0; \quad \omega_2 \rightarrow \Omega_3 = \sqrt{2A_2}; \quad \eta \rightarrow 1. \quad (92)$$

Таким образом, верхний предел для параметра η равен единице. Далее

$$\mu^2 \rightarrow K_2 = 2A_3; \quad \nu^2 \rightarrow K_1 = 2(A_1 + 3A_2). \quad (93)$$

Из формул (20), (21) следует

$$l_\mu \rightarrow -\infty \text{ (как } \cos^{-1} \alpha); \quad l_\nu \rightarrow 0 \text{ (как } \cos \alpha), \quad (94)$$

поэтому, согласно формулам (39), (40)

$$\tau \rightarrow \pi/2; \quad \psi \rightarrow 0; \quad \beta \rightarrow \pi/2.$$

Но из физических соображений ясно, что хотя $l_\mu \rightarrow -\infty$, но произведение $C_1 l_\mu$ в формулах (41) должно быть конечным. Поэтому следует потребовать $C_1 = 0$. При $C_1 = 0$ два рукава фигуры (42) сливаются в один (рис. 2а). Получается эллиптический цилиндр с прямыми образующими, параллельными оси вращения модели. Основания цилиндра не скошены. В двух точках цилиндр касается поверхности модели — это легко видно.

из условия (65) и выражений для h_i (97). Важно отметить, что при слиянии рукавов фактически происходит наложение двух движений по этим рукавам на один итоговый цилиндр. Поскольку же направление вращения на рукавах совпадает (раздел 4), то вращение на итоговом рукаве не исчезает. Само движение частицы описывается формулами, которые получаются при описываемом предельном переходе из формул (31)

$$\begin{aligned}x_1 &= C_2 \cos [\sqrt{2(A_1 + 3A_2)} t - \varepsilon_2], \\x_2 &= -x_3^{(0)} - 2 C_2 [A_2/(A_1 + 3A_2)]^{1/2} \sin [\sqrt{2(A_1 + 3A_2)} t - \varepsilon_2], \\x_3 &= \bar{C}_1 \sin [\sqrt{2A_3} t - \varepsilon_1].\end{aligned}\quad (96)$$

Отсюда следует, что вращение частицы по поверхности цилиндра происходит навстречу вращению эллипсоида. В направлении Ox_3 происходят гармонические колебания. Такое движение частицы и характерно для модели Фримана.

Предельным переходом в соответствующих формулах получим также

$$h_1 \rightarrow 0 \text{ (как } \cos^2 x); \quad h_2 \rightarrow a_1^2; \quad h_3 \rightarrow a_2^2 - a_1^2 \frac{4A_2}{A_1 + 3A_2}, \quad (97)$$

так что коэффициенты поля скоростей будут равны

$$p_2 \rightarrow 2\sqrt{2A_2}; \quad p_3 \rightarrow 0; \quad q_2 \rightarrow 2\sqrt{2A_2} \cdot \frac{a_1^2}{a_2^2}; \quad q_3 \rightarrow 0. \quad (98)$$

Наконец, компоненты тензора дисперсии скоростей равны

$$\begin{aligned}\sigma_{11} &= 2a_1^2 (A_1 + 3A_2) [1 - 4A_2/(A_1 + 3A_2)] \left(1 - \sum_1^3 x_i^2/a_i^2\right); \\ \sigma_{33} &= 2A_3 a_3^2 \left(1 - \sum_1^3 x_i^2/a_i^2\right); \quad \sigma_{22} = \sigma_{23} = \sigma_{32} = 0.\end{aligned}\quad (99)$$

Итак, предельный переход завершен — из модели с наклонным вращением получена модель Фримана с «прямым» вращением и форма последней описывается уравнением (54).

9. *Предельные переходы к сопряженным эллипсоидам без дисперсии скоростей.* Зафиксируем у модели с дисперсией скоростей параметр $\frac{a_2}{a_1}$ и будем уменьшать, начиная с единицы, величину параметра γ . Тогда от модели Фримана перейдем к модели с наклонным вращением. Уменьшая γ , мы одновременно изменяем ориентацию модели относительно оси вращения. При каком-то $\gamma = \gamma_1 < 1$ эта ориентация будет такой же, как и у одной из построенных в разделе 5 моделей без дисперсии скоростей

(рис. 4). Условно назовем ее моделью «А». Точка $\eta = \eta_1$ — критическая, и уменьшать далее параметр η не имеет смысла, пока не выясним детали предельного перехода к модели «А».

Осисвой этого предельного перехода является обращение в нуль всех компонентов тензора (91). Для этого одну из функций h_1 или h_2 следует обратить в нуль. Относительной самостоятельностью обладает только одна из них (см. (61)). Из уравнения (65) известно, что одновременно с h_1 должна обращаться в нуль и C_1 . Вспоминая, что в разделе 5 модели без дисперсии скоростей построены именно при $C_1 = 0$, нам теперь следует потребовать $h_1 = 0$. Тогда из формулы (66) имеем

$$(a_2^2/a_1^2) \cos^2 \alpha + (a_3^2/a_1^2) \sin^2 \alpha = l_v^2. \quad (100)$$

Тогда из (21) и первого из уравнений (46) следует

$$l_v^2 = \frac{K_1 - v^2}{K_2 - v^2} = a_2^2/a_1^2 + \frac{4\omega_2\omega_3}{K_2 - v^2} \operatorname{tg} \alpha. \quad (101)$$

Из последних двух уравнений с учетом тождества (74) получаем

$$\frac{a_2^2 - a_3^2}{8a_1^2} (K_2 - v^2) = A_3 - A_2. \quad (102)$$

Но

$$K_2 - v^2 = 2[(A_3 - A_2)(2\eta - 1) - \pi G\rho + \sqrt{(\pi G\rho + A_3 - A_2)^2 - 4\pi G\rho\eta(A_3 - A_2)}],$$

и с учетом (54) уравнение (102) приводится к виду

$$\eta^2 - \eta \frac{4a_1^2 + a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 - a_3^2} + \frac{4a_1^2 a_2^2}{(a_2^2 - a_3^2)^2} = 0. \quad (103)$$

Корни этого уравнения совпадают с корнями (53). Этим полностью доказано, что случай $h_1 = 0$, $C_1 = 0$ действительно приводит к двум сопряженным моделям без дисперсии скоростей. Деформация фигуры (42) в этом случае более радикальна, чем при переходе к модели Фримана: два рукава ее не только сливаются в один, но последний еще и сжимается в плоский эллипс. Это видно из обращения в нуль стороны $AD = 2C_1 \frac{|L_\mu|}{\cos \psi}$ параллелограмма на рис. 1b.

Итак, на интервале $\eta_1 \leq \eta \leq 1$ наша модель граничит с моделью Фримана и с моделью „А“ без дисперсии скоростей. Поскольку дисперсия не может быть меньше нуля, переход за критическую точку η_1 невозможен. Но, как мы выяснили, $h_1 = 0$ и при $\eta = \eta_2$, что соответствует уже другой модели без дисперсии скоростей. Последняя со-

пряжена с моделью „А“, и назовем ее моделью „Б“. Для выяснения обстоятельств предельного перехода к модели „Б“ рассмотрим, при фиксированном $\frac{a_2}{a_1}$ графики функций h_1 , h_2 и h_3 (рис. 5). Нас интересуют на плоскости $\left(\frac{h_i}{a_1^2}, \eta\right)$ только те области, где все $h_i \geq 0$.

Видно, что, наряду с уже известным нам интервалом $\eta_1 \leq \eta \leq 1$, имеется еще один $\eta_3 \leq \eta \leq \eta_2$, где модель также существует. При $\eta = \eta_2$ достигается переход к модели „Б“, а при $\eta = \eta_3$ — к специальной модели (также с наклонным вращением), у которой обращается в нуль компонент σ_{11} . В последнем проще всего убедиться из того, что при $\eta \rightarrow \eta_3$ будет $h_3 \rightarrow 0$ и (см. (82)), тогда $x \rightarrow \infty$. Но последнее и означает $\sigma_{11} = 0$. Заметим, что при заданном $\frac{a_2}{a_1}$ значение η_3 находилось численно из (68) при нулевой левой части этого уравнения. Все три критические точки η_1 , η_2 , η_3 зависят от параметра $\frac{a_2}{a_1}$ (рис. 6). Там же изображена и функция η^* , находимая из условия $K_1 = K_2$.

$$\eta^* = [2A_2A_3/(A_2 + A_3 - \pi C_p) - A_2]/(A_3 - A_2). \quad (104)$$

Видно, что модель существует только при $K_2 > K_1$, а случай $K_2 \leq K_1$ невозможен. Это и имелось в виду в примечании к неравенствам (25).

Итак, мы выяснили, что модель с дисперсией скоростей содержит в себе, как частные случаи, четыре однопараметрические модели. Две из них — это сопряженные модели без дисперсии скоростей; две другие — это модель Фримана и вырожденный случай модели с дисперсией скоростей и наклонным вращением, у которой обращается в нуль компонент дисперсии σ_{11} .

10. *Заключение.* В данной статье проводилось построение равновесных фигур звездных систем и ничего не говорилось об их устойчивости. Исследование на устойчивость будет проведено в следующей статье.

Выражаю благодарность В. А. Антонову за внимание и критическое отношение к работе.

COLLISIONLESS COUNTERPARTS OF THE RIEMAN ELLIPSOIDS:
THE SELF-CONSISTENT ELLIPSOIDAL MODEL WITH
OBLIQUE ROTATION

B. P. KONDRAT'EV

The new self-consistent stellar dynamics model of rotating barred system is constructed. The case where the angular velocity vector Ω does not coincide with a principal symmetry axis but lies in one of the principal planes of the ellipsoid is considered. The properties of individual stellar orbits are investigated and the condition for preservation of the outer elliptical boundary is derived. The model has two variable parameters: the axial ratio $\frac{a_2}{a_1}$ and the angle of orientation of the ellipsoidal figure about its own rotational axis. There are two disconnected domains in the $\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{\Omega_3^2}{2A_2}\right)$ —plane. In limiting cases, the model is transformed into four models with the only variable parameter $\frac{a_2}{a_1}$. Two of them may be considered as limiting forms of the adjoint Riemann ellipsoids of type II (without pressure). Two other models have velocity dispersion. Among them are we noticeable Freeman's ellipsoid with determining form and a special model with an oblique rotation.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. C. Freeman, M. N. RAS, 133, 47, 1966.
2. K. C. Freeman, M. N. RAS, 134, 1, 1966.
3. K. C. Freeman, M. N. RAS, 134, 15, 1966.
4. В. А. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
5. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
6. Б. П. Кондратьев, Тезисы докладов Всесоюзной конференции «Структура галактик и звездообразование», Киев, 1983, стр. 15.
7. Б. П. Кондратьев, Астрон. ж., 60, 858, 1983.

УДК: 524.575:520.828

О КОМЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ ПАРСАМЯН 21

В. М. ПЕТРОСЯН

Поступила 19 апреля 1984

Принята к печати 25 мая 1984

Приведены результаты изоденситометрического и спектрофотометрического исследования кометарной туманности P21 и связанного с ней ядра. Форма изоденс ядра отличается от таковых для нормальных звезд, чем напоминает R Моп. Спектральное исследование ядра P21, проведенное на основе наблюдательного материала за 1981—1982 гг., показывает, что оно является звездой класса F2—F5V, с оболочкой, расширяющейся со скоростью около 120 км/с.

1. *Введение.* Кометарная туманность Парсамян 21 (P21) [1] по своей внешней форме напоминает известную кометарную туманность NGC 2261, связанную с объектом R Моп. Она входит в «Каталог кометарных туманностей и родственных объектов» [2] под номером 88 и описана как объект класса Ia, в который входят туманности конической формы с ядром в вершине конуса и прототипом которых является NGC 2261.

Ядром туманности P21 служит переменный в непрерывном спектре и в линиях звездообразный объект [3, 4]. По излучению в инфракрасном диапазоне длин воли ядро P21 отнесено Коэном к тому же типу объектов, что и ядро NGC 2261 [5].

P21 расположена в периферии безымянной, маленькой по размерам темной туманности, находящейся в созвездии Орла. На западной стороне туманности наблюдается явно связанное с ней сгущение.

Область P21 наблюдалась в основных линиях и линиях-спутниках гидроксила. Излучение или поглощение в этих линиях от указанной области не обнаружено [6, 7]. P21 наблюдалась также с целью обнаружения высокоскоростной ^{12}CO эмиссии [8], но таковая для нее не наблюдалась. Обнаруженная CO эмиссия в линии 115 GHz ($J = 1 \rightarrow 0$) имела полуширину всего $\Delta V = 3\text{ км/с}$. Туманность наблюдалась также в непрерывном спектре в радиодиапазоне, величина радиопотока от нее на 12 см меньше 20 мЯн, а на 21 см — 50 мЯн [9].

В настоящей работе приведены результаты детального изоденситометрического и спектрофотометрического исследования туманности P21 и ее ядра.

2. *Наблюдательный материал и его обработка.* Прямой снимок P21, использованный для изоденситометрического исследования, получен на 2-м телескопе Таугенбургской обсерватории ЦИА АН ГДР в V-лучах.

Спектральные наблюдения P21 проведены в первичном фокусе 6-м телескопа Специальной астрофизической обсерватории АН СССР со спектрографом UAGS с телевизионным 500-канальным сканнером со счетом фотонов. Эффективное спектральное разрешение при наблюдениях составляло около 5А (дисперсия 100 А/мм).

В табл. 1 приведены данные о спектральных наблюдениях туманности P21. Часть туманности, для которой был получен спектр, находится в среднем на расстоянии 5" севернее ядра P21.

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ТУМАННОСТИ P 21
ЗА ПЕРИОД 1981—1982 гг.

Область	Дата	Экспоз. (мин)	Спектр. диапазон. (А)
Ядро P 21	9.5.1981	15	5840—7220
"	13.5.1981	15	"
"	26.7.1981	15	"
"	"	10	4740—6100
"	"	10	3780—5120
"	28.7.1981	10	5840—7220
Туман. P 21	"	10	"
Сгущ. в P 21	"	10	"
Ядро P 21	19.6.1982	10	6120—7510

Изоденситометрическое исследование туманности P21 проведено фотографическим методом [10] в фотолаборатории Таугенбургской обсерватории. На рис. 1 приведены фотографии девяти изоденситометрических сечений P21.

3. *Результаты.* Как видно из рис. 1 (изоденситометрические сечения 1 и 2), туманность P21 имеет классическую кометообразную форму с малым углом раствора ($\alpha \sim 15^\circ$). Распределение яркости по туманности неоднородно. Ее западная часть по яркости намного превосходит восточную. В западной части туманности на расстоянии 40" от ядра наблюдается сгущение иррегулярной формы, явно связанное с туманностью. Распреде-

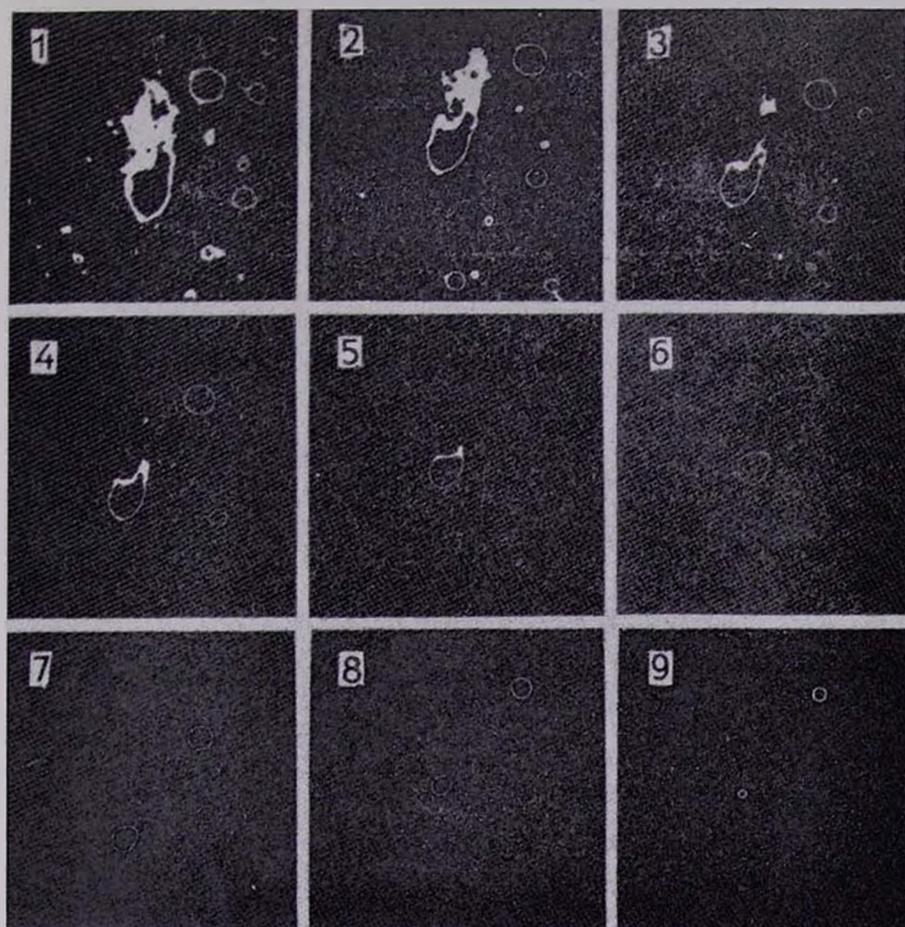


Рис. 1. Фотографии изоденситометрических сечений кометарной туманности Р21. Плотность $D-D_0$ для сечений 1—9 равна соответственно 0, 0.02, 0.05, 0.10, 0.20, 0.30, 0.50, 0.70 и 1.10.

ние яркости и форма изоденс ядра P21 отличаются от таковых для звезд. Даже на крайне плотных изоденситометрических сечениях (рис. 1, сечения 8 и 9), для которых $D - D_{\text{фон}} = 0.7$ и 1.10 , соответственно, изоденсы ядра имеют эллипсоидальную форму. Этим, как неоднократно отмечалось ранее, ядро P21 напоминает ядро NGC 2261.

На спектрограммах ядра P21, полученных 26.7.1981 г. и охватывающих спектральный диапазон 3780—7220 АА, наблюдаются абсорбционные линии бальмеровской серии водорода (начиная от H_α до H_{10} включительно), абсорбционные линии Fe I, Fe II, Ca II, Na I, Ti I, Ti II и линии других элементов. Так как спектральное разрешение при наблюдениях невысокое (5А), то многие линии сливаются в бленды. Всего было отождествлено 39 одиночных линий и бленд. При отождествлении были использованы таблицы [11, 12], а также таблицы отождествленных линий в спектрах Солнца [13] и Проциона [14]. По этим спектрограммам нами были определены эквивалентные ширины одиночных линий и бленд. Соответствующие данные приведены в табл. 2, в последовательных столбцах которой представлены: длины волн отождествленных линий и бленд, их эквивалентные ширины, лабораторные длины волн и соответствующие им химические элементы. Причем, для бленд приведены лабораторные длины волн всех линий, образующих бленду, и соответствующие им элементы.

В табл. 3 приведены значения эквивалентных ширин и центров тяжести линии H_α в спектре ядра туманности P21 в разные ночи.

В спектре самой туманности P21 нами уверенно отождествлены лишь две абсорбционные линии: H_α на λ 6557.7 и дублет ($D_1 + D_2$) Na I на λ 5892.0. Эквивалентные ширины этих линий соответственно равны: $W_{H_\alpha} = 5.0 \text{ \AA}$ и $W_{(D_1 + D_2)} = 3.3 \text{ \AA}$. На спектре туманности видны также следы линий Ca I + Fe I (6493.78 + 6494.98 А), и Fe I + Fe II (6246.33 + 6247.56 А).

Что касается спектра сгущения, наблюдаемого на западной стороне туманности P21 на расстоянии 40" от ядра, то в нем спектральные линии не обнаружены, что, возможно, объясняется слабостью полученного спектра.

3. *Обсуждение.* Согласно наблюдениям 1978 г. в спектре туманности и ее ядра у линии H_α наблюдался эмиссионный компонент и присутствовала эмиссионная линия [N II] λ 6584. А на всех спектрограммах туманности P21 и ее ядра, полученных за период 1981—1982 гг., линия H_α наблюдается только в поглощении, а линия [N II] λ 6584 отсутствует. Это свидетельствует о нестационарных процессах, происходящих в них. Следует заметить, что слабая эмиссия в H_α наблюдалась и ранее Дибам [15].

По абсорбционным линиям, наблюдаемым в спектре ядра туманности P21, сделана попытка оценить значение лучевой скорости объекта.

Таблица 2

АБСОРБЦИОННЫЕ ЛИНИИ, ОБНАРУЖЕННЫЕ В СПЕКТРЕ ЯДРА ТУМАННОСТИ P21

$\lambda(\text{A})$	$W_{\lambda}(\text{A})$	$\lambda_{\text{н}}(\text{A})$	Элемент
1	2	3	4
3796.0	5.6	3795.01	Fe I
		3797.52	Fe I
		3797.50	H 10
		3798.52	Fe I
		3799.56	Fe I
3830.0	7.9	3829.36	Fe I
		3832.30	Mg I
		3835.38	H 9
3873.3	1.6	3872.50	Fe I
3889.1	6.2	3886.28	Fe I
		3887.05	Fe I
		3888.52	Fe I
		3889.05	H 8
3931.6	8.0	3933.67	KCa II
3964.7	11.0	3968.47	HCa II
		3570.07	H ₂
4079.7	3.2	4077.71	Sr II
		4078.36	Fe I
		4078.47	Ti I
		4079.19	Fe-I
		4079.24	Mn I
		4079.42	Mn I
		4079.85	Fe I
		4080.23	Fe I
		4080.29	Fe I
4101.3	6.0	4101.74	H ₂
4175.9	1.7	4173.32	Fe I
		4173.45	Fe I
		4173.54	Ti II
		4173.93	Fe I

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4
		4174.09	Ti II
		4174.92	Fe I
		4175.64	Fe I
		4176.57	Fe I
4302.1	4.7	—	G-полоса
4339.8	7.4	4340.47	H _γ
4388.5	3.2	4385.26	Fe I
		4385.38	Fe II
		4387.90	Fe I
		4388.41	Fe I
		4390.95	Fe I
		4390.98	Ti II
4526.0	2.0	4522.63	Fe II
		4522.80	Ti I
		4525.14	Fe I
		4525.21	Ti II
		4526.51	Fe I
		4526.56	Fe I
		4526.47	Cr I
4549.6	3.0	4549.47	Fe I
		4549.63	Ti II
4590.1	2.4	4588.22	Cr II
		4589.89	Cr II
		4589.96	Ti II
		4591.39	Cr I
		4592.09	Cr II
		4592.53	Ni I
		4592.66	Fe I
4668.7	1.3	4666.75	Fe II
		4667.46	Fe I
		4667.58	Ti I
		4668.07	Fe I
		4668.14	Fe I

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4
4708.1	1.8	4702.99	Mg I
		4707.28	Fe I
		4707.49	Fe I
4733.0	0.8	4731.44	Fe II
4766.7	1.1	4765.86	Mn I
		4766.43	Mn I
4807.7	1.2	4805.10	Fe I
		4810.54	Zn I
4857.6	10.4	4861.3	H β
4921.02	2.0	4923.92	Fe II
		4924.78	Fe I
4985.2	0.8	4983.26	Fe I
		4983.86	Fe I
		4985.55	Fe I
5019.1	1.7	5018.43	Fe II
5169.9	2.1	5167.32	Mg I
		5167.49	Fe I
		5169.03	Fe II
5209.2	2.6	5206.04	Cr I
		5208.44	Cr I
		5208.60	Fe I
5233.0	1.5	5232.95	Fe I
5266.57	2.6	5265.56	Ca I
		5265.72	Cr I
		5266.56	Fe I
		5269.54	Fe I
		5270.27	Fe I
		5270.36	Fe I

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	5
5330.6	2.9	5328.04	Fe I
		5328.04	Cr I
		5328.53	Fe I
		5332.68	Fe I
		5332.90	Fe I
5529.4	1.5	5528.41	Mg I
5578.8	5.0	5572.85	Fe I
		5576.10	Fe I
		5581.98	Ca I
		5586.76	Fe I
5662.2	0.8	5662.71	Fe I
		5663.60	Fe I
		5665.71	Fe I
5685.8	0.8	5686.53	Fe I
5710.0	1.8	5708.44	Si I
		5709.38	Fe I
		5709.56	Ni I
		5711.09	Mg I
		5711.87	Fe I
		5712.14	Fe I
5786.0	1.0	5787.99	Cr I
		5791.00	Cr I
		5791.04	Fe I
5891.4	2.5	5889.95	Na I (D_1)
		5895.92	Na I (D_2)
6252.7	1.2	6247.56	Fe II
		6252.56	Fe I
		6254.25	Si I
		6254.26	Fe I
6493.8	2.2	6493.78	Ca I
		6494.98	Fe I

Таблица 3

НАБЛЮДЕНИЯ H_2 В СПЕКТРЕ ЯДРА
ТУМАННОСТИ P21

Дата	W_{H_2} (Å)	$\lambda_{ц.т.}$ (Å)
9.5.1981	5.0	6559.4
13.5.1981	5.6	6559.3
26.7.1981	5.7	6559.3
28.7.1981	5.3	6557.5
19.6.1982	5.5	5557.9

По наблюдениям спектра ядра туманности 1978 г. [4] у эмиссионной линии H_2 с коротковолновой стороны наблюдался смещенный абсорбционный компонент ($V_r = -270$ км/с), который, вероятно, образовался в расширяющейся оболочке ядра P21. Вероятно, что и в период наблюдений 1981—1982 гг. линии бальмеровской серии водорода, а также линии Ca II образовались в движущейся оболочке ядра. Исходя из сказанного, для определения скорости ядра P21 взяты только одиночные абсорбционные линии Fe I, Fe II, Mg I (всего 6 линий). По этим линиям для гелиоцентрической лучевой скорости получено значение $+27 + 21$ км/с. Следовательно, по отношению к местному стандарту покоя лучевая скорость ядра P21 будет равна $V_{LSR} = +10$ км/с.

Расстояние туманности P21, соответствующее этому значению V_{LSR} , получается порядка 0.7 кпс (для постоянной Оорта взято значение $A = 15$ км/с кпс).

Расстояние до P21 можно оценить независимым образом, с помощью межзвездных линий (D_1, D_2) NaI.

Как показано ниже, ядро P21 имеет спектральный класс F2—F5. Поэтому, «собственные» линии NaI у него должны быть очень слабыми и, исходя из этого, можно предположить, что наблюдаемые в спектре P21 линии NaI имеют межзвездное происхождение. Для значения дублетного отношения линий NaI получим значение $DR \approx 1.25$. Пользуясь формулой, приведенной в работе Мюнча [17], для полного числа атомов натрия на луче зрения при данном значении DR получим $N = 3 \cdot 10^{13}$ ион/см². При этом, предположив, что распределение атомов NaI по лучу зрения равномерное, может быть определено расстояние до P21, если известна плотность атомов натрия в данном направлении. Взяв из [18] ее значение, равное $11 \cdot 10^{-9}$ атом/см³, получим $r = 600$ пс, что по порядку величины не отличается от расстояния, определенного по величине V_{LSR} .

Как отмечалось ранее, ядро P21 является переменным объектом. Согласно [3] его визуальная звездная величина может меняться от 14^m8

до 13^m6 . Если принять, что общее поглощение в направлении P21 равно 1^m0 [19], то получим оценку абсолютной визуальной звездной величины ядра $+4^m6 \div 3^m4$. Так как P21 связана с темной туманностью, то эта оценка, вероятно, соответствует нижнему пределу светимости ее ядра.

На низкую светимость ядра P21 указывает отсутствие в его спектре заметной линии CaI $\lambda 4226$ в поглощении и хорошо развитая G-полоса.

Поэтому ядро P21 можно классифицировать как звезду пятого класса светимости.

Для определения спектрального класса ядра P21 нами были использованы следующие характерные линии: KCa II, H_γ + HCa II, H_β, G-полоса, H_γ. В работе Копылова [20] приведена эмпирическая зависимость между спектральным классом звезды и величиной $W_\lambda = \frac{1}{2}[W(H_\gamma) + W(H_\beta)]$. Согласно этой зависимости, при $W_\lambda = 6.7$ А спектральный класс ядра будет F2.

В работе Андрия и др. [21] в качестве индикаторов спектрального класса отобраны линии, указанные выше. Используя приведенную в ней таблицу зависимости эквивалентных ширин абсорбционных линий от спектрального класса и значения эквивалентных ширин отмеченных линий, приведенных в табл. 2, мы получим данные, приведенные в табл. 4.

Таблица 4

СПЕКТРАЛЬНЫЙ КЛАСС ЯДРА P21, ОПРЕДЕЛЕННЫЙ ПО ЭКВИВАЛЕНТНЫМ ШИРИНАМ АБСОРБЦИОННЫХ ЛИНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В РЕЗУЛЬТАТЕ НАБЛЮДЕНИЙ 1981—1982 гг.

Линии	W_λ (А)	Sp
KCa II	8.0	F2
H _γ + HCaII	11.0	F5
H _β	6.0	F5
G-полоса	4.0	F5
H _γ	7.4	F2

Таким образом, на основе вышесказанного можно утверждать, что спектральный класс ядра туманности P21 находится в интервале F2—F5.

Тот факт, что по наблюдениям 1966 г. спектр ядра P21 был классифицирован Дибам как A5e α [15], по всей вероятности был обусловлен повышенной активностью звезды. На это указывало и присутствие линии H_α в эмиссии. Можно считать, что спектральный класс ядра P21 меняется в пределах A5e α — F5.

Если считать, что абсорбционные линии бальмеровской серии водорода и Ca II образуются в расширяющейся оболочке ядра, то скорость расширения оболочки, измеренная по линиям H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} и KCa 11, будет $117 \text{ км/с} \pm 36 \text{ км/с}$.

4. *Заключение.* На основе результатов настоящего изоденситометрического и спектрофотометрического исследования P21 можно сделать следующие выводы:

1. Распределение яркости и форма изоденс ядра P21 отличаются от таковых для нормальных звезд.

2. Туманность P21 находится на расстоянии около 700 пс.

3. Ядро P21 является объектом главной последовательности. Его спектральный класс — F2—F5V.

4. Бальмеровские линии водорода и линии Ca II, по всей вероятности, образуются в оболочке ядра, расширяющейся со скоростью около 120 км/с.

В заключение автор выражает благодарность Э. С. Парсамян за постоянное внимание и обсуждение результатов, Л. В. Мирзояну за ценные замечания, Ф. Бёрнгену за предоставление пластинки со снимком туманности P21, В. Хёгнеру за помощь при построении изоденс туманности, сотрудникам САО АН СССР за помощь при наблюдениях со сканнером.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE COMETARY NEBULA PARSAMIAN 21

V. M. PETROSSIAN

The results of isodensitometric and spectrophotometric investigations of the cometary nebula P 21 and the coherent nucleus are presented. The shape of isodenses is different from that of normal stars and resembles R Mon. The spectral investigation of the nucleus of P 21 (1981—1982) shows that it has a spectral type F2—F5V and an envelope expanded with V_r about 120 km/s.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. С. Парсамян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 18, 146, 1965.
2. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Сообщ. БАО, 51, 3, 1979.
3. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Астрофизика, 14, 521, 1978.
4. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Жерби-га—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 281.

5. *M. Cohen*, PASP, 86, 813, 1974.
6. *B. E. Turner*, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 37, 1, 1979.
7. *J. D. Fix, R. L. Mutel*, Astrophys. Letters, 19, 37, 1979.
8. *J. Bally, C. J. Lada*, Ap. J., 265, 824, 1983.
9. *K. C. Turner, Y. Terzian*, A. J., 87, 881, 1982.
10. *W. Höpner*, Sterne, 50, 35, 1974.
11. *А. Н. Зайденъ, В. К. Прокофьев, С. М. Райский, В. А. Славный, Е. А. Шрейдер*,
Таблицы спектральных линий, М., 1969.
12. *C. E. Moore*, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton, 1945.
13. *C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Hontgast*, The Solar Spectrum, 2935-A to
8770 A, National Bureau of Standards Monograph, 61, Washington, 1966.
14. *J. W. Swenson*, Ap. J., 103, 207, 1947.
15. *Э. А. Дибай*, Астрофизика, 5, 249, 1969.
16. *G. H. Herbig*, Ap. J., 214, 747, 1977.
17. *G. Münch*, Ap. J., 125, 42, 1957.
18. *L. Binnedijk*, Ap. J., 115, 428, 1952.
19. *Т. А. Уранова*, Сообщ. ГАИШ, № 163, 35, 1970.
20. *И. М. Копылов*, Изв. Крымской обс., 35, 11, 1966.
21. *Y. Andrillat, S. Souffrin, D. Alloin*, Astron. Astrophys., 19, 405, 1972.

УДК: 524.354.4

ПАРЫ ПУЛЬСАРОВ, ВОЗМОЖНО СОСТАВЛЯВШИЕ
В ПРОШЛОМ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ

Б. М. ВЛАДИМИРСКИЙ

Поступила 29 марта 1983

Принята к печати 26 марта 1984

Исходя из результатов ранее проведенного анализа статистики пульсаров [8, 9] предложен метод выделения пульсаров, входящих в прошлом в двойную систему. С помощью этого метода составлен каталог вероятных пар пульсаров — компонентов распавшейся двойной системы (табл. 1). Анализ этого каталога показывает, что в него оказались включены объекты, в большинстве своем действительно обладающие признаками двойственности в прошлом. Найдено, что разлет пары после второй вспышки сверхновой происходит, вероятно, изотропно относительно наблюдателя, но оси вращения компонентов взаимно коррелированы. Средняя скорость разлета составляет 260 ± 150 км/с. z — составляющая скорости движения пары после первой вспышки — около 30 км/с. Возможно, что некоторые плерны и γ -источники также образовались в результате распада двойной системы.

1. *Введение.* Согласно современным представлениям, заметная доля пульсаров должна образовываться в процессе эволюции тесных двойных систем, состоящих из массивных звезд (см. в качестве обзора [1]). На некотором этапе эволюции подобной системы один из компонентов вспыхивает как Сверхновая. Система при этом обычно остается связанной, ибо взрывается обычно менее массивный компонент и известное условие распада $\Delta M \geq 1/2 (M_1 + M_2)$ не выполняется. Однако пульсар не наблюдается как обычный радиопульсар — из-за наличия экранирования его радиоизлучения ветром близкого второго компонента (он может наблюдаться как γ -пульсар [2]). Радио- и гамма-излучения далее прекращаются с началом аккреции вещества второго компонента на пульсар, когда система наблюдается как рентгеновский источник. На заключительном этапе эволюции, как Сверхновая, вспыхивает и второй компонент. Вероятность сохранения системы при этом оказывается низкой ($\approx 10^{-3} \div 10^{-1}$ [3, 4]) и в итоге образуется пара разлетающихся пульсаров. Поиск таких пар представляет значительный интерес. Первая попытка выделять их была предпринята Г. С. Бисноватым-Коганом и Б. В. Комбергом [5, 6], исполь-

зовавшими в качестве критериев принадлежности пульсаров двойной системе малое взаимное угловое расстояние и пониженное значение напряженности магнитного поля одного из возможных компонентов. Позже Г. Райт [7] для решения этой же задачи предложил использовать разделение пульсаров на объекты с «нормальным» и «аномальным» ($> 10^7$ лет) характерными возрастaми. К сожалению, с помощью этих критериев удалось выделить очень небольшое число пар, что не позволило сделать каких-либо определенных заключений о физической связи между их компонентами.

В [8, 9] было показано, что наблюдаемая популяция пульсаров распадается на две группы, если в качестве классифицирующего параметра использовать величину эффективности трансформации полного энергвыделения пульсара (связанного с замедлением $|\dot{E}|$) в радиоизлучение, $\tau = L_R/|\dot{E}|$, где L_R — светимость пульсара в радиодиапазоне. Некоторые свойства этих двух выделенных типов пульсаров, П (связанных с плерионами) и О («старых», *old*) позволяют предположить, что О-пульсары образовались после первой вспышки Сверхновой в двойной системе, а пульсары типа П — после второй (приведшей систему к распаду) или были одиночными (см. подробнее [9]). Для дальнейшего существенно отметить, что для пульсаров типа П («плерионных») их характерный возраст $\tau = 1/2 p/\dot{p}$ близок к хронологическому. Это не имеет место для «старых» пульсаров О-типа, получивших в процессе аккреции дополнительный момент и возобновивших радиоизлучение. Для этих пульсаров характерно наличие корреляции между периодом и напряженностью их магнитного поля.

Очевидно, если такое истолкование природы двух типов пульсаров правильно, открывается возможность разработки эффективного метода выделения пар пульсаров, входивших в прошлом в двойную систему. Результаты проверки этой возможности и посвящено настоящее сообщение.

2. Процедура отбора и каталог пульсаров, входивших в прошлом в двойные системы. Основной принцип поиска пар, возможно в прошлом физически связанных, следует из основных свойств П- и О-групп пульсаров и состоит в том, что для пульсаров П отыскивается пространственно близкий ему пульсар О. То, что при таком поиске следует исходить из П-пульсаров, обусловлено тем, что для этих пульсаров известен возраст, в среднем они имеют более низкую радиосветимость и, следовательно, при прочих равных условиях, вероятность их обнаружения — ниже. В каталогах П-пульсары составляют $\approx 30\%$ и располагаются в среднем на относительно более близких расстояниях. При рассмотрении возможной пары, если П-пульсар наблюдается, О-пульсар, его возможный партнер, на-

верняка будет фигурировать в каталоге (конечно, если его диаграмма излучения будет пересекать Землю!). Обратное — из-за наблюдательной селекции — не всегда справедливо.

Известные сейчас радиопульсары, входящие в двойные системы, 1913+16, 0820+02 и 0655+64, должны быть отнесены по всем признакам к О-типу. Некоторые дополнительные соображения, указывающие на то, что они получили дополнительный момент при аккреции, представлены в [10, 11]. Если вторые компоненты этих систем — пульсары, то эти последние должны принадлежать к типу II и не должны быть видны на больших расстояниях (как невидимый компонент 1913+16, ≈ 7 кпс).

Уместно сразу перечислить трудности при реализации этой схемы поиска когда-то связанных пар. 1) Для II-пульсаров основной классифицирующий параметр η довольно быстро возрастает с увеличением возраста пульсара τ . В связи с этим отнесение пульсара с $\tau \approx 10^6$ лет в какой-либо из групп часто бывает затруднительно, и классификация становится ненадежной. 2) Расстояния до пульсаров, определяемые в большинстве случаев по мере дисперсии, содержат неопределенность порядка множителя 1.5 (множитель 2 не исключается!). Это существенно не столько для оценки параметра η , сколько для решения вопроса о пространственной близости объектов. 3) С увеличением расстояния до объектов могут существенно начать сказываться малоизученные эффекты селекции (на больших расстояниях наблюдаются только наиболее мощные — может быть молодые? — О-пульсары).

С учетом сказанного, для поиска пар использовались следующие две процедуры: 1. Для каждого пульсара из списка надежно-классифицированных II-пульсаров [9] в площадке $12^\circ \times 12^\circ$ отыскивался пульсар типа О, располагающийся в радиальном направлении не далее 1 кпс от своего возможного партнера (различие в мерах дисперсии для обоих компонентов не более 30.0 пс см $^{-3}$). 2. Из каталога пульсаров [12] были выбраны все объекты с характерным возрастом $\tau \leq 1.5 \cdot 10^6$ лет (эта несколько условная величина соответствует нижней границе кинематического возраста пульсаров). Из полученного таким образом списка 66 объектов (пульсары 0531+21 и 0833-45 не рассматривались) исключены все явные и вероятные пульсары типа О, а также близкие (< 1 кпс) и далекие (> 8 кпс) пульсары независимо от их типа (один случай с $\tau < 10^5$ лет рассматривался, хотя расстояние было менее 1 кпс). Окрестности каждого из оставшихся 37 объектов изучались в радиусе ≤ 1 кпс с целью поиска возможного О-пульсара. Для классификации во всех случаях использовалось значение параметра η (для II-пульсаров обычно $\lg \eta > -5.30$), корреляция $P=P(H)$ (признак О-пульсаров), а также значения периода P и ширины пульса W_{50} . Где оказывалось возможным, использовались данные о расположении векторов перемещений пульсаров в картинной

плоскости [13] — партнеры не должны сближаться. Оба варианта обработки дали вполне аналогичные результаты, однако большая часть объектов представленного ниже каталога (табл. 1) получена с использованием II варианта. I вариант не позволил получить определенных заключений относительно наличия (отсутствия) возможных партнеров для многих пульсаров из-за их близости к наблюдателю — требовалось изучать значительно большие площадки, что сопряжено с большими неудобствами. Вероятным партнером во всех случаях считался наиболее близкий к П-пульсару О-пульсар. В тех случаях, когда к данному пульсару II могли бы быть отнесены два объекта, более вероятным партнером считался пульсар с более четко выраженными свойствами О-пульсаров. В ситуации, когда два потенциальных партнера оказались одинаково близкими по вычисленному расстоянию до П-пульсара, предпочтение оказывалось объекту, находящемуся на меньшем угловом расстоянии. Каждый пульсар фигурирует в табл. 1 только один раз.

3. *Анализ каталога пульсаров, возможно входящих в двойные системы.* Из 37 объектов табл. 1 партнера удалось подобрать в 27 случаях. Оставшиеся 10 объектов будем условно считать «одинокими». Само собой разумеется, ни в одном из 27 случаев, рассматриваемом отдельно, невозможно утверждение об их реальной физической связи. Ясно, что в каталоге пар, выделенных описанным выше способом, заведомо присутствуют пары объектов, оказавшихся близкими чисто случайно. Однако, если реально связанные в прошлом пары в табл. 1 численно преобладают над случайно сблизившимися, то в совокупности они должны обладать некоторыми вполне определенными свойствами, допускающими независимую проверку.

а) *Увеличение расстояния между компонентами со временем.*

Важнейшим из таких свойств является, очевидно, то, что компоненты пары должны расходиться, причем расстояние между ними должно в среднем возрасти с увеличением интервала времени между моментом взрыва (распадом системы и образованием П-пульсара) и моментом наблюдения. Иными словами, расстояния между компонентами реально связанной в прошлом пары должны в среднем увеличиваться с увеличением возраста τ_{II} П-пульсара. На рис. 1 такая зависимость построена для всех пар табл. 1. По ординате отложено расстояние между компонентами Δ (кпс), по абсциссе — возраст компонента — П-пульсара τ_{II} (в единицах 10^5 лет), номера сколов точек соответствуют порядковому номеру табл. 1. Из рассмотрения рис. 1 видно, что тенденция к возрастанию расстояния Δ с увеличением τ_{II} определенно наблюдается ($r = 0.33 \pm 0.12$). Она несколько нарушается, как видно из значений средних по интервалу τ , для

Таблица 1

№	II-пульсар		O-пульсар	
	PSR	P	PSR	P
1	0136+57	0.2724	0138+59	1.2229
2	0154+61	2.3517	нет	
3	0355+54	0.1564	нет	
4	0450+18	0.5489	0447-12	0.4380
5	0540+23	0.2460	нет	
6	0611+22	0.3349	0626-24	0.4766
7	0727-18	0.5102	0818-13	1.2381
8	0740-28	0.1668	0628-28	1.2444
9	0743-53	0.2148	0736-40	0.3749
10	0840-48	0.6444	0855-61	0.9625
11	0922-52	0.7463	0839-53	0.7206
12	0941-56	0.8081	0940-55	0.6644
13	1001-47	0.3071	0957-47	0.6701
14	1133-55	0.3647	1056-57	1.1850
15	1221-63	0.2165	нет	
16	1317-53	0.2797	1352-51	0.6443
17	1336-64	0.3785	нет	
18	1358-63	0.8428	1424-55	0.5703
19	1449-64	0.1795	1426-66	0.7854
20	1556-57	0.1945	1550-54	1.0813
21	1558-50	0.8642	нет	
22	1707-53	0.8992	нет	
23	1719-37	0.2362	нет	
24	1742-30	0.3674	1649-23	1.7037
25	1727-47	0.8997	нет	
26	1729-41	0.6280	нет	
27	1756-22	0.4610	1813-26	0.5929
28	1818-04	0.5981	1831-04	0.2901
29	1844-04	0.5977	1845-01	0.6594
30	1913+10	0.4045	1906+09	0.8303
31	1914+13	0.2818	1927+13	0.7600
32	1915+13	0.1946	1910+20	2.2330
33	1916+14	1.1809	1944+17	0.4406
34	1924+16	0.5798	1911+13	0.5215
35	1930+22	0.1444	1922+20	0.2378
36	2224+65	0.6825	2306+55	0.4751
37	2351+61	0.9448	2324+60	0.2337

$\tau_{\Pi} > 1.2 \cdot 10^6$ лет. Для больших значений возраста это представляется естественным, так как для соответственно больших значений $\Delta \approx 1$ кпс увеличивается вероятность зафиксировать случайно облизившуюся пару. Средний наклон для оставшихся 23 точек ($r = 0.47 \pm 0.11$), полученный методом наименьших квадратов, дает для скорости взаимного удаления компонентов 260 ± 150 км/с, что представляется вполне приемлемой величиной (если использовать все точки, это значение уменьшается менее чем на ошибку). Следует обратить внимание на то, что проведенная методом наименьших квадратов прямая не проходит через начало координат: $\tau = 0$ соответствует расстояние $\Delta_0 = 0.29$ кпс.

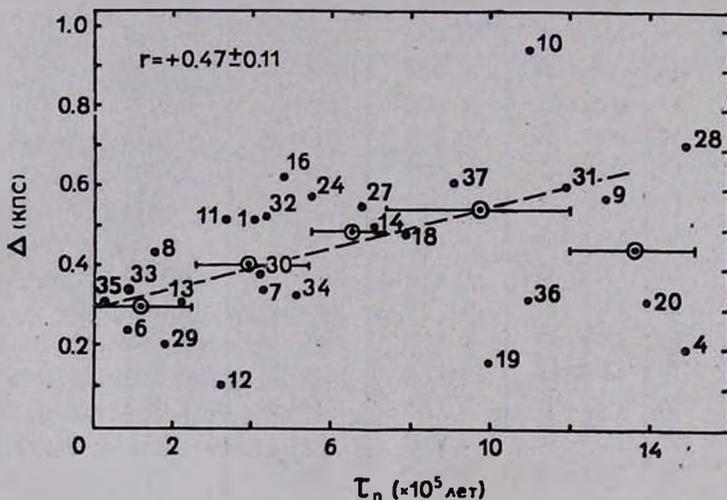


Рис. 1. По ординате — расстояние между Π - и O -пульсарами, возможно составлявшими в прошлом двойную систему (Δ , кпс). Расстояния вычислены из расстояний до каждого пульсара и углового расстояния между ними. По абсциссе — время, истекшее после второй вспышки Сверхновой и развала пары (характеристический возраст Π -пульсара τ_{Π} в единицах 10^5 лет). Цифры около точек — порядковый номер объектов из табл. 1, кружки без номера — средние значения по интервалам τ .

Такая особенность в расположении прямой может быть обусловлена двумя причинами: 1) систематическим завышением расстояния, определяемого по мере дисперсии. Для получения $\Delta_0 = 0.29$ кпс было бы достаточно предположить, что в данной выборке отношение использованного расстояния $d(DM)$ к реальному $d(r)$ в среднем составляет 1.20. Эта величина представляется вполне допустимой, хотя величина того же отношения в табл. 3 работы [12], где использовались независимые оценки расстояния, составляет 1.04; 2) присутствием случайных (фоновых) пар, попавших в обсуждаемую группу из-за неверной классификации или просто

случайно сблизившихся. Среднее расстояние между пульсарами в зоне $1 \div 3$ кпс, где располагаются в основном рассматриваемые объекты, составляет ≈ 0.65 кпс (оценка сделана в предположении, что пульсары распределены равномерно). Поэтому присутствие в данной выборке некоторого числа случайных пар неизбежно должно привести к $\Delta_0 \neq 0$.

Вклад обоих этих эффектов в обсуждаемый эффект оценить в настоящее время не представляется возможным. Очевидно, однако, что систематическая ошибка в расстояниях и (или) присутствие фиктивных пар (если эти пары равномерно распределены по возрастам τ) не повлияют на оценку скорости разлета. Тенденция к возрастанию расстояния между вероятными компонентами наблюдается и для отдельных составляющих этого расстояния — радиального и в картинной плоскости. Для радиальной составляющей эта зависимость заметна для непосредственно измеряемой величины — разности мер дисперсии между компонентами. К сожалению, в данном случае невозможно получить оценку скорости, поскольку неизвестно значение средней (эффективной) электронной концентрации для данного набора объектов. Что касается скорости расхождения вероятных компонентов в картинной плоскости, то полученную для этой составляющей оценку можно сравнить со средней скоростью перемещения пульсаров в картинной плоскости, измеренной сейчас для 26 пульсаров и равной согласно [13] 134 км/с. Большинство объектов списка [13] является пульсарами типа O. Это обстоятельство и позволяет проводить непосредственное сравнение (пульсары типа II должны иметь несколько иное распределение по скоростям, ибо среди них какая-то доля является одиночными объектами). Применение метода наименьших квадратов к изменению расстояния в картинной плоскости между вероятными партнерами дает 199 ± 145 км/с (как и в случае рис. 1, не учитывались крайние правые четыре точки). Таким образом, средняя скорость движения для одного компонента ≈ 100 км/с. Это меньше, чем среднее значение [13]. Расхождение представляется, однако, малосущественным, так как в [13] не учтена селекция. В наблюдениях обнаруживаются преимущественно быстро движущиеся объекты. Как убедительно показано в [14], этот эффект приводит к сильному завышению среднего значения. Наконец, можно обратить внимание и на то, что при условии изотропного по отношению к наблюдателю разлета компонентов полное значение скорости должно относиться к скорости в картинной плоскости как $\sqrt{3/2} = 1.22$. На самом деле $260/199 = 1.30$ (определение скоростей по величине Δ (рис. 1) и в картинной плоскости в некоторой степени независимы). Из всего сказанного следует, что в полученном каталоге большинство объектов в прошлом и в самом деле могли быть реально связаны.

б) *Распределение по высотам над галактической плоскостью.*

Другим независимым тестом присутствия в анализируемом каталоге реально связанных в прошлом пар является их распределение по расстоянию от галактической плоскости z . «Одиночные» П-пульсары (для них не удалось найти партнера в пределах 1 кпс), если не рассматривать три резко выпадающие точки, имеют среднее расстояние от галактической плоскости ≈ 0.08 кпс (значения z взяты из [13]). Эта же величина для 27 вероятных пар составляет 0.19 кпс. Такое примерно различие как раз и должно наблюдаться: одиночные П-пульсары удаляются от галактической плоскости (начальная полуширина по z как у остатков сверхновых [15] ≈ 0.06 кпс) за время, соответствующее их возрасту τ_{II} (для рассматриваемой выборки $0.4 \cdot 10^6$ лет). Бывшие компоненты двойных систем сначала удалялись от галактической плоскости в составе двойной системы (интервал времени, равный промежутку времени между двумя вспышками сверхновых $\approx 5 \cdot 10^6$ лет [1]), а затем, далее, уже после распада пары, еще время τ_{II} (для 27 пульсаров $\tau_{II} \approx 0.7 \cdot 10^6$ лет). Если принять оценку временного интервала между взрывами $\Delta t = 5 \cdot 10^6$ лет и пренебречь расстоянием, проходимым одиночным пульсаром за время τ_{II} , то можно оценить z -составляющую скорости перемещения двойной системы $V_z^{20} = \bar{z}/\Delta t = 29$ км/с. Эта величина кажется вполне приемлемой, если учесть, что для одиночного пульсара после распада системы из приведенной выше скорости разлета следует $V_z^0 \approx 75$ км/с. При такой скорости перемещение одиночного П-пульсара за время $\tau_{II} = 0.4 \cdot 10^6$ лет составит ≈ 0.03 кпс — опять-таки в согласии с ожидаемым различием между средним значением z для одиночных пульсаров ≈ 0.08 кпс и принятой для них полушириной начального распределения ≈ 0.06 кпс. Хотя все эти оценки сделаны для относительно малого числа объектов, можно заключить, что и этот второй независимый способ проверки однозначно указывает на присутствие в каталоге табл. 1 реально связанных в прошлом пар пульсаров. Следует заметить также, что если бы оси вращения пар были ориентированы относительно друг друга беспорядочным образом, у 37 П-пульсаров можно было бы обнаружить не более 7—8 партнеров. В обсуждаемом наборе объектов это число, несомненно, больше. Из этого следует, что оси вращения (и, следовательно, диаграммы излучения) компонентов коррелированы (см. [5; 6]).

в) *Различия между компонентами.*

Поскольку пульсары типа О имеют характерный возраст τ_0 , как правило, значительно больший, чем возраст П-пульсаров, между компонентами имеется различие по τ как раз такое, какое было использовано в [7] для выделения когда-то связанных пар. Между характерными возрастными

компонентов не должно наблюдаться связи, так как τ_0 не соответствует хронологическому возрасту О-пульсаров (это и подтвердилось при проверке). Однако, если пары рассматриваемого каталога были физически связаны, можно, в принципе, ожидать положительной корреляции между величинами параметров τ_{O} и τ_{II} (использованными для классификации). Как уже отмечалось, величины τ для обоих типов пульсаров увеличиваются с возрастом, различаясь по абсолютной величине приблизительно на два порядка. Было найдено, что ожидаемая корреляция для компонентов табл. 1 существует, однако, только как тенденция ($r = +0.3$, если исключить две выскакивающие точки). Интересно, что критерии принадлежности компонентов к когда-то существовавшей паре, использованные в [5, 6], выполняются и для объектов табл. 1 — магнитные поля П-пульсаров в среднем выше, чем для их партнеров.

г) *Возможное присутствие О-пульсаров около плерионов и гамма-источников.*

Если разлетающиеся пары пульсаров, как это следует из изложенного, наблюдаются достаточно часто, можно ожидать, что О-пульсары могут быть обнаружены в примерно 20% случаев на малых угловых расстояниях еще от двух типов объектов — плерионов и дискретных гамма-источников (если последние — пульсары). Время активной жизни этих объектов, как полагают, не превышает $\approx 10^5$ лет. Используя оценку средней скорости разлета ≈ 260 км/с, находим, что расстояние О-пульсара от наблюдаемого плериона (или γ -пульсара) не будет тогда превышать ≈ 30 пс, что для расстояния в 2 кпс будет соответствовать градусу. В площадках $12^\circ \times 12^\circ$ около всех плерионов каталога [16] рассматривались все О-пульсары. Оказалось, что из 12 плерионов (природа половины этих объектов определена предположительно, а расстояния во многих случаях неизвестны) в трех случаях надежно классифицируемые О-пульсары располагаются на угловых расстояниях порядка градуса. Аналогичным образом изученный второй COS В-каталог гамма-источников [17] показал, что О-партнеров удастся обнаружить в 6-и случаях из 25. Объекты этого каталога не отождествлены, однако из энергетических соображений радиус видимости этих объектов не превышает ≈ 5 кпс (что и учитывалось при поиске партнера). Для среднего расстояния 6-и О-пульсаров, близких к γ -источникам на 1.2 кпс, среднее угловое расстояние их от γ -источников составляет, как оказалось, ≈ 3.05 . Из проведенного сопоставления следует, что как плерионы, так и γ -источники (связанные с П-пульсарами [8, 9]) также могут быть, в принципе, результатом эволюции тесных двойных систем.

5. *Заключение.* Проведенный анализ показывает, что статистические данные о пульсарах в целом хорошо согласуются с современными пред-

ставлениями об их образовании при эволюции тесных двойных систем звезд большой массы. Вместе с тем, изложенные соображения и оценки указывают на правильное истолкование [9] вероятной природы двух существенно разных по своим свойствам групп пульсаров: пульсары типа П могут быть либо одиночными, либо образовываться на заключительном этапе эволюции тесной двойной системы; пульсары типа О прошли стадию аккреции в двойной системе и являются более старыми объектами. Используя особенности двух типов пульсаров в будущем, вероятно, окажется возможным разработать эффективный метод выделения пар пульсаров, в прошлом составлявших единую двойную систему. Анализ составленного на основе перечисленных принципов каталога вероятных пар пульсаров позволил сделать следующие выводы:

1. Разлет пары пульсаров после второй вспышки Сверхновой (и образования П-пульсара) происходит со средней скоростью около 260 ± 150 км/с.

2. Положение осей вращения обоих компонентов коррелировано.

3. Величина компонента скорости, перпендикулярного плоскости галактического диска, для пары после вспышки I-й Сверхновой составляет около $V_z \approx 30$ км/с.

4. Не исключено, что некоторые плерионы и γ -источники также образовались на конечном этапе эволюции тесной двойной системы.

Автор признателен А. И. Цыгану, Б. В. Комбергу, Д. К. Надёжину и А. А. Степаняну за полезные замечания при обсуждении рукописи, а также Н. В. Бенюх за помощь в вычислениях.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE PAIRS OF THE PULSARS POSSIBLY JOINTED IN THE PAST IN BINARY SYSTEMS

B. M. VLADIMIRSKY

A method to recognize the pairs of the pulsars jointed in the past in binary systems is presented. This method uses essentially some regularities derived from statistical analysis [8,9]. A catalogue of the pairs of possible components of disrupted binary systems include 27 pairs (Table 1). A correlation was revealed between the distance of the components of the pairs and probable time after disruption of the system. It was found that the disruption of the system was probably isotropic in respect to the observer, but the axes of rotation were aligned. Mean expanding velocity is 260 ± 150 km s⁻¹. Z-component of the velocity

of the pair after the first SN explosion is about $30 \text{ km} \cdot \text{sec}^{-1}$. Some plerions and γ -ray sources also might be generated after the disruption of binary systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Р. Юнгельсон, А. Г. Масевич, в сб. «Итоги науки и техники — Астрономия», т. 21, ВИНТИ, М., стр. 27, 1982.
2. L. Maraschi, A. Treves, *Nature*, 279, 407, 1979.
3. B. R. Amnuel, O. H. Guseinov, *Astron. Astrophys.*, 46, 163, 1976.
4. J. P. A. Clark, F. P. J. van den Heuvel, W. J. Sutantyo, *Astron. Astrophys.*, 72, 130, 1979.
5. Г. С. Бисноватый-Козан, Б. В. Комберг, *Астрон. ж.*, 51, 373, 1974.
6. Г. С. Бисноватый-Козан, Б. В. Комберг, *Письма АЖ*, 2, 338, 1976.
7. G. A. E. Wright, *Nature*, 277, 363, 1979.
8. B. M. Vladimirovsky, *Papers of 17th Intern. cosmic ray conference, Paris, vol. 1*, p. 38, 1981.
9. Б. М. Владимирский, *Изв. КрАО*, 66, 192, 1983.
10. G. Srinivasan, E. P. J. van den Heuvel, *Astron. Astrophys.*, 108, 143, 1982.
11. M. Damask, P. R. Vacus, J. H. Taylor, R. K. Burkhardt, *Ap. J.*, 253, L57, 1982.
12. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *A. J.*, 86, 1953, 1981.
13. A. G. Lyne, B. Anderson, M. J. Salter, *M. N. RAS*, 201, 503, 1982.
14. R. B. Hanson, *M. N. RAS*, 186, 357, 1979.
15. K. Hennig, *Astron. Astrophys.*, 44, 91, 1975.
16. K. W. Weiler, N. Panagia, *Astron. Astrophys.*, 90, 269, 1980.
17. B. N. Svanenburg, K. Bennet, F. Buccheri, R. Caravso, W. Hermsen, G. Kanbach, G. G. Lichti, G. G. Masnou, J. L. Mayer-Hasselwander, H. A. Paul, B. Sacco, L. Scarfi, R. D. Wills, *Ap. J.*, 243, 169, 1981.

УДК: 524.354.6—337—327

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
ИЗ РЕАЛЬНОГО ГАЗА БАРИОНОВ

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

Поступила 20 марта 1984

Принята к печати 30 июня 1984

В лондоновском приближении рассмотрена термодинамика вращающегося сверхтекучего раствора в «пре»-фазе сферической нейтронной звезды, состоящей из реального барионного газа. Эффект увлечения сверхтекучих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами приводит к возникновению системы прямолинейных нейтронных вихрей, параллельных оси вращения. Неоднородное магнитное поле $\vec{H}(r)$, созданное этой системой, приводит при $H > H_{c1}$ к появлению неоднородной вихревой решетки несувлеченных протонов с потоками Φ_0 . Показано, что магнитное поле этой решетки имеет дипольный характер. Получены значения интегральных характеристик нейтронной звезды — массы, радиуса, полного магнитного момента в зависимости от центральной плотности ρ_0 . Магнитный момент звезды изменяется от $2 \cdot 10^{27}$ Гс см³ до 10^{30} Гс см³. Рассмотрены условия возникновения нейтронных и протонных вихревых нитей с учетом сферической геометрии звезды.

1. В работах [1—5], посвященных теоретическому исследованию механизма генерации магнитного поля в нейтронных звездах, было показано, что увлечение сверхтекучих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами приводит к появлению «токов увлечения», которые и генерируют наблюдаемые мощные магнитные поля пульсаров. Вращение звезды создает довольно густую сеть нейтронных вихрей с плотностью порядка 10^3 — 10^5 см⁻² [6]. Эти вихри, благодаря эффекту увлечения, генерируют неоднородную напряженность магнитного поля внутри звезды [4]. Это поле максимально в центрах нейтронных вихрей и логарифмически спадает до нуля на межвихревых расстояниях. Конденсат несувлеченных протонов, который в условиях «пре»-фазы нейтронной звезды является сверхпроводником второго рода, фактически находится в сильно неоднородном магнитном поле. Так как вблизи центров нейтронных вихрей до некоторых расстояний r_1 напряженность этого магнитного поля больше нижнего критического поля, характерного для несувлеченных сверхпроводящих протонов, энергетически выгоден переход некоторой части этих протонов в нор-

9—882

мальное состояние с образованием сети протонных вихрей в указанных областях. Плотность этих вихрей $N_1(\zeta)$ вблизи центра нейтронных вихрей огромна ($\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$) и спадает до нуля на расстояниях порядка r_1 [5]. Следовательно магнитная индукция \vec{B} отлична от нуля не на расстояниях порядка лондоновской глубины проникновения λ , а на расстоянии r_1 , которое намного порядков больше λ [5]. Поэтому средняя магнитная индукция \vec{B} внутри нейтронной звезды может достигать значений порядка $10^{11} - 10^{12}$ Гс, а соответствующие этим величинам значения коэффициента увлечения $k = 0.5 \div 1$ [5]. Используя эти результаты для оценки магнитного момента типичной нейтронной звезды с радиусом 10 км и плотностью в «пре»-фазе порядка $10^{14} \text{ г см}^{-3}$, мы не учли как реальную геометрию звезды, так и радиальное изменение плотности нейтронов и протонов внутри нейтронной звезды [5]. Фактически, все интересующие нас физические параметры получены в рамках модели бесконечного цилиндра с постоянной плотностью вещества. Полученные результаты применены для оценок этих параметров для ограниченного тела того же радиуса.

В настоящей работе мы снимем эти ограничения и рассмотрим задачу генерации магнитного поля для сферических моделей нейтронных звезд из реального газа барионов [7], так как при характерных для пульсаров угловых скоростях Ω вращение слабо деформирует нейтронную звезду [8]. Мы получим также зависимость магнитного момента нейтронной звезды от центральной плотности для двух случаев: когда коэффициент увлечения постоянен внутри «пре»-фазы звезды и когда он зависит от плотности протонов и нейтронов в «пре»-фазе нейтронной звезды [9].

2. Для нахождения критической угловой скорости Ω_{c1} появления первой нейтронной вихревой нити на оси вращения сферической звезды нужно найти ее свободную энергию F_{1B}

$$F_{1B} = E - L\Omega, \quad (1)$$

где E — энергия, а L — момент количества движения вихря. Уравнение сферы радиуса R в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\rho^2(z) + z^2 = R^2, \quad (2)$$

где R — радиус «пре»-фазы нейтронной звезды, а ρ — расстояние от оси вращения.

Используя выражения для энергии и момента импульса единицы длины нейтронного вихря, полученные в работе [5], получаем для F_{1B} следующее выражение:

$$E_{1B} = \int_{-z_{\max}}^{z_{\max}} \left(\rho'_{22} \frac{\chi_2^2}{4\pi} \ln \frac{\rho(z)}{\xi_2} + \left(\frac{\Phi_1}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1} - \frac{1}{2} \rho'_{22} \chi_2^2(z) \right) dz, \quad (3)$$

где $\Phi_1 = \Phi_0 m_1 \rho_{12} / m_2 \rho_{11}$ — магнитный поток нейтронной вихревой нити, $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ — квант магнитного потока, $\lambda^2 = m_1^2 c^2 / 4\pi e^2 \rho_{11}$ — глубина проникновения слабого магнитного поля, m_1 и m_2 — соответственно массы протонов и нейтронов, ξ_1 и ξ_2 — соответственно длины когерентности протонов и нейтронов, $\chi_2 = \pi \hbar / m_2$ — квант циркуляции для нейтронов, $z_{\max} = \sqrt{R^2 - \xi_2^2}$. Вычисляем интеграл (3), отбрасывая в полученном выражении слагаемые порядка $\xi_2^2 / R^2 \ll 1$, и приравниваем полученное таким образом значение F_{1B} нулю. Тогда для критической угловой скорости Ω_{c1} имеем:

$$\Omega_{c1} = \frac{3\hbar}{4m_2 R^2} \left(\ln \frac{2R}{\xi_2} - 1 + \frac{\rho_{12}^2}{\rho_{11} \rho_{22}} \ln \frac{\lambda}{\xi_1} \right). \quad (4)$$

Здесь ρ_{11} и ρ_{12} — соответственно плотности массы неувлеченной и увлеченной частей протонной сверхтекучей жидкости, $\rho'_{22} = \rho_{22} - \rho_{12}^2 / \rho_{11}$, ρ_{22} — плотность массы неувлеченной части нейтронной сверхтекучей жидкости.

Таким образом, эффект увлечения меняет критическую угловую скорость Ω_{c1} , так как подставляя $\rho_{12} = 0$, получаем известное выражение критической угловой скорости для незаряженной однокомпонентной сверхтекучей жидкости, находящейся в сферическом объеме [10]. Однако третье слагаемое выражения (4) в «пре»-фазе всегда мало по сравнению с первым, и поэтому увлечение мало меняет значение Ω_{c1} . Отметим также, что величина Ω_{c1} для сферы приблизительно в полтора раза больше, чем для цилиндра того же радиуса [5]. Так как $\Omega_{c1} \approx 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, а угловая скорость вращения нейтронных звезд намного порядков больше этой величины, то внутри «пре»-фазы должна существовать довольно плотная решетка нейтронных вихревых нитей.

3. Для нахождения формы нейтронных вихревых нитей с учетом эффекта увлечения воспользуемся методом, предложенным в работе [11]. Из-за симметрии задачи вблизи экваториальной плоскости вихревые нити будут прямыми линиями, перпендикулярными этой плоскости. Написав свободную энергию для бесконечно тонкого слоя вблизи экваториальной плоскости и найдя ее минимум, мы можем определить распределение скоростей в экваториальной плоскости [5]. Сверхтекучие нейтроны вращаются вокруг центров вихревых нитей со скоростью

$$v_2 = \frac{x_2}{2\pi} \frac{1}{\zeta} \quad (5)$$

где ζ — расстояние от центра вихревой нити. Вихревые нити же вращаются как целое со скоростью $\vec{v} = [\vec{\Omega}\rho]$ вокруг оси вращения звезды (ρ — расстояние нити от оси вращения). Поэтому внутренняя энергия вихревой нити, приходящаяся на бесконечно малый элемент длины d равна

$$dE_{\text{вн}} = \left\{ \rho'_{22} \frac{x_2^2}{8\pi} \ln \frac{b^2}{\xi_2^2} + \left(\frac{\Phi_1}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1} \right\} ds, \quad (6)$$

где b — внешний радиус нейтронного вихря, который выражается через плотность вихрей на экваториальной плоскости N_2 следующим образом [5]:

$$\pi b^2 = \frac{1}{N_2} = \frac{x_2}{2\Omega}. \quad (7)$$

Второе слагаемое в формуле (6) представляет собой «магнитную энергию» нейтронного вихря, обусловленную эффектом увлечения сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами. Отметим, что внутренняя энергия единицы длины вихревой нити логарифмически зависит от отношений b/ξ_2 и λ/ξ_1 , следовательно, она не зависит от широты звезды и ее можно считать постоянной. Далее из требования о том, что вихревые нити, выходящие из экваториальной плоскости, оставались в той же плоскости $\{\rho z\}$ [11] (что вытекает из аксиальной симметрии задачи), получаем, что макроскопическая скорость вихрей во всех точках $\vec{v} = [\vec{\Omega}\rho]$.

Полная энергия нейтронной сверхтекучей жидкости, приходящаяся на одну вихревую нить, будет:

$$E(\rho) = \int_{-z_0}^{z_0} \frac{\rho'_{22} x_2}{4\Omega} \rho^2(z) \Omega^2 dz + \int_{-z_0}^{z_0} \left\{ \frac{\rho'_{22} x_2^2}{8\pi} \ln \left[\frac{x_2}{2\pi\Omega\xi_2^2} \right] + \left(\frac{\Phi_1}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1} \right\} V \sqrt{1+\rho'^2} dz, \quad (8)$$

где z_0 есть z -координата точки пересечения вихревой нити с поверхностью шара, функция $\rho(z)$ — искомая форма вихревой нити, $\rho' = d\rho/dz$. Первое слагаемое в (8) представляет собой энергию вращения жидкости как целого вокруг оси вращения, определенную следующим образом [11]:

$$E_{\text{вр}} = \frac{1}{2} \int_{-z_0}^{z_0} \rho_{\text{вр}}^2 \omega^2 \pi b^2 dz. \quad (9)$$

Форму вихревой нити $\rho(z)$ находим из условия минимальности энергии $E(\rho)$. При этом нужно учесть также следующее условие непрерывности вихревых нитей [11]:

$$\int_{-z_0}^{z_0} \ln \rho(z) dz = \text{const}. \quad (10)$$

Условный минимум выражения (8) приводит к следующему уравнению:

$$\rho^2(z) + \frac{\varepsilon(\Omega)}{\sqrt{1 + \rho'^2}} = \text{const} + \frac{\Gamma}{\pi \Omega} \ln \rho(z), \quad (11)$$

где

$$\varepsilon = \frac{x_2}{2\pi\Omega} \left\{ \ln \frac{x_2}{2\pi\Omega z_2^2} + \frac{2\rho_{12}^2}{\rho_{11}\rho_{22}} \ln \frac{\lambda}{\xi_1} \right\}, \quad \Gamma = 2\pi\Omega\rho_{\text{мин}}^2,$$

$\rho_{\text{мин}}$ — координата пересечения вихревой нити с экваториальной плоскостью. Второе слагаемое в выражении для $\varepsilon(\Omega)$, обусловленное «магнитной энергией» нейтронного вихря, всегда мало по сравнению с первым. Определяя постоянную интегрирования в (11) из граничного условия перпендикулярности вихревой нити к поверхности сферы [12], находя $\rho_{\text{мин}}$ из условия $\rho'(z) = 0$, получаем для смещения нити $\Delta\rho = \rho_0 - \rho_{\text{мин}}$ от прямой линии следующее выражение:

$$\Delta\rho = \left[\left(1 - \frac{|z_0|}{R} \right) \frac{\varepsilon(\Omega)}{2} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

где z_0 и ρ_0 — координаты вихревой нити на поверхности шара. Так как $\varepsilon(\Omega)$ — достаточно малая величина, то нейтронные вихри в «пре-»-фазе вращающейся звезды всюду параллельны оси вращения, кроме небольшого слоя в непосредственной близости от поверхности, где они искривляются и выходят наружу в перпендикулярном направлении. Смещение $\Delta\rho$ равно нулю для вихревой нити, проходящей через ось вращения, и максимально для нити, находящейся на расстояниях $\sim R$ от оси вращения ($\Delta\rho \sim 10^{-3}$ см).

Определим ширину ирротационной области. Из-за слабого искривления нейтронных вихревых нитей основным отличием сферического объема

от цилиндрического, которое необходимо учитывать при нахождении распределения вихрей, является разница между длинами вихрей, пересекающих экваториальную плоскость при различных ρ_{\min} . Длина каждого вихря h равна $h = 2\sqrt{R^2 - \rho_{\min}^2}$. Усредненное распределение скоростей нейтронной сверхтекучей жидкости имеет следующий вид [5]:

$$v_z = \begin{cases} \Omega\rho, & \rho \leq \rho_f \\ \frac{\Omega\rho_f^2}{\rho}, & \rho > \rho_f \end{cases} \quad (13)$$

Далее определяем энергию E и момент количества движения L сверхтекучей жидкости, обусловленные вихрями, находящимися в области $0 < \rho < \rho_f$ и минимизируем $E - L\Omega$ по ρ_f . Для ширины ирротационной области имеем:

$$R - \rho_f = \sqrt{\frac{15}{32} \frac{x_2}{\pi\Omega} \left(\ln \frac{b}{\xi_2} + \frac{f_{12}^2}{\rho_{11}\rho_{22}} \ln \frac{b}{\xi_1} \right)}. \quad (14)$$

Для значений угловой скорости $\Omega = 1 \text{ с}^{-1}$ и $\Omega = 200 \text{ с}^{-1}$ получаем соответственно следующие значения ширины ирротационной области: $8 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ и $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Таким образом, только ничтожно малая часть «пре»-фазы оказывается свободной от нейтронных вихрей. Значение ширины ирротационной области для сферы примерно в 1.4 раза больше, чем для цилиндра при той же угловой скорости вращения [10, 13].

4. Эффект увлечения сверхтекучих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами приводит также к возникновению неоднородной напряженности магнитного поля $\vec{H}(\zeta)$ вокруг нейтронных вихрей [4]:

$$\vec{H}(\zeta) = \vec{i}_z \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{b}{\zeta}. \quad (15)$$

Здесь ζ — расстояние от оси нейтронного вихря.

Это поле $\vec{H}(\zeta)$ является внешним полем для системы сверхтекучих неувлеченных протонов [5]. Поэтому оно приводит при $H > H_{c1}$ к появлению неоднородной вихревой решетки неувлеченных протонов с потоками Φ_0 . Протонные вихревые нити группируются с убывающей плотностью в цилиндрической области радиуса r_1 вокруг каждой нейтронной вихревой нити. Этот радиус r_1 определяется из условия [5]:

$$H(r_1) = H_{c1}, \quad (16)$$

где H_{c1} — нижнее критическое поле, которое будет определено ниже. Про-

тонные вихревые нити, возникшие из-за эффекта увлечения, создают магнитную индукцию $\vec{B}(\zeta)$, которая также спадает по логарифмическому закону

$$\vec{B}(\zeta) = \vec{i}_1 \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{r_1}{\zeta}. \quad (17)$$

Поскольку нейтронные вихревые нити в основном массиве «пре»-фазы параллельны оси вращения и только в непосредственной близости от поверхности искривляются и выходят наружу в перпендикулярном направлении, т.е. очевидно, такую же форму должны иметь силовые линии напряженности и индукции магнитного поля, генерируемые увлеченными протонами. Следовательно, силовые линии пересекают поверхность «пре»-фазы в радиальном направлении. С другой стороны, напряженность и индукция магнитного поля имеют максимальное значение вблизи ствола нейтронного вихря, а затем, согласно (15), (17), спадают по логарифмическим законам. Размеры области, где магнитная индукция отлична от нуля, для рассмотренных нами моделей порядка 10^{-4} — 10^{-5} см, что гораздо меньше расстояний между вихрями и тем более характерных размеров звезды. Поэтому при вычислении внешнего магнитного поля вдали от поверхности «пре»-фазы можно с хорошей точностью считать поле на ее поверхности сосредоточенным в точках соприкосновения осей нейтронных вихрей с поверхностью. Обозначим сферические координаты этих точек φ_j, θ_j ; $\varphi_j, \pi - \theta_j$. Тогда в пределе $r_1 \ll b \ll R$ радиальный компонент B_r индукции, созданной вихрями на поверхности шара, можно представить в виде:

$$B_r|_z = \frac{\Phi}{R^2} \sum_{\theta_j, \varphi_j} \{ \delta(\varphi - \varphi_j) \delta(\cos \theta - \cos \theta_j) - \delta(\varphi - \varphi_j) \delta(\cos \theta - \cos(\theta_j - \pi)) \}. \quad (18)$$

Здесь суммирование по φ_j и θ_j ведется в пределах: $0 \leq \varphi_j \leq 2\pi$, $0 \leq \theta_j \leq \frac{\pi}{2}$.

Используя условие полноты для сферических функций, представим выражение для $B_r|_z$ в виде

$$B_r|_z = \frac{\Phi}{R^2} \sum_{\theta_j, \varphi_j} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\theta, \varphi) \{ Y_{lm}^*(\theta_j, \varphi_j) - Y_{lm}^*(\theta_j - \pi, \varphi_j) \}. \quad (19)$$

Индукция вне звезды удовлетворяет уравнениям Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{B}_* = 0, \quad \operatorname{div} \vec{B}_* = 0 \quad (20)$$

и может быть представлена в виде:

$$\vec{B}_* = -\operatorname{grad} \psi. \quad (21)$$

Соответствующее условию (19) выражение для $\psi(r, \theta, \varphi)$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \psi(r, \theta, \varphi) = \frac{\Phi}{R^2} \sum_{\theta_j, \varphi_j} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{1}{(l+1)} \frac{R^{l+2}}{r^{l+1}} Y_{lm}(\theta, \varphi) \{ Y_{lm}^*(\theta_j, \varphi_j) - \\ - Y_{lm}^*(\theta_j - \pi, \varphi_j) \}. \end{aligned} \quad (22)$$

Определенный отсюда компонент $B_r(r, \theta, \varphi)$ при $r = R$ переходит в (19). Перейдем в (22) от суммирования к интегрированию, используя следующее правило:

$$\sum_{\theta_j, \varphi_j} \rightarrow \int \frac{R^2}{b^2} \cos \theta d\Omega. \quad (23)$$

При выводе соотношения (23) учитывалось, что число dN нейтронных вихрей, выходящих нормально на поверхность в телесном угле $d\Omega$, равно:

$$dN = \frac{R^2}{b^2} \cos \theta d\Omega, \quad (24)$$

где $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Формула (24) получена из условия постоянства плотности нейтронных вихрей на экваториальной плоскости звезды. Это условие удовлетворяется согласно (5) и (7). Произведя интегрирование в (22), с учетом (23) получим для скалярного потенциала ψ магнитного поля следующее выражение:

$$\psi(r, \theta) = \mu V \frac{\cos \theta}{r^2}. \quad (25)$$

Здесь $V = 4\pi R^3/3$ — объем звезды, $\mu = 3\Phi/8\pi b^3 = 3\bar{B}/8\pi$ — удельный магнитный момент звезды, \bar{B} — средняя индукция внутри звезды. Таким образом, магнитное поле звезды имеет дипольный характер. Принципиальными для получения такого простого результата явились предположения о нормальном выходе нитей на поверхность и о постоянной плотности распределения нитей внутри звезды.

5. Определим свободную энергию Гиббса системы протонных вихревых нитей. Принимая во внимание, что в области радиуса r , плотность

образовавшихся протонных вихрей достаточно велика, $r_1 \gg \lambda$, и максимальное значение напряженности поля в центре нейтронного вихря $H_{c1} < H(\frac{r_1}{2}) < H_{c2}$, можно ввести непрерывную плотность распределения протонных вихрей $N_1(\zeta)$ для отдельного нейтронного вихря. Тогда свободная энергия Гиббса системы протонных вихревых нитей, сгруппированных вокруг нейтронного вихря, запишется в следующем виде:

$$G_B = h \left\{ \int N_1(\zeta) \varepsilon dS + \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \iint N_1(\zeta) N_1(\zeta') K_0 \left(\frac{|\zeta - \zeta'|}{\lambda} \right) dS dS' - \frac{1}{4\pi} \int \vec{B}(\zeta) \vec{H}(\zeta) dS \right\}, \quad (26)$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1}, \quad \vec{B} = \frac{\Phi_0}{2\pi i^2} \vec{i}_1 \int N_1(\zeta') K_0 \left(\frac{|\zeta - \zeta'|}{\lambda} \right) dS'. \quad (27)$$

Здесь $h = 2V \sqrt{R^2 - \rho^2}$ — длина нейтронного вихря, ρ — расстояние от оси вращения звезды до оси вихря, K_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. Интегрирование в (26) и (27) проводится по поперечному сечению нейтронного вихря. В выражении (26) первое слагаемое представляет собой сумму собственных энергий протонных вихрей, второе — энергию их взаимодействия между собой. Мы не учли в (26) взаимодействия протонных вихрей с центральным нейтронным вихрем, так как оно пренебрежимо мало по сравнению со взаимодействием протонных вихревых нитей друг с другом. За начало отсчета потенциала Гиббса (26) принято его значение в отсутствие протонных вихрей $N_1(\zeta) = 0$.

Полный потенциал Гиббса для звезды определяется следующим образом:

$$G = \int_0^R N_2(\rho) G_B 2\pi\rho d\rho + \frac{1}{8\pi} \int_{\rho > R} \vec{B}_e^2 dV - \frac{1}{4\pi} \int_{\rho > R} \vec{B}_e \vec{H} dV. \quad (28)$$

Здесь N_2 — постоянная плотность распределения нейтронных вихрей, определяемая формулой (7), \vec{B}_e — индукция вне звезды. Как уже отмечалось, внешнее дипольное магнитное поле звезды определяется формулами (21), (25).

Варьируя (28) по δN_1 и учитывая (21), (25), (26) и (27), находим равновесную плотность:

$$N_1(\zeta) = \frac{H(\zeta) - H_{c1}}{\Phi_0}, \quad (29)$$

где H_{c1} — нижнее критическое поле для сферического объема, равное:

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi_1}. \quad (30)$$

Для цилиндрического объема $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2) \ln \lambda/\xi_1$ [5]. Сравнивая это значение с (30), замечаем, что для сферического объема нижнее критическое поле уменьшается в полтора раза. Используя условие (16), получаем радиус r_1 области существования протонных вихрей:

$$r_1 = b \left(\frac{\lambda}{\xi_1} \right)^{-\frac{1}{3k}}. \quad (31)$$

Таким образом, значение r_1 возрастает, поскольку для цилиндрического объема $r_1 = b (\lambda/\xi_1)^{-1/2k}$.

Зная $N_1(\zeta)$, можем найти среднюю индукцию \bar{B} , усредненную уже по всей «пре»-фазе нейтронной звезды:

$$\bar{B} = \vec{i}_1 \frac{\int_0^{r_1} \Phi_0 N_1(\zeta) 2\pi\zeta d\zeta}{\pi b^2} = \vec{i}_1 \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} k \left(\frac{\xi_1}{\lambda} \right)^{\frac{2}{3k}}. \quad (32)$$

Итак, сферическая геометрия приводит к изменению значений напряженности поля H_{c1} , радиуса r_1 и средней индукции \bar{B} .

6. Для вычисления интегральных характеристик звезды — массы, радиуса «пре»-фазы, радиуса звезды, полного магнитного момента необходимо иметь радиальное распределение нуклонов в звезде, которое изменяется в зависимости от центральной плотности. Это распределение можно получить из следующей системы уравнений [7]:

$$\begin{aligned} \frac{du(r)}{dr} &= 4\pi r^2 \rho(r), \\ \frac{dP(r)}{dr} &= - \frac{P + \rho}{r(r - 2u)} (u + 4\pi r^3 P), \\ \rho &= \rho(P), \end{aligned} \quad (33)$$

$$\frac{dr_0}{dr} = \left(1 - \frac{2u}{r} \right)^{-\frac{1}{2}},$$

с граничными условиями

$$u(0) = 0, \quad P(0) = P_0, \quad P(R_0) = 0, \quad (34)$$

где u — накопленная масса, r — текущее значение координатного радиуса, P — давление, ρ — плотность энергии, R_0 — координатный радиус звезды, r_0 — истинный радиус. Уравнение состояния реального газа барионов взято из работы [14]. Все единицы выражены в единицах Оппенгеймера — Волкова.

Концентрации нуклонов связаны следующим соотношением [7]:

$$n_1 = \left(\frac{\alpha}{2m_2^* c^2} \right)^3 n_2^3. \quad (35)$$

Здесь n_1 , n_2 — соответственно концентрации протонов и нейтронов, $m_2^* = 0.6 m_2$, $\alpha = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c$. Концентрации нейтронов и протонов выражаются через плотность энергии следующим образом:

$$\rho = (m_1 n_1 + m_2 n_2) c^2 + \frac{n_1 P_{1F}^2}{2m_1^*} + \frac{n_2 P_{2F}^2}{2m_2} - n_1 V_1(0) - n_2 V_2(0) + n_1 E_{el}. \quad (36)$$

Используя соотношение (25), определим магнитный момент системы протонных вихревых нитей — полный магнитный момент звезды M следующим выражением:

$$M = \frac{3}{8\pi} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\bar{B}(r) r^2}{\left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{1/2}} \sin \theta dr d\theta d\varphi. \quad (37)$$

Здесь коэффициент в знаменателе учитывает поправку общей теории относительности к объему. Средняя индукция \bar{B} определяется формулой (32), которая получена в предположении, что нейтронные вихревые нити распределены с постоянной плотностью в экваториальной плоскости и что они в любой точке «пре»-фазы параллельны оси вращения. Плотность протонов в «пре»-фазе n_1 зависит от расстояния от центра звезды. Соответственно функциями координат являются λ , k и $\xi_1 = \hbar v_{1F} / \pi \Delta_1$, где Δ_1 и v_{1F} — энергетическая щель и ферми-скорость протонов. Протонная щель в «пре»-фазе рассматривалась в работе [9]. Мы аппроксимировали приведенную в ней кривую для щели многочленом третьей степени

$$\Delta_1 = a_0 + a_1 n + a_2 n^2 + a_3 n^3. \quad (38)$$

Здесь Δ_1 измеряется в МэВ, n — концентрация нуклонов в Фм^{-3} , $a_0 = -0.0974$, $a_1 = 10.88$, $a_2 = -41.87$, $a_3 = 47.91$.

В качестве граничных значений плотностей для «пре»-фазы взяты следующие значения: $n' = 1.25 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ и $n'' = 2.08 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ [7].

Для звезд с гиперонным ядром мы предполагаем беспрепятственное проникновение магнитного поля в это ядро. По поверхности ядра течет отличный от нуля полный сверхпроводящий ток, создающий такой магнитный момент, какой был бы, если бы индукция \bar{B} всюду в ядре имела значение $\bar{B}(R_1)$, где R_1 — внутренний радиус «пре»-фазы.

Система уравнений (33)—(37) решалась численно методом Рунге—Кутты на ЭВМ ЕС-1022.

Таблица 1

ρ_0 $10^{11} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	R (км)	r_0 (км)	$\frac{M_{\text{зв}}}{M_{\odot}}$	$M \cdot 10^{29} \text{ Гс см}^3$			
				$k = \frac{m_1^* - m_1}{m_1}$	$k=0.5$	$k=0.75$	$k=1$
6.01	11.5	13.60	0.688	9.27	4.63	18.0	37.6
5.55	11.4	13.71	0.631	8.32	4.12	16.2	33.8
5.04	11.3	13.91	0.565	7.14	3.48	13.8	29.1
4.31	11.0	14.24	0.481	5.61	2.62	10.7	22.7
4.24	11.0	14.34	0.463	4.02	2.42	9.93	21.3
4.12	10.9	14.48	0.442	3.62	2.21	9.13	19.7
4.03	10.9	14.63	0.422	3.21	1.99	8.30	18.0
3.91	10.8	14.83	0.401	2.79	1.76	7.46	16.2
3.78	10.7	15.06	0.379	2.37	1.53	6.58	14.5
3.64	10.7	15.35	0.357	1.94	1.29	5.69	12.6
3.49	10.6	15.72	0.334	1.54	1.06	4.79	10.8
3.29	10.5	16.22	0.309	1.10	0.842	3.93	9.00
3.09	10.4	16.93	0.283	0.777	0.647	3.13	7.29
2.86	10.3	18.00	0.255	0.469	0.474	2.39	5.66
2.66	10.2	19.74	0.226	0.269	0.323	1.71	4.14
2.38	10.1	22.87	0.196	0.127	0.200	1.12	2.80
2.18	10.0	25.64	0.180	0.077	0.149	0.862	2.19
1.97	10.0	30.68	0.163	0.041	0.102	0.615	1.60
1.84	10.0	40.00	0.149	0.020	0.062	0.396	1.06

В табл. 1 представлены полученные в результате численного интегрирования значения центральной плотности ρ_0 , внешнего радиуса «пре»-фазы R , истинного радиуса звезды r_0 , отношения массы звезды к массе Солнца $M_{\text{зв}}/M_{\odot}$ и магнитного момента M . Полученные значения внешнего радиуса «пре»-фазы, истинного радиуса и массы звезды, как и следовало ожидать, совпадают с результатами, приведенными в монографии [7].

В последних трех столбцах представлены значения магнитного момента звезды для трех различных, не зависящих от плотности значений коэф-

коэффициента увлечения — $k = 0.5$, $k = 0.75$ и $k = 1$. В пятом столбце приведены значения магнитного момента звезды для зависящего от плотности коэффициента увлечения. На рис. 1 представлена зависимость десятичного логарифма магнитного момента от центральной плотности ρ_0 для всех вышеперечисленных случаев. Как видно из рис. 1, диапазон изменения значений магнитного момента звезды для зависящего от плотности коэффициента увлечения значительно больше, чем при постоянном коэффициенте увлечения. Это связано с уменьшением k при уменьшении плотности.

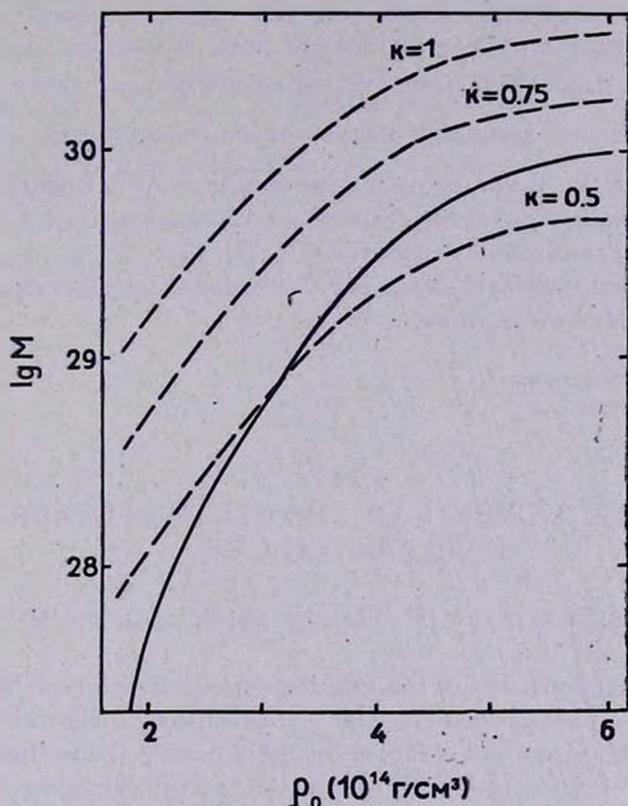


Рис. 1. Зависимость десятичного логарифма магнитного момента от центральной плотности для сферических нейтронных звезд из реального газа барнионов. Сплошная линия соответствует зависящему от плотности коэффициенту увлечения, пунктирные — постоянным значениям коэффициента увлечения.

При получении формулы (37) мы предполагали, что протонная сверхтекучая жидкость является сверхпроводником второго рода [15] — $\lambda/\xi_1 > 1/\sqrt{2}$ и что для нее выполняется условие существования системы протонных вихревых нитей с потоком $\Phi_0 - H_{c1} < H(\xi_2) < H_{c2}$.

Значения λ/ξ_1 , полученные нами, порядка 10, а значения $H(\xi_2)/H_{c1}$ и $H(\xi_2)/H_{c2}$ находятся в следующих пределах: $6 < H(\xi_2)/H_{c1} < 10$ и $0.002 < H(\xi_2)/H_{c2} < 0.1$. Таким образом, оба вышеприведенных условия выполняются хорошо.

Как видно из табл. 1, значения магнитного момента звезды, соответствующие диапазону изменения центральной плотности от $1.84 \cdot 10^{14}$ г см⁻³ до $6.01 \cdot 10^{14}$ г см⁻³, изменяются в интервале от $2 \cdot 10^{27}$ Гс см³ до $9.27 \cdot 10^{29}$ Гс см³. Отметим, что поскольку эффективная масса протона m_1^* меньше его инертной массы m_1 [9], то коэффициент увлечения $k = \rho_{12}/\rho_{11} = (m_1^* - m_1)/m_1$ отрицателен, ток увлечения протонов противоположен направлению потока массы нейтронов в вихревых нитях, магнитный момент звезды \vec{M} направлен противоположно угловой скорости звезды $\vec{\Omega}$. Такое соотношение между направлениями магнитного момента и угловой скорости предполагается в модели магнитосферы пульсара, предложенной в работах [16, 17].

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

MAGNETIC MOMENTS OF THE NEUTRON STARS FROM REAL BARYON GAS

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

The thermodynamics of the rotating superfluid solution in the "нре"-phase of the spherical neutron star is considered. The effect of the entrainment of superfluid protons by the rotating superfluid neutrons leads to the occurrence of the array of rectilinear neutron vortices, parallel to the axis of rotation. The nonhomogeneous magnetic field $\vec{H}(r)$, which has been created by this array, leads to the occurrence of the nonhomogeneous vortex array of superfluid protons if $H > H_{c1}$. Each of the proton vortices carries the magnetic flux Φ_0 . It is shown that this array creates dipole magnetic field. The values of integral characteristics of neutron star-mass, radius, magnetic moment as functions of central density ρ_0 are obtained. Magnetic moment of the star varies from $2 \cdot 10^{27}$ Гс см³ to 10^{30} Гс см³. The conditions of the appearance of the neutron and proton vortex lines in the spherical star are also considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 8, 557, 1972.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *ДАН Арм.ССР*, 70, 28, 1980.
3. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 16, 727, 1980.
4. Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 18, 417, 1982.
5. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
6. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, *ЖЭТФ*, 47, 2006, 1964.
7. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
8. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрон. ж.*, 48, 496, 1971.
9. N. C. Chao, J. W. Clark, C. H. Yang, *Nucl. Phys.*, A 179, 320, 1972.
10. Л. В. Кикнадзе, Ю. Г. Мамаладзе, *Физика низких температур*, 6, 413, 1980.
11. Д. М. Седракян, Г. К. Саввиди, *Астрофизика*, 15, 359, 1979.
12. И. М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, М., 1971.
13. D. Stauffer, A. L. Fetter, *Phys. Rev.*, 168, 156, 1968.
14. G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian, *Nuovo Cimento*, 30, 82, 1963.
15. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, М., 1968.
16. P. Goldreich, W. H. Jultun, *Ap. J.*, 157, 869, 1969.
17. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.

УДК: 524.3—3335+536.42

О КОЛЕБАНИЯХ ЗВЕЗДЫ С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, Э. Ф. СЕИДОВ

Поступила 14 мая 1984

Рассмотрен механизм затухания колебаний звезды при наличии фазовых превращений вещества. Выведены уравнения движения и получены решения для различных режимов радиальных колебаний звезды в приближении несжимаемой жидкости. Сделаны оценки максимальной амплитуды незатухающих колебаний нейтронных звезд при наличии пионизации.

1. *Введение.* Вещество нейтронных звезд при плотностях, близких к ядерным, может быть неустойчивым относительно рождения π -мезонов [1]. Это явление, называемое пионной конденсацией, приводит к зависимости $P(\rho)$ Ван-дер-Ваальсовского типа, что соответствует фазовому переходу. Движение вещества в звездах с фазовым переходом, в том числе их колебания рассматривались в работах [1, 2]. Интересной особенностью таких движений является диссипация кинетической энергии и нагрев вещества на границе фазового перехода, происходящие даже при условии его мгновенности, т. е. в отсутствие второй вязкости.

Наличие небольшого количества электронов при плотностях, близких к ядерным, приводит к тому, что в промежутке $\rho_1 < \rho < \rho_2$, где происходит фазовый переход при постоянном давлении нуклонов P_0 , имеют место небольшой рост общего давления и связанная с этим конечная скорость звука a_s . Учет конечности a_s при фазовом переходе приводит к изменению условий нагрева. При достаточно малых амплитудах колебаний диссипация пропадает и движение в области фазового перехода становится адиабатическим. В настоящей работе рассмотрен механизм «фазовой диссипации» и сделаны расчеты различных режимов для радиальной моды колебаний нейтронных звезд в приближении несжимаемой жидкости. Все результаты получены для устойчивых состояний звезды, т. е. для моделей на растущем участке кривой $M(P_c)$ (см. [3]). Развитие неустойчивости, связанное с рождением ядра новой фазы при $\rho_2/\rho_1 > 3/2$, рассмотрено в [1, 2].

2. Уравнение движения при наличии фазового перехода. Получим, аналогично [1, 2] уравнение движения звезды в приближении несжимаемости ее вещества везде, за исключением фазового перехода, т. е.

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1 & \text{при } P < P_0, \\ \rho &= \rho_2 & \text{при } P > P_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Вывод уравнения движения производится аналогично задаче Релея о схлопывании пузырька в несжимаемой жидкости [4]. Из уравнения неразрывности имеем

$$\begin{aligned} u &= u_1(t) \left(\frac{r_2(t)}{r} \right)^2, & r > r_2, \\ u &= 0, & r < r_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $r_2(t)$ — радиус ядра новой фазы, вещество которой покоится. Подставляя (2) в уравнение Эйлера и интегрируя по радиусу r от r_2 до R (радиуса звезды), получаем

$$\begin{aligned} \dot{u}_1 r_2^2 + 2u_1 r_2 \dot{r}_2 - \frac{1}{2} u_1^2 r_2^4 \frac{R^3 + R^2 r_2 + R r_2^2 + r_2^3}{R^3 r_2^3} - \\ - \frac{P_1}{\rho_1} \frac{R r_2}{R - r_2} + \frac{4\pi G}{3} \left[(\rho_2 - \rho_1) r_2^3 + \frac{\rho_1}{2} R r_2 (R + r_2) \right] = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Для сведения (3) к одной неизвестной функции требуется рассмотреть граничные условия на разрыве при $r = r_2$. Используя гидродинамические условия непрерывности потока массы, импульса и энергии на скачке [4], получим:

$$\begin{aligned} u_1 &= -(\lambda - 1) r_2, & \lambda &= \rho_2 / \rho_1, \\ P_2 - P_1 &= \rho_2 (\lambda - 1) r_2^2, \\ E_2 - E_1 &= \frac{1}{2} (\lambda - 1)^2 r_2^2 + \frac{P_1}{\rho_2} (\lambda - 1). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь P_1, E_1 — давление и удельная энергия на внутренней границе старой фазы, а P_2, E_2 — на границе ядра новой фазы. Напомним, что при адиабатическом сжатии

$$(E_2 - E_1)_{ad} = \frac{P_0}{\rho_2} (\lambda - 1). \quad (5)$$

Очевидно, что $P_1 \leq P_0$, а $P_2 \geq P_0$. Если ввести параметр δ так, что

$$\begin{aligned} P_2 &= P_0 + \frac{1 + \delta}{2} \rho_2 (\lambda - 1) r_2^2, \\ P_1 &= P_0 - \frac{1 - \delta}{2} \rho_2 (\lambda - 1) r_2^2, & -1 &\leq \delta \leq 1, \end{aligned} \quad (6)$$

то выделение тепла на фазовом скачке при сжатии равно:

$$q = E_2 - E_1 - (E_2 - E_1)_{ad} = \frac{\delta}{2} (\lambda - 1)^2 r_2^2, \quad 0 \leq \delta \leq 1, \quad (7)$$

а при расширении

$$q = E_1 - E_2 - (E_1 - E_2)_{ad} = -\frac{\delta}{2} (\lambda - 1)^2 r_2^2, \quad -1 \leq \delta \leq 0. \quad (7a)$$

Ограничения на величину δ в (7) следуют из условий неубывания энтропии на фазовом скачке. Учитывая (4)—(7) в (5), получим уравнение для изменения радиуса ядра:

$$\begin{aligned} \ddot{r}_2 + \frac{r_2^2}{2r_2} \left\{ 3 + \delta\lambda + \frac{r_2}{R} \left[\lambda \frac{\delta - r_2^3/R^3}{1 - r_2/R} - 1 - \frac{r_2}{R} - \frac{r_2^2}{R_2} \right] \right\} + \\ + \frac{P_0}{\rho_1 r_2 (\lambda - 1) \left(1 - \frac{r_2}{R} \right)} - \frac{2\pi G \rho_1}{3(\lambda - 1) r_2 \left(1 - \frac{r_2}{R} \right)} \times \\ \times \left[R^2 + (2\lambda - 3) r_2^2 - 2(\lambda - 1) \frac{r_2^3}{R} \right] = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Если вместо P_0 использовать равновесные значения радиуса R_0 и радиуса ядра $r_{2,0}$ звезды массы M_0 :

$$M_0 = \frac{4\pi}{3} [\rho_1 R_0^3 + (\rho_2 - \rho_1) r_{2,0}^3] = \frac{4\pi}{3} [\rho_1 R^3 + (\rho_2 - \rho_1) r_2^3], \quad (9)$$

$$\frac{P_0}{\rho_1} = \frac{2\pi G \rho_1}{3} \left[R_0^2 + (2\lambda - 3) r_{2,0}^2 - 2(\lambda - 1) \frac{r_{2,0}^3}{R_0} \right], \quad (10)$$

то уравнение (8) удобно переписать в виде

$$\begin{aligned} \ddot{r}_2 + \frac{r_2^2}{2r_2} \left\{ 3 + \delta\lambda + \frac{r_2}{R} \left[\lambda \frac{\delta - r_2^3/R^3}{1 - r_2/R} - 1 - \frac{r_2}{R} - \frac{r_2^2}{R^2} \right] \right\} + \\ + \frac{2\pi G \rho_1}{3r_2 \left(1 - \frac{r_2}{R} \right)} \left\{ \frac{2\lambda - 3}{\lambda - 1} (r_{2,0}^2 - r_2^2) - \frac{r_{2,0}^3 - r_2^3}{R(R^2 + RR_0 + R_0^2)} \right\} \times \\ \times \left[3R^2 + 3RR_0 + 2R_0^2 + 2(\lambda - 1) \frac{r_{2,0}^3}{R_0} \right] = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Для колебаний звезды с малой амплитудой $|r_2 - r_{2,0}| \ll r_2$, $|R - R_0| \ll r_2$, пренебрегая квадратичными по амплитуде членами в (11), имеем

$$\ddot{r}_2 + \frac{4\pi G\rho_1(r_{2,0} - r_2)}{3\left(1 - \frac{r_{2,0}}{R_0}\right)} \left[\frac{2\lambda - 3}{\lambda - 1} - 4 \frac{r_{2,0}}{R_0} - (\lambda - 1) \frac{r_{2,0}^4}{R_0^4} \right] = 0, \quad (12)$$

что при $\omega^2 > 0$ соответствует гармоническим колебаниям [5, 6] с частотой ω :

$$\omega_2 = \frac{4\pi G\rho_1}{3\left(1 - \frac{r_{2,0}}{R_0}\right)} \left[4 \frac{r_{2,0}}{R_0} + (\lambda - 1) \frac{r_{2,0}^4}{R_0^4} - \frac{2\lambda - 3}{\lambda - 1} \right]. \quad (12a)$$

Очевидно, что при $\lambda > 3/2$ колебания возможны только у звезды с конечным ядром [6]. Для звезды с малым ядром, $r_{2,0} \ll R_0$, частота малых колебаний есть

$$\omega_0 = \left[\frac{4\pi G\rho_1}{3} \cdot \frac{3 - 2\lambda}{\lambda - 1} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Если фазовый переход происходит в оболочке $r_{2,0} \approx R_0$, то

$$\omega^2 = \frac{4\pi G\rho_1}{3} \frac{\lambda^2}{\lambda - 1} \frac{1}{1 - \frac{r_{2,0}}{R_0}}. \quad (14)$$

Нелинейные колебания звезды с малым ядром $|r_2 - r_{2,0}| \sim r_{2,0}$; $r_2, r_{2,0} \ll R_0$ описываются уравнением

$$\ddot{r}_2 + \frac{r_2^2}{2r_2} (3 + \delta\lambda) + \frac{\omega_0^2}{2r_2} (r_2^2 - r_{2,0}^2) = 0. \quad (15)$$

При $\delta = 1$ и $r_{2,0} = 0$ получается уравнение, рассмотренное в [1].

3. Физические процессы на фазовом скачке. В [2] рассматривались нелинейные затухающие колебания и предполагалось, что на стадии сжатия $\delta = 1$, а на стадии расширения также имеет место фазовая диссипация и $\delta = -1$. Чтобы обосновать выбор величины δ рассмотрим фазовый переход, как предельный случай уравнения состояния, в котором давление меняется от P_a до P_b при изменении ρ от ρ_1 до ρ_2 . При $P_b \rightarrow P_0 \leftarrow P_a$ и неизменных ρ_1 и ρ_2 получаем фазовый переход.

В веществе промежуточного слоя скорость звука есть $a_s = \left[\frac{P_b - P_a}{\rho_2 - \rho_1} \right]^{1/2}$. Если амплитуды колебаний столь малы, что скорость

движения $v < a_s$, то колебания будут адиабатическими с условием на скачке $\delta = 0$. В пределе $P_b \rightarrow P_0 \leftarrow P_a$ имеем $a_s \rightarrow 0$, т. е. всегда наступит $v > a_s$ и движение в переходном слое станет сверхзвуковым. Столкновение сверхзвукового потока со стенкой в виде ядра новой фазы приведет к формированию ударной волны, в которой кинетическая энергия переходит в тепло. Очевидно, что «фазовая диссипация» кинетической энергии в процессе сжатия звезды и роста ядра новой фазы имеет ту же природу, что и в ударной волне. В пределе при $P_b \rightarrow P_0 \leftarrow P_a$ величина δ в условии на скачке (6) может приближаться к 1, но имеет место $\delta = 0$ пока $v < a_s$.

Иным образом проходит стадия расширения звезды, сопровождающаяся уменьшением ядра новой фазы. В этом случае, даже в идеально тонком фазовом скачке и сверхзвуковой скорости движения ударный фронт не возникает из-за отсутствия препятствий для движущейся наружу оболочки. Давление на границе ядра становится больше P_0 , ввиду силы реакции при расширении оболочки. Таким образом, фаза расширения всегда является адиабатической с $\delta = 0$. Затухание колебаний звезды с фазовым переходом происходит только на стадии сжатия звезды, а в случае неидеального, слегка размазанного скачка возможны строго адиабатические колебания малой, но конечной амплитуды. В [2] на фазе расширения принималось $\delta = -1$, что привело к завышению величины эффекта фазовой диссипации примерно в два раза.

4. *Адиабатические колебания конечной амплитуды.* В отсутствие затухания при $\delta = 0$ сохраняется полная энергия колеблющейся звезды, соответствующая первому интегралу уравнения (8):

$$E = 2\pi r_1 (\lambda - 1)^2 r_2^3 r_2^3 \left(1 - \frac{r_2}{R}\right) + \frac{4\pi}{3} r_2^3 P_0 (\lambda - 1) - \frac{16\pi^2 G \rho_1^2 R^5}{15} \left[1 + \frac{5}{2} (\lambda - 1) \frac{r_2^3}{R^3} + (\lambda - 1) \left(\lambda - \frac{3}{2}\right) \frac{r_2^5}{R^5}\right]. \quad (16)$$

Из (16), используя (9), получается решение и формула для периода нелинейных колебаний. Во избежание излишне громоздких выражений рассмотрим нелинейные колебания звезды с малым ядром $r_2/R \ll 1$, для которого уравнение (16) с учетом (10), (13) примет вид:

$$x_2 = \omega_0^2 \left(\frac{x^{-3} - x^2}{5} - x_0^2 \frac{x^{-3} - 1}{3} \right). \quad (17)$$

Здесь $x = r_2/r_{2, \min}$, $x_0 = r_{2,0}/r_{2, \min}$ и учтено начальное условие: $r_2 = r_{2, \min}$ при $r_2 = 0$; $r_{2, \min}$ — минимальный радиус ядра. Период нелинейных адиабатических колебаний в случае малого ядра равен

$$T_{ad} = \frac{2}{\omega_0} \int_1^{x_*} \frac{dx}{\left[\frac{x^{-3} - x^2}{5} - x_0^2 \frac{x^{-3} - 1}{3} \right]^{1/2}} \quad (18)$$

Здесь $x_* > x_0 > 1$ соответствует максимальному радиусу ядра:

$x_* = \frac{r_{2, \max}}{r_{2, \min}}$ и является корнем знаменателя в (18). Зависимость

$T_{ad} \omega_0 / 2\pi$ от x_0 приведена на рис. 1. Колебания малой амплитуды: $x = 1 + a$, $x_0 = 1 + \Delta$, $a, \Delta \ll 1$ являются гармоническими и из (18) следует

$$T_0 = \frac{2}{\omega_0} \int_0^{\alpha_{\max} = 2\Delta} (2\Delta\alpha - \alpha^2)^{-1/2} d\alpha = \frac{2\pi}{\omega_0} \text{ в соответствии с (13).}$$

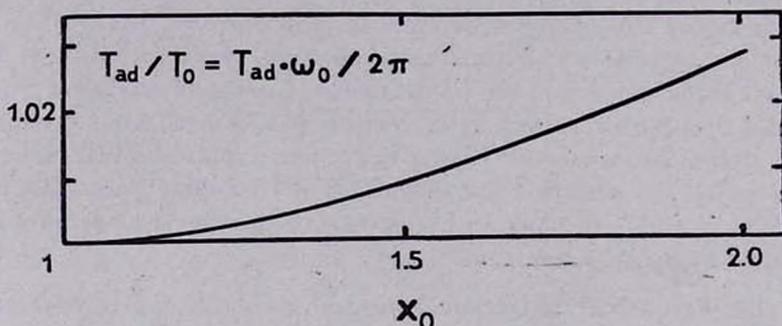


Рис. 1. Зависимость периода T_{ad} нелинейных адиабатических колебаний звезды с фазовым переходом от амплитуды в случае малого ядра. По оси абсцисс отложены значения $x_0 = r_{2, 0} / r_{2, \min}$ — отношения равновесного радиуса ядра $r_{2, 0}$ к минимальному $r_{2, \min}$; по оси ординат $T_{ad} / T_0 = T_{ad} \omega_0 / 2\pi$, где T_0 и ω_0 — период и частота малых гармонических колебаний.

Оценим величину максимальной амплитуды адиабатических колебаний при ионизации, обусловленную конечным давлением электронов. Для двух случаев, рассмотренных в [2], получаем из (12а):

$$1) \lambda = 5, \quad r_2 / R = 0.518, \quad \omega = 0.648 \omega_{00},$$

$$2) \lambda = 1.2, \quad r_2 / R = 0.295, \quad \omega = 1.4 \omega_{00}, \quad \omega_{00} = \sqrt{4\pi G \rho_1}.$$

Максимальная скорость движения вещества оболочки относительно скачка $v = \lambda r_2 = \lambda \omega r_2 \eta$, где η — относительная амплитуда колебаний радиуса ядра. Скорость звука в области фазового перехода $a_s \sim (P_e / \rho)^{1/2}$, где P_e — давление электронов. При $\rho = 2 \cdot 10^{14}$, $P_e = 10^{30}$, $R = 10$ км, условие $v < a_s$ дает $\eta \leq 0.003$ и $\eta \leq 0.01$.

5. *Затухающие колебания конечной амплитуды.* При достаточно большой амплитуде колебаний или в случае идеального фазового перехода при $P = P_0$, т. е. $a_1 = 0$, стадия сжатия сопровождается фазовым затуханием колебаний и $\delta > 0$. На стадии расширения звезды (уменьшение ядра), ввиду отсутствия затухания примем $\delta = 0$, в отличие от [2].

Интеграл уравнения (15), аналогичный (17), при $\delta = \text{const} \neq 0$ примет вид

$$x^2 = \omega_0^2 \left[\frac{x^{-3-\delta\lambda} - x^2}{5 + \delta\lambda} - x_0^2 \frac{x^{-3-\delta\lambda} - 1}{3 + \delta\lambda} \right]. \quad (20)$$

Если в начальном состоянии минимальный радиус ядра равен $r_{2, \text{min}}^{(0)}$ и $r_2 = 0$, то через время T , равное

$$T = \frac{1}{\omega_0} \left\{ \int_1^{x_*} \frac{dx}{\left[\frac{x^{-3-\delta\lambda} - x^2}{5 + \delta\lambda} - x_0^2 \frac{x^{-3-\delta\lambda} - 1}{3 + \delta\lambda} \right]^{1/2}} + \int_{x_{**}}^1 \frac{dx}{\left[\frac{x^{-3} - x^2}{5} - \frac{x_0^2}{x_*^2} \frac{x^{-3} - 1}{3} \right]^{1/2}} \right\}, \quad (21)$$

минимальный радиус ядра станет равным $r_{2, \text{min}}^{(1)} > r_{2, \text{min}}^{(0)}$. Здесь первый интеграл соответствует сжатию звезды (увеличению ядра), а второй — расширению звезды. Величина $x_* > 1$ является корнем знаменателя в первом, а $x_{**} < 1$ — во втором интеграле соотношения (21). Здесь

$$x_0 = r_{2, 0} / r_{2, \text{min}}^{(0)}, \quad x_* = r_{2, \text{max}} / r_{2, \text{min}}^{(0)} \quad \text{и} \quad x_{**} = r_{2, \text{min}}^{(1)} / r_{2, \text{max}}.$$

Отсюда

$$r_{2, \text{min}}^{(1)} = r_{2, \text{min}}^{(0)} x_* x_{**}, \quad \text{где} \quad x_* x_{**} > 1$$

в силу затухания колебаний. Сделаем в (21) разложение, считая в первом интеграле $x = 1 + \alpha$, $x_0 = 1 + \Delta$, во втором: $x = 1 - \beta$ и $\alpha, \beta, \Delta \ll 1$, оставляя члены $\sim \alpha^3$, β^3 и Δ^3 для учета затухания в первом не исчезающем члене. В результате элементарных выкладок, получаем

$$x_* = 1 + 2\Delta - \frac{5}{3} \Delta^2 - \frac{2}{3} \delta\lambda \Delta^2, \\ x_{**} = 1 - 2\Delta + \frac{17}{3} \Delta^2 + \frac{4}{3} \delta\lambda \Delta^2, \quad (22)$$

$$\frac{r_{2, \text{min}}^{(1)}}{r_{2, \text{min}}^{(0)}} = 1 + \frac{2}{3} \delta\lambda \Delta^2.$$

С учетом того, что $\Delta = \frac{r_{2,0}}{r_{2,\min}} - 1$ и третьего соотношения (22), получим уравнение для изменения $r_{2,\min}$, приняв период равным $2\pi/\omega_0$:

$$\frac{d\Delta}{dt} = -\frac{\delta \dot{\omega}_0}{3\pi} \Delta^2. \quad (23)$$

Отсюда для начального условия $\Delta = \Delta_0$ при $t = 0$ имеем

$$\frac{\Delta_0 - \Delta}{\Delta \Delta_0} = -\frac{\delta \dot{\omega}_0}{3\pi} t. \quad (24)$$

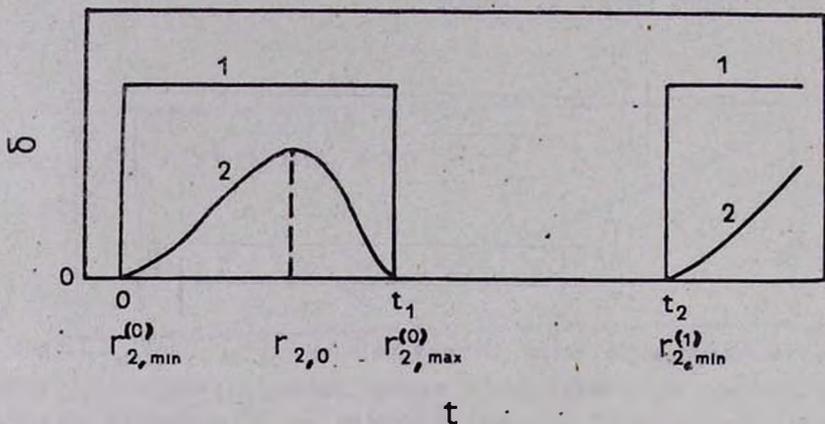


Рис. 2. Качественный вид изменения параметра δ (см. формулы (6), (7)) во время пульсаций: 1 — для идеального фазового перехода, 2 — для размазанного.

В идеальном фазовом переходе на всей фазе сжатия естественно принять $\delta = \text{const} > 0$ (возможно $\delta = 1$, как было принято в [1, 2]). В случае размазанного перехода δ переменна, ввиду изменения отношения v/a_* в процессе движения, и плавно обращается в нуль вблизи начала и конца фазы сжатия. Качественная зависимость $\delta(t)$ вдоль периода колебаний показана на рис. 2. В реальных объектах скорости фазовых превращений конечны и всегда действует механизм второй вязкости, количественные оценки для которого нужно делать индивидуально для каждого типа фазового перехода.

ON THE OSCILLATIONS OF THE STAR WITH THE PHASE
TRANSITION

G. S. BISNOVATYI-KOGAN, Z. F. SEIDOV

The mechanism of damping of star oscillations is considered which is connected with the phase transition in matter. The equation of motion and its solutions are obtained for different kinds of radial oscillations of the star in the approximation of incompressible fluid. The estimations of the maximal amplitude of the oscillations are given when phase damping is absent in the pion condensation phase transition.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Мидал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
2. А. В. Migdal, А. I. Chernoutsan, I. N. Mishustin, Phys. Lett., 83B, 158, 1979.
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
5. М. А. Гринфельд, ДАН СССР, 282, 1342, 1982.
6. Э. Ф. Сеидов, Препринт ИКИ АН СССР, 1984.

УДК: 524.387—54

РОЛЬ МАГНИТНОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В ЭВОЛЮЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС

А. В. ТУТУКОВ

Поступила 18 апреля 1984

Принята к печати 20 июля 1984

Магнитный звездный ветер играет решающую роль в образовании и эволюции тесных двойных звезд с расстоянием между компонентами меньше 10—12 солнечных радиусов, если, по крайней мере, один из компонентов имеет конвективную оболочку. Магнитный звездный ветер объясняет происхождение и, возможно, эволюцию звезд W UMa катаклизмических двойных, а также происхождение части «голубых беглецов». Для объяснения отсутствия катаклизмических двойных с орбитальными периодами в интервале 2—3 часа необходимо принять, что стандартный магнитный звездный ветер существует только для звезд с массами $0.3—1.5 M_{\odot}$, а для звезд с массами заполняющих полость Роша компонентов менее $\sim 0.3 M_{\odot}$ движущей силой эволюции является излучение гравитационных волн. Часть ярких ($L_x = 10^2—10^4 L_{\odot}$) рентгеновских источников может быть членами тесных двойных, эволюция которых определяется также этим ветром.

1. *Введение.* Статистическое исследование спектроскопических двойных звезд показало, что тесные двойные, состоящие из звезд главной последовательности, с большой полуосью менее $\sim 6 (M_1/M_{\odot})^{1/3}$ очень редки [1, 2]. Мы предположили для объяснения этой особенности, что образуются только двойные звезды с $a/R_{\odot} \lesssim 6 (M_1/M_{\odot})^{1/3}$ [1, 3]. Тесные двойные звезды с массами компонентов менее $\sim 1.5 M_{\odot}$ имеют конвективные оболочки и поэтому могут терять угловой момент магнитным звездным ветром (МЗВ), как это было предложено Хуангом [4]. В результате большие полуоси таких звезд уменьшаются и становятся меньше 10 солнечных радиусов, что наблюдается для двойных с $M_1 \lesssim 1.5 M_{\odot}$. Уменьшение большой полуоси может продолжаться до контакта компонент, ведущего к образованию систем типа W UMa и, возможно, одиночных звезд.

Происхождение и движущая сила катаклизмических двойных систем долгое время оставались неясными. Поскольку масса заполняющего свою полость Роша компонента обычно не превосходит солнечной, ее ядерная

эволюция не может служить движущей силой наблюдаемого обмена веществом. В работах [5—7] было показано, что для столь тесных систем излучение гравитационных волн (ИГВ) может удалить орбитальный момент за время, короче космологического. Обширное численное исследование Раппопорта и др. [8] показало, что скорость обмена веществом между компонентами катаклизмических двойных, индуцированная только ИГВ, ограничена величиной $\sim 2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$ /год. Но хорошо известно, что наблюдаемая скорость обмена для большинства катаклизмических двойных с периодом более трех часов превосходит этот предел в десятки раз [9, 10]. Это обстоятельство вынуждает искать другие возможные причины эволюции катаклизмических двойных. В этой статье мы обсудим эволюцию катаклизмических двойных и ряда других двойных малой массы, вызванную потерей углового орбитального момента МЗВ.

2. *Магнитный звездный ветер.* В отсутствие теории МЗВ, свободной от параметров, мы можем использовать эмпирический закон торможения вращения звезд, полученный Скуманичем [11]. Использование этого закона основано на нескольких предположениях. Мы принимаем, что торможение не зависит от масс компонентов, и что закон Скуманича, полученный для одиночных звезд солнечной массы со скоростями вращения ниже ~ 30 км/с, может быть использован и для компонентов тесных двойных со скоростями ~ 150 км/с. Мы принимаем также, что константа (уравнение 1) не зависит от массы звезды.

Расчеты ранних стадий эволюции звезд с массами $\sim M_{\odot}$ [12] обнаружили, что стадия с полным перемешиванием, предположительно разрушающим реликтовое магнитное поле, вероятно, отсутствует. Следовательно, реликтовое поле может остаться вмороженным в радиативное ядро звезд малой массы. Но потеря вещества такой же звездой — членом тесной двойной системы ведет к постепенному проникновению основания конвективной оболочки в «заматниченное» радиативное ядро. Этот механизм может поддерживать магнитный звездный ветер, пока сохраняется радиативное ядро. Предположение о реликтовой природе магнитного поля, поддерживающего МЗВ, помогает понять, почему эффективность МЗВ резко уменьшается, если масса вторичного компонента становится меньше $\sim 0.3 M_{\odot}$, поскольку в этот момент звезда, став полностью конвективной, «исчерпывает» реликтовое поле.

Предполагая теперь, что торможение вращения компонентов тесных двойных с массами $0.3—1.5 M_{\odot}$ описывается эмпирическим законом Скуманича [11]: $v = a \cdot 10^{14} t^{-1/2}$ см/с, можно найти, что

$$\frac{d \ln L}{dt} = -9.6 \cdot 10^{-15} a^{-2} \frac{R_2^4 (M_1 + M_2)^2}{a^3 M_1} \text{ с}^{-1}, \quad (1)$$

где L — угловой момент, R_2 и M_2 — радиус и масса вторичного компонента, M_1 — масса первичного компонента, a — большая полуось. Массы и радиусы — в солнечных единицах. Система предполагается вращающейся твердотельно. Мы принимаем также, что потеря вещества звездным ветром незначительна по сравнению с обменом, поэтому общая масса системы считается постоянной.

3. *W UMa* звезды. Теперь уравнение (1) может быть использовано для оценки времени, необходимого молодой, еще аккрецирующей тесной двойной звездой, окруженной общей конвективной оболочкой, для потери ею орбитального углового момента и превращения ее в одиночную звезду. Примем, что массы компонентов равны $M_1 = M_2$, $a = 2R_2$. Характерное время потери момента будет $\tau_w = 5 \cdot 10^6 a^2 (M_1/M_\odot)^{-2.3}$ лет, что близко к тепловой шкале времени звезды с радиусом в половину большой полуоси $3 (M_1/M_\odot)^{1/3}$, которое составляет $\sim 10^7 M_1/M_\odot$ лет. Этим, вероятно, и объясняется отсутствие молодых звезд с $a \lesssim 6 (M_1/M_\odot)^{1/3}$ [2]. Куки [13], исследуя вращение молодых звезд, нашел, что торможение вращения особенно эффективно на стадиях, предшествующих главной последовательности. Поэтому, согласно приведенной выше оценке, МЗВ может действительно удалить весь орбитальный момент молодой звезды с $a/R_\odot \lesssim 6 (M_1/M_\odot)^{1/3}$, превращая эту двойную звезду в одиночную быстро вращающуюся звезду с удвоенной массой. Если более массивный компонент к моменту контакта успеет значительно изменить содержание водорода в ее ядре, то может образоваться система типа *W UMa*.

Теперь мы используем уравнение (1) для оценки времени сближения компонентов тесной двойной звезды с массами компонентов меньшими $\sim 1.5 M_\odot$, которые эволюционируют под влиянием МЗВ. Поскольку массы компонентов полагаются равными, скорость потери момента может быть удвоена. Время жизни компонентов с массами порядка солнечной на стадии горения водорода $\sim 10^{10}$ лет. Интегрируя уравнение (1) найдем, что двойные с массами компонентов $\sim M_\odot$ и $a/R_\odot \lesssim 11.5 a^{-0.4}$ могут потерять орбитальные угловые моменты за время жизни компонентов на главной последовательности. Соответствующие предельные орбитальные периоды будут $P = 2.7 a^{-0.6}$ дн.

Если эволюция звезд типа *W UMa* определяется целиком МЗВ, уравнение (1) позволяет оценить характерное время их эволюции как

$$\tau_w \sim \frac{3 \cdot 10^7 a^2 M_1 P_{orb}^{2.3}}{(M_1 + M_2)^{1.3} M_2^{4/3}} \text{ лет,} \quad (2)$$

где P_{orb} — орбитальный период системы в часах.

Принимая $P_{\text{orb}} = 10$ часов, $M_2/M_{\odot} = 0.3$, $M_1/M_{\odot} = 1$, получим $\tau_{\text{в}} = 7 \cdot 10^8$ лет, что примерно в 14 раз короче времени жизни их компонентов при $M_1 \approx M_2 = M_{\odot}$. Этим и объясняется сравнительная редкость звезд типа W UMa [2], поскольку они могут образоваться только из систем с начальными $6 \leq a/R_{\odot} \leq 11.5$. Ван Вир [15] нашел, принимая во внимание эволюционные и селективные эффекты, что перед наступлением контакта массы компонентов звезд типа W UMa были, как правило, равны. Поскольку молодые звезды имеют сравнимые массы [1], это кажется естественным.

Первые звезды типа W UMa могут появиться, согласно уравнению (1), только после $\tau = 4 \cdot 10^8 \alpha (M_1/M_{\odot})^{-16/3}$ лет, поскольку двойные звезды с $a/R_{\odot} \leq 6 (M_1/M_{\odot})^{1/3}$ вначале отсутствовали. Действительно, W UMa звезды были найдены с определенностью только в скоплениях с возрастом, превышающим $5 \cdot 10^8$ лет [16]. Согласно наблюдениям, масса по крайней мере одного из компонентов действительно меньше $1.5 M_{\odot}$ (см. рис. 1). Двойные звезды с массами компонентов ниже $0.3-0.4 M_{\odot}$ не могут стать контактными из-за отсутствия ветра. Это ограничивает массу обоих компонентов системы снизу величиной $\sim 0.8 M_{\odot}$ (см. рис. 1). На рис. 1 показаны также границы нескольких областей, отличающихся характером обмена веществом между компонентами маломассивных тесных двойных систем [20]. „Разрешенный“ для полуразделенных двойных район находится левее ограничивающих его сплошных линий.

Рис. 1 показывает, что почти все известные W UMa звезды действительно расположены в области, где хотя бы один из компонентов имеет конвективную оболочку, а система может эволюционировать под действием МЗВ. Два исключения: AW UMa и XU Boo, чьи вторичные компоненты легче $0.3 M_{\odot}$, а первичные более массивны, чем $\sim 1.5 M_{\odot}$. Возможно, конечно, что массы компонентов пока недостаточно надежны или эволюция под влиянием МЗВ только что закончилась по выключению МЗВ заполняющего свою полость Роша компонента.

Линия $M_1 = 1.5 M_{\odot}$ разграничивает на рис. 1 звезды типа А от звезд типа W. Если принять, что структура оболочек компонентов двойных типа W UMa близка к структуре оболочек одиночных звезд той же массы, то можно заключить, что оба компонента звезд типа W имеют конвективные оболочки. У звезд типа А только вторичный компонент обладает конвективной оболочкой. Циркуляционный обмен энергией между компонентами [21] может, конечно, несколько изменить положение этой границы. W UMa звезды типа А отличаются также более низкой величиной углового момента [18, 19], что делает возможным превращение звезды ти-

па W в звезду типа A. Несколько треков консервативной по массе эволюции ($M_1 + M_2 = \text{const}$) показаны на рис. 1.

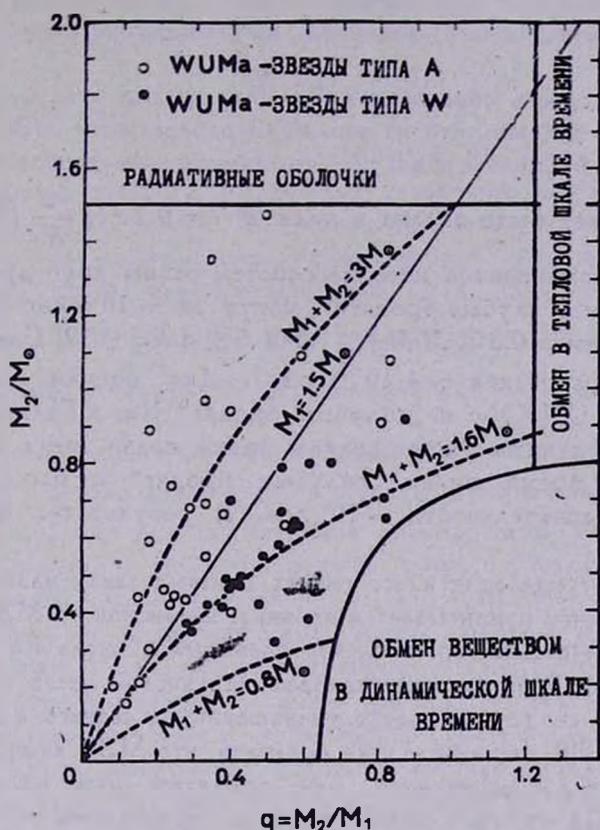


Рис. 1. Звезды типа WUMa в плоскости M_2 — q . Сплошными линиями нанесены границы областей с различной скоростью обмена веществом между компонентами согласно [20]. Штриховыми линиями нанесены эволюционные треки систем с постоянными массами. Массы компонентов WUMa систем приняты согласно [18, 19].

Эволюция звезд типа WUMa может, согласно Веббинку [21], вести к образованию одиночных звезд. Это кажется особенно возможным, если в момент контакта компоненты были химически однородны. Светимость одиночной звезды будет в 10—30 раз превышать светимость исходной системы. Такие звезды могут быть предложены в качестве объяснения феномена «голубых бродяг». Звезды — продукты слияния — с массами, менее $\sim 1.5 M_{\odot}$, имеют конвективные оболочки и могут повтому затормозить свое вращение. Звезды с большими массами останутся быстровращающимися долгое время. Кроме высоких скоростей вращения они могут также отличаться и низким для звезд такой массы содержанием Li, Be

и В, которые были разрушены в глубоких конвективных оболочках компонентов W UMa звезд. Следует отметить, что присутствие «слившихся» двойных может привести к значительной недооценке возраста звездного скопления, если оценивать последний по нескольким наиболее ярким звездам.

Оценим скорость образования W UMa звезд и «голубых бродяг» в Галактике, при условии, что их эволюция определяется МЗВ. Для этого примем согласно Поповой и др. [2], что функция звездообразования двойных звезд может быть задана в виде $d^2N = 0.2 d \lg \frac{a}{R_\odot} \left(\frac{M_\odot}{M_1}\right)^{2.5} d \frac{M_1}{M_\odot}$ и что массы компонентов исходных систем равны друг другу. Звезды типа W UMa и «голубые бродяги» могут за $\sim 10^{10}$ лет образоваться только из систем с $0.3 \leq M/M_\odot \leq 1.5$ и $6 \leq a/R_\odot \leq 12$. Следовательно, частота их образования $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ год $^{-1}$. Для оценки общего числа звезд типа W UMa N_W и «голубых бродяг» N_{BS} в Галактике примем согласно приведенным выше оценкам время жизни звезд типа W UMa $\sim 7 \cdot 10^8$ лет, а время жизни «голубых бродяг» с массой $\sim 2 M_\odot$ на главной последовательности $\sim 10^9$ лет. В результате: $N_W = 3 \cdot 10^7$ и $N_{BS} = 4 \cdot 10^7$.

Существует еще один класс тесных двойных звезд малой массы, чья активность обычно приписывается влиянию интенсивного МЗВ. Это звезды типа RS CVn. Если принять, что превышение числа RS CVn звезд с уменьшающимся орбитальным периодом над числом звезд с увеличивающимся периодом свидетельствует о уменьшении последнего в шкале времени $\sim 10^7$ лет [10], то необходимо признать, что МЗВ компонентов звезд типа RS CVn более эффективен, чем принятый нами на основе закона Скуманича. Для окончательных выводов необходимы более надежные оценки скоростей потери углового момента звездами типа RS CVn.

4. Катаклизмические двойные звезды. Оценим теперь, каковы должны быть исходные большие полуоси двойных звезд для образования катаклизмических двойных, состоящих из вырожденного карлика и заполняющей свою полость Роша звезды главной последовательности с массой, меньше $\sim 1.5 M_\odot$. В этом случае только звезда главной последовательности теряет момент путем МЗВ, и предыдущая оценка становится: $a/R_\odot \leq 10$. Максимальная большая полуось систем с компонентами солнечной массы оказывается $\sim 10 R_\odot$, в то время как для систем, движимых излучением гравитационных волн, этот предел близок к $\sim 3 R_\odot$. Таким образом, МЗВ гораздо эффективней излучения гравитационных волн в образовании полуразделенных катаклизмических систем из исходных разделенных систем — продуктов эволюции тесных двойных звезд на стадии с общей оболочкой.

Система из вырожденного карлика и звезды главной последовательности солнечной массы с большой полуосью менее $\sim 10 R_{\odot}$ может возникнуть после стадии с общей оболочкой [22, 23]. Если общая оболочка теряется в результате торможения двойного ядра, то можно использовать закон сохранения энергии для оценки конечной большой полуоси a_f [24]:

$$\beta \frac{M_2 M_d}{a_f} = \frac{M_0^2}{a_0}, \quad (3)$$

где a_0 — начальная большая полуось системы, M_0 — масса гиганта, образующего общую оболочку, M_2 — масса вторичного компонента — звезды главной последовательности, M_d — масса вырожденного ядра гиганта или сверхгиганта, β — эффективность трансформации энергии связи двойного ядра в потерю массы из общей оболочки. Для звезд с вырожденными ядрами $a_0/R_{\odot} \approx 10^{3.0} (M_d/M_{\odot})^2$, так что $M_d/M_{\odot} \approx (a_f/10^3 R_{\odot})^{1/4} (M_0^2/\beta M_2)^{1/4}$.

Для того, чтобы оставить вторичный компонент с $\frac{R}{R_{\odot}} \approx \frac{M}{M_{\odot}}$ внутри его полости Роша, a_f должна быть больше $2 (M_1 + M_2)^{1/3} M_2^{2/3} R_{\odot}$. Так как $M_{\odot}/(\beta M_2) \geq 1$, можно немедленно получить ограничение: $M_d/M_{\odot} \geq 0.21 (M_2 M_{\odot})^{1/6}$. Численно близкая величина может быть найдена при рассмотрении эволюции звезд умеренных масс с учетом МЗВ [25], поскольку только компоненты двойных с $a \geq 10 R_{\odot}$ ($R \geq 4 R_{\odot}$) развивают гелиевые вырожденные ядра, масса которых определяется радиусом полости Роша. Причем радиусу $\sim 4 R_{\odot}$ соответствует масса ядра $\sim 0.2 M_{\odot}$. Линия $M_2 = 0.2 M_{\odot}$ указана на рис. 2 вместе с пределами для динамической и термической устойчивостей для химически однородного компонента нормального химического состава, заполняющего свою полость Роша [20]. Линия $M_1 = 0.5 M_{\odot}$ отделяет катаклизмические двойные с углеродно-кислородными карликами (вверху) от систем с гелиевыми карликами (внизу).

Рудерман и Шахам [26] показали, что вторичный компонент катаклизмической двойной может быть разрушен в динамической шкале времени, если масса вырожденного или конвективного карлика, заполняющего свою полость Роша, станет меньше $\sim 0.02 M_{\odot}$. Причина разрушения состоит в отставании процесса обмена угловым моментом между компонентами от обмена веществом. Линия $M_2/M_1 = 0.02$ показана на рис. 2. Поскольку уменьшение массы до $\sim 0.02 M_{\odot}$ происходит за время короче $\sim 10^{10}$ лет, все катаклизмические двойные могут в конце эволюции превратиться в вырожденные одиночные карлики, если $M_1 + M_2 \lesssim 1.5 M_{\odot}$.

Уравнение (3) позволяет получить минимальную величину a_0 , требуемую для получения системы, состоящей из вырожденного карлика

и звезды главной последовательности с $a_f \lesssim 10 R_\odot$. Если $M_\odot \lesssim 2.5 M_\odot$, то для образования углеродно-кислородного ядра необходимо, чтобы исходная большая полуось системы превышала $\sim 400 R_\odot$. Следовательно, согласно (3): $M_0/M_\odot \approx 6.2 \frac{(M_2 M_0)^{1/2}}{M_\odot} \beta^{1/2}$. Поэтому начальное отношение масс компонентов протокатаклизмических двойных должно быть большим: $\sim 5-10$. Переход к большим массам $M_0 \geq 2.5 M_\odot$ избавляет от ограничения на исходную большую полуось, так как в таких системах углеродно-кислородный карлик может образоваться и

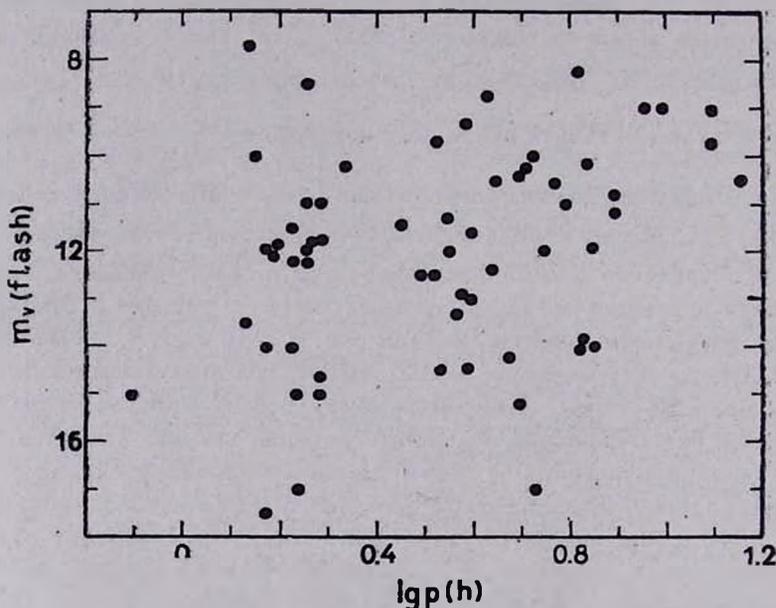


Рис. 2. Катаклизмические двойные и рентгеновские системы малой массы в плоскости $M_2/M_\odot - p$. Сплошными линиями нанесены границы областей с различной скоростью обмена веществом между компонентами [20]. Системы, расположенные выше штриховой линии, имеют массы, превышающие чандрасекаровский предел. Массы компонентов согласно [20, 29].

в компактной системе, но оставляет исходное отношение масс компонентов, превышающих 3—5. Масса остатка компонента тесной двойной после обмена: $M_R/M_\odot \approx 0.1 (M_1/M_\odot)^{1.2}$. Следовательно, звезды с начальной массой компонентов, превышающей $3.8 M_\odot$, могут образовывать углеродно-кислородные карлики с $M_{CO} \geq 0.5 M_\odot$. Конечные большие полуоси предкатаклизмических систем должны быть 1—10 солнечных

радиусов. Для оценки частоты образования катаклизмических двойных используем формулу [25]:

$$\frac{dN}{dt} \approx 0.2 \frac{M_2}{M_0} \int_{3.8}^{10} d \lg a M_v^{-2.5} M_{\odot}^{2.5} \frac{dM_0}{M_{\odot}}, \quad (4)$$

которая при $M_0 = 3.8 M_{\odot}$ и $d \lg a = 1.0$ дает $dN/dt \approx 0.004 M_2/M_{\odot} \text{год}^{-1}$. Кроме того, частоту образования катаклизмических двойных можно оценить, используя яркости катаклизмических двойных в течение спокойных фаз между вспышками. Звездные величины ряда катаклизмических звезд во время вспышек и между вспышками приведены на рис. 3

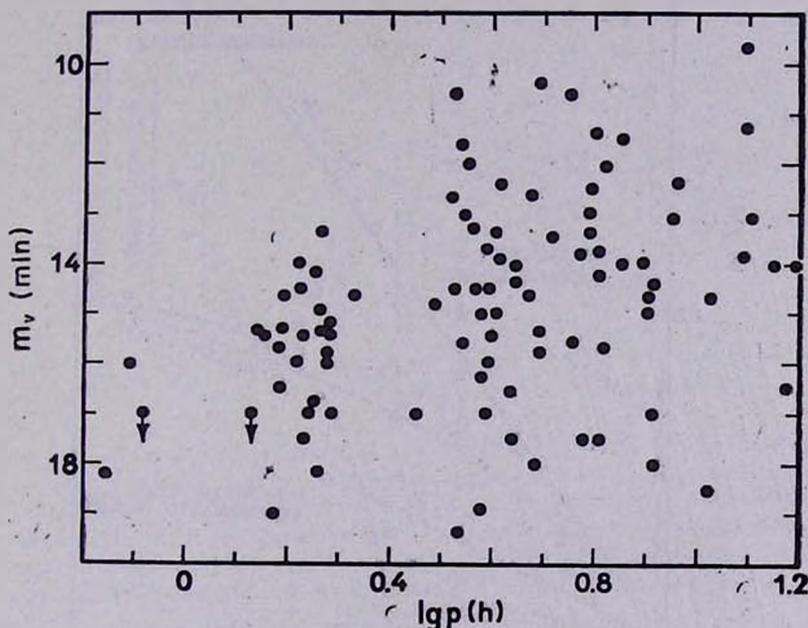


Рис. 3. Катаклизмические двойные в плоскости M_v (во время вспышки) — $\lg P$. Абсолютные величины звезд во время вспышки приняты согласно [10, 29].

и 4 в зависимости от орбитального периода систем. Очевидно разделение всех звезд на две группы по их орбитальным периодам. Поскольку катаклизмические двойные обнаруживаются обычно во время вспышек, распределение звезд по максимальной яркости сходно (рис. 3). Но распределения по стационарным светимостям различны для звезд с разными периодами.

Долгопериодические катаклизмические двойные звезды (ДД) с орбитальным периодом более трех часов имеют звездную величину $m_v \approx 10^m$

(см. рис. 4). Время жизни таких систем может быть оценено как $\tau_{AA} \approx 0.5 M_{\odot} / \dot{M}_{AA}$. Короткопериодические катаклизмические звезды (КД) с орбитальным периодом короче двух часов имеют $m_0 \approx 13^m 6$ и $\tau_{KA} \approx 0.1 M_{\odot} / \dot{M}_{KA}$. \dot{M} — скорость обмена в массах Солнца в год. Теперь,

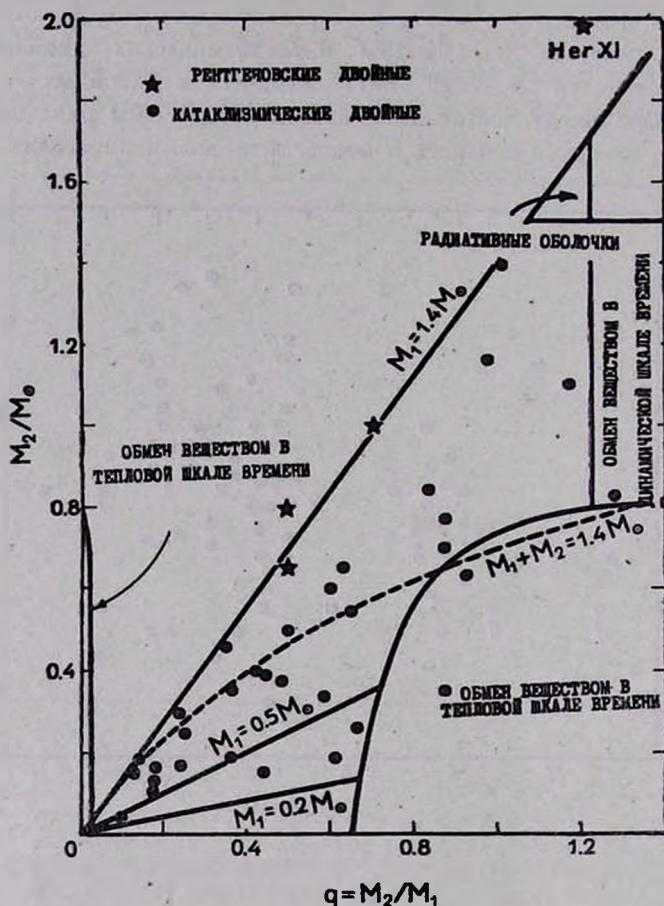


Рис. 4. Катаклизмические двойные в плоскости M_0 (в стационарном состоянии) — $\lg P$. Абсолютные величины согласно [10, 29].

полагая, что светимость системы определяется только скоростью обмена, мы можем оценить расстояние до ближайших катаклизмических звезд, их число в Галактике и частоту образования систем обеих групп. Частота образования ДД оказывается: $\lg \nu_{AA} \approx -6.5 - 0.5 \lg \dot{M}_{AA}$ год⁻¹, а короткопериодических (КД): $\lg \nu_{KA} \approx -8.0 - 0.5 \lg \dot{M}_{KA}$ год⁻¹.

Принимая $M_{ад} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, а $M_{ка} = 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ ([9, 10] и рис. 5), найдем, что $\nu_{ад} \approx \nu_{ка} \approx 0.003 \text{ год}^{-1}$.

Эти полуэмпирические оценки частоты образования двух типов катаклизмических систем согласуются с приведенными выше чисто теоретическими оценками, но неопределенности обеих оценок остаются, к сожалению, большими. Теперь, зная времена жизни и частоты образования, оценим общее число катаклизмических двойных в нашей Галактике: $N_{ад} \approx 2 \cdot 10^5$, а $N_{ка} \approx 10^7$. Близость частот образования обеих типов катаклизмических двойных предполагает возможность эволюции всех долгопериодических двойных в короткопериодические (см. рис. 5).

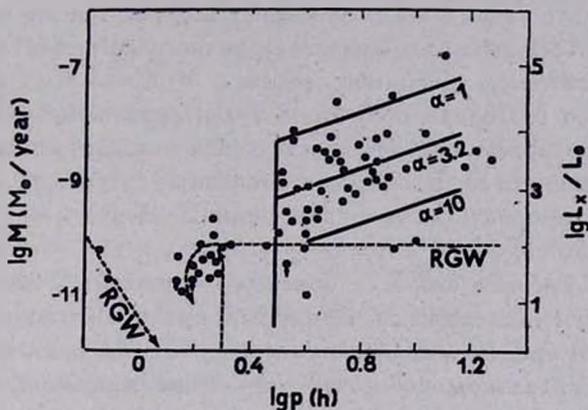


Рис. 5. Катаклизмические двойные в плоскости $\dot{M} - \lg P$. Скорости обмена приняты согласно [10]. На правой шкале указаны светимости нейтронных звезд, являющихся членами маломассивных систем. Приведены теоретические оценки скоростей обмена, вызванного МЭВ,—сплошными линиями, и излучением правитационных волн — штриховыми линиями. Левая штриховая линия относится к системам, в которых заполняющая свою полость Роша звезда является вырожденным водородным карликом [9]. Неопределенность в \dot{M} указана согласно Паттерсону [10] слева вверх.

Частоту образования новых звезд ν_n можно оценить независимо: $\nu_n \approx N M_n / M_2 \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ (год}^{-1}\text{)}$, где $N = 10 \text{ год}^{-1}$ — частота вспышек новых звезд в Галактике, $M_n \approx 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ — характерная масса оболочки новой, а M_2 — масса вторичного компонента. Таким образом, возможно, что частота образования новых звезд ниже частоты образования катаклизмических звезд и частоты взрывов сверхновых первого типа, предшественниками которых порой считают катаклизмические звезды.

5. Обсуждение. Теперь обсудим кратко эволюцию катаклизмических двойных звезд, вызванную МЭВ. Из уравнения (1) следует, что скорость обмена в полуразделенной системе под влиянием МЭВ:

$$M \approx 10^{-7.6} \frac{M_2^{5/3} (M_1 + M_2)^{1/3}}{\alpha^2 M_1} M_{\odot} \text{ год.}$$

Если звезда, заполняющая свою полость Роша, является звездой главной последовательности, то эта скорость превышает скорость обмена, идущего в тепловой шкале времени этой звезды. Поэтому она значительно отклоняется от состояния теплового равновесия к моменту исчезновения радиативного ядра и связанного с этим прекращения МЗВ. С прекращением последнего шкала времени эволюции системы увеличивается до времени потери момента излучением гравитационных волн: 10^9 — 10^{10} лет. Поскольку радиус термически неравновесных моделей звезд с $M \lesssim 0.8 M_{\odot}$ всегда превышает радиус термически равновесных моделей той же массы [20], то прекращение МЗВ вызывает сжатие вторичного компонента и прекращение обмена в системе. Двойные звезды с $M_2 \lesssim 0.3 M_{\odot}$ могут достичь контакта только благодаря излучению гравитационных волн. А в отсутствие обмена подобные системы просто почти необнаружимы из-за малой светимости компонентов. Это может объяснить отсутствие катаклизмических систем с орбитальными периодами 2—3 часа, если $\alpha \lesssim 3.5$. (см. рис. 5).

Довольно высокая скорость обмена, достигаемая с помощью МЗВ, приводит к двум последствиям. Во-первых, при такой скорости появляется возможность избежать сильные термоядерные вспышки на поверхности вырожденных карликов, облегчая увеличение массы карлика и взрыв сверхновой при достижении последним чандрасекаровского предела. Образование нейтронных звезд как типичного продукта подобных взрывов, вероятно, исключено. Иначе, имея в виду сравнимость частоты образования катаклизмических двойных с частотой взрывов сверхновых первого типа, наблюдалось бы слишком большое число рентгеновских двойных малой массы [25]. Второе следствие высокой скорости обмена заключено в том, что теперь можно объяснить высокие светимости рентгеновских двойных малых масс [25] с орбитальными периодами 3—15 часов (см. рис. 5). Наблюдаемые светимости этих систем, 10^2 — 10^4 солнечных светимостей [27], не могут быть объяснены обменом в системе, эволюция которой определяется излучением гравитационных волн. Наличие гелиевого ядра у звезды, заполняющей свою полость Роша, могло бы объяснить высокую светимость. Но короткие орбитальные периоды исключают такую возможность.

Джиуричин и Мардироян [28] изучили физические параметры около ста Алголей. Анализируя их параметры, они пришли к выводу, что потеря углового момента была особенно эффективна для систем с начальными массами компонентов менее $\sim 1.5 M_{\odot}$. Эта потеря может быть объяснена качественно и количественно МЗВ [25].

Итак, магнитный звездный ветер «стандартной эффективности» может объяснить эволюцию звезд малых масс, принадлежащих к различным типам.

Эта работа была выполнена частично во время пребывания автора в отделе астрономии университета штата Иллинойс (США). Автор благодарит проф. И. Ибена за приглашение, содействие и обсуждение.

Астрономический совет АН СССР

THE MAGNETIC STELLAR WIND IN THE LOW MASS CLOSE BINARY EVOLUTION

A. V. TUTUKOV

Magnetic stellar wind (MSW) can play a decisive role in the origin and evolution of low mass binaries with semimajor axis smaller than $\sim 10-12 R_{\odot}$, if at least one of the components has a convective envelope. The MSW can also explain the origin and, possibly, evolution of WUMA, cataclysmic binary stars and the origin of a part of "blue stragglers". To explain the 2-3 hours' gap in the distribution of cataclysmic binaries one needs to suppose that MSW can exist only for main-sequence stars with masses $0.3-1.5 M_{\odot}$. Some of the bright ($L_x \approx 10^3-10^4 L_{\odot}$) X-ray sources may be members of binaries whose evolution is driven by this MSW.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Астрон. цирк.*, 55, 1176, 1978.
2. Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Янгельсон, *Astrophys. Space Sci.*, 1982 (in press).
3. А. В. Тутуков, *Письма Астрон. ж.*, 9, 160, 1983.
4. S. S. Huang, *Ann. Astrophys.*, 29, 331, 1966.
5. R. P. Kraft, J. Mathews, J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 136, 312, 1962.
6. B. Paczynski, *Acta Astron.*, 17, 287, 1967.
7. J. Faulkner, *Ap. J. Lett.*, 170, L99, 1971.
8. S. Rappaport, P. S. Joss, R. Webbink, *Ap. J.*, 254, 616, 1982.
9. А. В. Тутуков, Л. Р. Янгельсон, *Acta Astron.*, 25, 665, 1979.
10. J. Patterson, Preprint MTI, 1982.
11. A. Skumanich, *Ap. J.*, 171, 565, 1972.
12. S. W. Stahler, F. N. Shu, R. E. Taam, *Ap. J.*, 241, 637, 1980.
13. L. V. Kuhi, *Moon and Planets*, 19, 199, 1978.
14. S. W. Mochnicki, *Ap. J.*, 245, 650, 1981.
15. F. van't Veer, *Astron. Astrophys.*, 98, 213, 1981.
16. O. Vilhu, *Astron. Astrophys.*, 109, 17, 1982.

17. L. *Blinnendijk*, *Vistas in Astronomy*, 12, 217, 1970.
18. W. *van Hamme*, *Astron. Astrophys.*, 105, 389, 1982a.
19. W. *van Hamme*, *Astron. Astrophys.*, 116, 27, 1982.
20. А. В. *Тутуков*, А. В. *Федорова*, Л. Р. *Юнзельсон*, *Письма Астрон. цнр.*, 8, 365, 1982.
21. R. *Webbink*, *Ap. J.*, 215, 851, 1977. 1982.
22. B. *Paczynski*, *Proc. of the IAU Symp. 73*, Eds. P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan, 1976, p. 75.
23. R. E. *Taam*, P. *Bodenheimer*, J. P. *Ostriker*, *Ap. J.*, 222, 269, 1978.
24. A. V. *Tutukov*, L. R. *Yungelson*, *Proc. of the IAU Symp.*, 83, 1978.
25. I. *Iben*, A. *Tutukov*, (in preparation) 1983.
26. M. A. *Ruderman*, J. *Shaham*, (частное сообщение).
27. F. *Verbunt*, C. *Zwaan*, *Astron. Astrophys.*, 100, L17, 1981.
28. G. *Giuricin*, F. *Mardrossian*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 46, 1, 1981.
29. H. *Ritter*, *Preprint MPI*, 22, 1982.

УДК: 521.14

ЗАРЯД, МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ И ЭФФЕКТ ЛЕНЗЕ— ТИРРИНГА В ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 13 октября 1983

Принята к печати 15 апреля 1984

Получено решение трех физических задач в рамках обобщенной теории тяготения. Найдены гравитационное поле точечной заряженной массы и выражение вектора потенциала для магнитного поля дипольного характера, получена угловая скорость вовлечения локально-инерциальной системы отсчета во вращение центрального тела.

Введение. На сегодняшний день нет наблюдательных фактов, сколько-нибудь достоверно подтверждающих вывод теории тяготения Эйнштейна (ОТО) о неизбежном коллапсе достаточно массивных небесных тел на конечном этапе их эволюции. С другой стороны, данные астрофизических наблюдений допускают интерпретацию, на основе которой возникла космогоническая концепция Амбардзюмяна [1], в которой коллапсу нет места. С этих позиций кажется обоснованной разработка неэйнштейновских вариантов теории тяготения. Одним из таковых является обобщенная теория тяготения (ОТТ). В этой теории гравитационное поле помимо десяти компонент метрического тензора характеризуется также, так называемым, гравитационным скаляром, который не оказывает непосредственного воздействия на вещество и его единственная роль состоит в том, что вместе с веществом и негравитационными полями он определяет геометрию пространства — времени. Разработанная Саакяном с сотрудниками [2] модификация ОТТ согласуется с известными экспериментальными данными и при разумном подборе граничных условий допускает существование компактных объектов с массами порядка галактической, что гармонирует с космогонической концепцией Амбардзюмяна.

Вышеизложенное позволяет заключить, что каждый новый результат в обобщенной теории тяготения представляет определенный интерес. В настоящей работе получены решения трех физических задач. Определено гравитационное поле заряженной сосредоточенной массы, найдены обусловленные искривлением пространства поправки для поля магнитного

диполя и, наконец, рассмотрено медленное вращение релятивистской конфигурации в ОТГ (аналог эффекта Лензе—Тирринга).

1. Гравитационное поле точечного тела массой m , наделенного зарядом Q , очевидно, статично и обладает сферической симметрией. Если пользоваться изотропными координатами $(x^0, x^1, x^2, x^3) \rightarrow (t, \rho, \theta, \varphi)$, то выражение для интервала в рассматриваемом случае следует выбрать в виде

$$ds_0^2 = e^{2\alpha} c^2 dt^2 - e^{2\beta} [d\rho^2 + \rho^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (1.1)$$

Искомая зависимость гравитационного скаляра $\chi = 8\pi G/c^2$, а также α и β от ρ может быть найдена решением следующей системы уравнений ОТГ (см. [2]):

$$\Delta_0 \chi = \frac{2\chi_1^2}{\chi}, \quad (1.2)$$

$$\Delta \alpha = \frac{\chi}{8\pi c^2} e^{-2\beta} \frac{Q^2}{\rho^4}, \quad (1.3)$$

$$(\alpha + 2\beta)_{11} + \alpha_1 (\alpha_1 - \beta_1) + \beta_1 \left(\frac{2}{\rho} + \frac{\chi_1}{\chi} \right) - \left(\frac{\chi_1}{\chi} \right)_1 - (\zeta - 1) \frac{\chi_1^2}{\chi^2} = \frac{\chi}{8\pi c^2} e^{-2\beta} \frac{Q^2}{\rho^4}, \quad (1.4)$$

$$\Delta \beta + \frac{1}{\rho} \left(\alpha_1 + \beta_1 - \frac{\chi_1}{\chi} \right) = - \frac{\chi}{8\pi c^2} e^{-2\beta} \frac{Q^2}{\rho^4}, \quad (1.5)$$

$$\Delta_0 (\alpha + 2\beta) - \beta_1 (\beta_1 + 2\alpha_1) = \frac{\zeta}{2} \chi_1^2 / \chi^2, \quad (1.6)$$

здесь $\Delta_0 = \frac{e^{-\alpha-\beta}}{\rho^2} \frac{d}{d\rho} \left(\rho^2 e^{\alpha+\beta} \frac{d}{d\rho} \right)$, $\Delta = \Delta_0 - \frac{\chi_1}{\chi} \frac{d}{d\rho}$, ζ — безразмерный параметр теории, индекс 1 означает дифференцирование по ρ .

Введем $\Phi = \chi_1 / \chi$ и $\psi = \alpha_1 + \beta_1 + \frac{2}{\rho} - \Phi$, тогда из (1.2) и комбинации (1.3) + (1.5) — (1.2) получим

$$\Phi_1 + \psi \Phi = 0, \quad (1.7)$$

$$\rho \psi_1 + \rho \psi^2 - \psi = 0. \quad (1.8)$$

Тривиальное $\psi = 0$ решение уравнения Бернулли (1.8) приводит к результату $\chi = \text{const}$, который не выходит за рамки теории тяготения Эйнштейна и поэтому не нуждается в дальнейшем обсуждении. Другое решение (1.8) $\psi = 2\rho/(\rho^3 - \rho^2)$ дает

$$\chi = \chi_0 \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho + \rho_0} \right)^{A/\rho_0}, \quad (1.9)$$

где ρ_0 и A — постоянные интегрирования, а χ_0 — предельное значение χ при $\rho \rightarrow \infty$, пропорциональное гравитационной постоянной.

Из (1.2), используя (1.9), найдем

$$\alpha + \beta = \ln \left[D \frac{(\rho^2 - \rho_0^2)}{\rho^2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho + \rho_0} \right)^{A/\rho_0} \right], \quad (1.10)$$

что позволяет привести разность уравнений (1.5) и (1.6) к виду

$$\left[\alpha_1 - \frac{A}{\rho^2 - \rho_0^2} \right]^2 + \frac{3A^2 - 4\rho_0^2 - 2A^2\zeta}{(\rho^2 - \rho_0^2)^2} = \frac{\chi_0 Q^2}{8\pi c^2} \frac{e^{-2\beta}}{\rho^4} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho + \rho_0} \right)^{A/\rho_0}.$$

Далее подставим в это выражение β из (1.10) и введем

$$u_1(\rho)/u(\rho) = \frac{A}{\rho^2 - \rho_0^2} - \alpha_1,$$

что дает достаточно простое уравнение для $u(\rho)$:

$$(u_1/u)^2 - b^2/(\rho^2 - \rho_0^2)^2 = d^2/u^2(\rho^2 - \rho_0^2),$$

где $b^2 = 4\rho_0^2 + 2A^2\zeta - 3A^2$, а $d^2 = \frac{\chi_0 Q^2 e^{2\alpha_0}}{8\pi c^2 D^2}$, α_0 и D — новые константы интегрирования.

Дальнейшие выкладки сводятся к стандартной процедуре (см., например, [3]) и приводят в результате к

$$e^{-\alpha} = \frac{e^{-\alpha_0} y_0}{2b} \left(\frac{\rho + \rho_0}{\rho - \rho_0} \right)^{\frac{A-b}{2\rho_0}} \left[1 - \frac{d^2}{y_0^2} \left(\frac{\rho + \rho_0}{\rho - \rho_0} \right)^{b/\rho_0} \right],$$

$$e^{\beta} = D \frac{e^{-\alpha_0} y_0}{2b} \left(\frac{\rho^2 - \rho_0^2}{\rho^2} \right) \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho + \rho_0} \right)^{\frac{A+b}{2\rho_0}} \left[1 - \frac{d^2}{y_0^2} \left(\frac{\rho + \rho_0}{\rho - \rho_0} \right)^{b/\rho_0} \right].$$

Для определения постоянных интегрирования преобразованием

$$\rho = \frac{2be^{\alpha_0}}{Dy_0} \rho', \quad t = \frac{2be^{\alpha_0}}{y_0} t'$$

приведем метрику к псевдоевклидовому виду. Сравнивая затем постньютоновское приближение найденных выражений при $d = 0$ с известным [4]

$$ds^2 = \left[1 - \frac{2Gm}{c^2\rho} + 2\sigma \frac{G^2 m^2}{c^4 \rho^2} \right] dt^2 - \\ - \left[1 + 2\delta \frac{Gm}{c^2\rho} \right] [d\rho^2 + \rho^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]$$

и переобозначая постоянные, получим решение рассматриваемой задачи

$$e^{-\alpha} = \frac{1}{2} q \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^{-1/\eta} \left[1 - \frac{\dot{Q}^2}{q^2} \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^\mu \right], \quad (1.11)$$

$$e^\beta = \frac{1}{2} q (1-z^2) \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^{(a-1)/\eta} \left[1 - \frac{\dot{Q}^2}{q^2} \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^\mu \right], \quad (1.12)$$

$$\chi = \chi_0 \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^{a/\eta}, \quad (1.13)$$

где $z = \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\eta Gm}{2c^2\rho}$, $q = 1 + \sqrt{1 + \dot{Q}^2}$, $\eta^2 = (a-1)^2 + a - \frac{1}{2}\epsilon a^2$,

$\dot{Q}^2 = 4Q^2/Gm^2 (a-2)^2$, $\mu = \frac{(2-a)}{\eta}$. Постньютоновские параметры

ОТТ $\sigma = 1$, $\delta = 1 - a$. Подчеркнем, что a — постоянная интегрирования.

Полученное решение можно записать в гармонических координатах $x^1 = r(\rho) \sin \theta \cos \varphi$, $x^2 = r(\rho) \sin \theta \sin \varphi$, $x^3 = r(\rho) \cos \theta$, $ds^2 = e^{2\alpha} c^2 dt^2 - e^{2\beta} [dr^2 + R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]$.

Условие гармоничности имеет вид

$$\frac{d}{d\rho} \left(e^{\alpha+\beta} \rho^2 \frac{dr}{d\rho} \right) = 2r e^{\alpha+\beta}$$

Поскольку из (1.11) и (1.12) следует, что выражение для χ и $\alpha + \beta$ остается одним и тем же как в случае нейтральной, так и заряженной масс, связь между r и ρ будет в обоих случаях одной и той же. Другими словами, соотношение

$$r = \rho \left(1 + \frac{r_0^2}{\rho^2} \right) + \frac{a}{\eta} \rho_0, \quad (1.14)$$

полученное в [5] для нейтральной массы, удовлетворяет условию гармоничности и в рассматриваемом случае. Поэтому

$$e^{-\alpha} = \frac{1}{2} q \left(\frac{\xi+1}{\xi-1} \right)^{1/2\eta} \left[1 - \frac{\dot{Q}^2}{q^2} \left(\frac{\xi-1}{\xi+1} \right)^{\mu/2} \right],$$

$$e^{\lambda} = \frac{1}{2} q \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{\frac{a-1}{2\eta}} \left[1 - \frac{Q^2}{q^2} \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{\mu/2} \right], \quad (1.15)$$

$$R^2 = 4\gamma_0^2 (\xi^2 - 1),$$

где $\xi = \frac{1+z^2}{2z}$.

Таким образом, (1.15) вместе с (1.13) определяет поле заряженной сосредоточенной массы в гармонических координатах в рамках обобщенной теории тяготения.

Найденное решение можно записать также и в шварцшильдовских координатах

$$ds^2 = e^{2\tilde{\nu}} c^2 dt^2 - e^{2\tilde{\lambda}} \tilde{r}^2 - \tilde{r}^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

с условием гармоничности

$$\frac{d\tilde{r}^2}{dr} + \tilde{r}^2 (\nu' - \lambda') = 2re^{2\lambda}$$

(штрих означает дифференцирование по r), которое дает

$$\tilde{r}^2 = fe^{\lambda-\nu}, \quad f = 8\gamma_0^2 \int \left(\xi + \frac{a}{2\eta} \right) \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{a/2\eta} d\xi, \quad (1.16)$$

$$e^{\tilde{\nu}} = e^{\nu}, \quad e^{\tilde{\lambda}} = \frac{Re^{\nu+\lambda}}{re^{\nu+\lambda} + f(\lambda' - \nu')}$$

2. Для оценки «жизнеспособности» обобщенной теории тяготения и сравнения ее выводов с эйнштейновскими попробуем получить закон вовлечения локально-инерциальной системы отсчета во вращение создающего гравитационное поле тела (эффект Лензе—Тирринга). В теории тяготения Эйнштейна этот эффект проявляется и в случае медленного вращения. Поэтому при его рассмотрении в ОТТ ограничимся линейным по угловой скорости вращения Ω приближением. Другими словами, деформации, вызванные вращением, следовательно и влияние вращения на диагональные компоненты метрического тензора, будем считать пренебрежимо малыми. Тогда в рассматриваемом приближении

$$ds^2 = ds_0^2 - 2\omega r^2 e^{2\lambda} \sin^2 \theta \cdot d\varphi dt, \quad (2.1)$$

причем зависимость λ , α и β от ρ дается (1.11), (1.12) и (1.13) при $Q=0$. Эти выражения позволяют привести уравнение, определяющее $\omega = \omega(\rho)$, к виду

$$z(1-z^2)\omega_{zz} = 2\omega_z(2z^2 - 2\mu z + 1),$$

решение которого дает

$$\omega = \frac{c_1 t^{2\mu-2}}{64 \mu (\mu^2 - 1)} [\mu (\mu + 1) - 2 (\mu^2 - 1) t^2 + \mu (\mu - 1) t^4] + c_2, \quad t = \frac{1-z}{1+z}. \quad (2.2)$$

На больших расстояниях ($\rho \rightarrow \infty$)

$$\omega(z \rightarrow 0) = \frac{c_1}{3} z^3 - \frac{c_1}{32 \mu (\mu^2 - 1)} + c_2. \quad (2.3)$$

Сравнивая далее получившееся выражение $g_{03}^{\text{ОТТ}}$ с известным [6]

$$g_{03}^{\text{ОТО}} (\rho \rightarrow \infty) \simeq \frac{2GJ\Omega}{rc^2} \sin^2 \theta,$$

окончательно получим:

$$\omega^{\text{ОТТ}} = \frac{c^3}{G^2 m^3} \frac{3J\Omega}{4\mu (\mu^2 - 1) \eta^3} \{t^{2\mu-2} [\mu (\mu + 1) - 2 (\mu^2 - 1) t^2 + \mu (\mu - 1) t^4] - 2\}, \quad (2.4)$$

J — момент инерции центрального тела.

Для сравнения величины $\omega^{\text{ОТТ}}$ с $\omega^{\text{ОТО}}$ ($a = 0$, $\mu = 2$) оценим значение $\mu = (2 - a)/\eta$ в ОТТ. Полученные в экспериментах по запаздыванию радиолокационного сигнала результаты [4] дают $a = 0.00 \pm \pm 0.028$. Что касается возможных значений параметра теории ζ , то, как показано в [2], легко можно усмотреть приближенную связь $\zeta \approx \frac{3}{2} - \frac{1}{a}$. Учитывая также, что вариационный принцип естествен-

нее формулировать для отрицательных значений ζ , приходим к заключению о положительности a . Расчет показывает, что для таких значений a и ζ расхождение в величине скорости вовлечения свободно падающей инерциальной системы отсчета во вращение центрального тела в ОТТ и ОТО не превышает 5%.

3. В настоящее время принято считать, что интенсивные магнитные поля играют важную роль в проявлениях космической активности различных небесных тел. С этой точки зрения небезынтересно выяснить, как влияет наличие сильного гравитационного поля на величину и распределение магнитного поля. Обычно предполагают, что магнитное поле имеет дипольный характер, что в статическом случае позволяет, во-первых, ограничиться рассмотрением полей, потенциал которых имеет лишь одну исчезающую компоненту $A_z \equiv A$, и, во-вторых, считать, что вне распределения масс с магнитным моментом M метрика может быть задана выражением [6]:

$$ds^2 = e^{2\alpha} c^2 dt^2 - e^{2\beta} [d\rho^2 + e^{2\gamma} \rho^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)],$$

$$\alpha = \alpha(\rho, \theta), \quad \beta = \beta(\rho, \theta), \quad \gamma = \gamma(\rho, \theta).$$

Если магнитное поле имеет величину порядка 10^{14} Г, то согласно [7] для решения задачи вполне удовлетворительно квадратичное по M приближение. В этом приближении соответствующее уравнение электродинамики приводится к виду

$$A_{11} + (\alpha_1^0 + \beta_1^0) A_1 + \frac{1}{\rho^2} (A_{22} - A_2 \operatorname{ctg} \theta) = 0.$$

Здесь индексы 1 и 2 обозначают производные по ρ и θ , а выражения для α_1^0 и β_1^0 можно получить дифференцированием (1.12) и (1.13) при $Q = 0$. Введем переменную

$$y = \cos \theta,$$

тогда

$$z^2 A_{zz} + \frac{2z}{(z^2 - 1)} (\mu z - 1) A_z + (1 - y^2) A_{yy} = 0. \quad (3.1)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$A(z, y) = z^l \sqrt{1 - y^2} Y(x) \Phi(y), \\ x = 4z/(z + 1)^2$$

и после разделения переменных получим

$$x(x - 1) Y_{xx} + \left[\left(2l + 2 + \frac{\mu}{2} \right) x - 2(l + 1) \right] Y_x + l \left(l + 1 + \frac{\mu}{2} \right) Y = 0, \\ (1 - y^2) \Phi_{yy} - 2_y \Phi_y + \left[l(l + 1) - \frac{1}{1 - y^2} \right] \Phi = 0, \quad (3.2)$$

откуда следует

$$A(z, y) = \sum_{l=0}^{\infty} c_l \left(\frac{4z}{(1+z)^2} \right)^l F \left(\alpha, \beta, \gamma, \frac{4z}{(z+1)^2} \right) (1 - y^2) \frac{dP_l(y)}{dy}, \\ \alpha = l, \quad \beta = l + \frac{\mu}{2} + 1, \quad \gamma = 2(l + 1), \quad (3.3)$$

$F(\alpha, \beta, \gamma, x)$ — гипергеометрическая функция Гаусса, P_l — полином Лежандра.

На больших расстояниях (3.3) должно совпадать с ньютоновским выражением для потенциала поля магнитного диполя с моментом M , что позволяет оборвать ряд на $l = 1$ и определить постоянную:

$$A = \frac{M' c^2}{\eta} \frac{4z}{2Gm(z+1)^2} F\left(1, 2 + \frac{\mu}{2}, 4, -\frac{4z}{(z+1)^2}\right) \sin^2 \theta. \quad (3.4)$$

Полученные выражения (1.11)—(1.13); (2.4), (3.4) переходят в соответствующие результаты ОТО, если положить $a \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 1$, что соответствует $\zeta \rightarrow \infty$.

В заключение выражаем глубокую благодарность Г. С. Саакяну и Р. М. Авакяну, а также всем участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE CHARGE, MAGNETIC DIPOLE AND THE LENSE-THIRRING EFFECT IN GENERALIZED THEORY OF GRAVITY

G. H. HARUTYUNYAN, V. V. PAPOYAN

Three physical problems are solved in the framework of generalized theory of gravity. The gravitational field of the point charged mass and the expression for the vector potential for the dipole magnetic field is found. The angular velocity of the involvment of the local frame into rotation of the central body is evaluated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Нестационарные явления в галактиках, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968.
2. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. Э. Камке, Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, Наука, М., 1971.
4. Р. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, Гравитация, Мир, М., 1977.
5. Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, Астрофизика, 21, 175, 1984.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
7. А. К. Avetisyan, М. Н. Minasian, V. V. Papoyan, Astrophys., Space sci., 69, 71, 1980.

УДК 52—64

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ.
II. СРЕДНЕЕ ЧИСЛО РАССЕЯНИЙ ФОТОНА В СРЕДЕ,
СОДЕРЖАЩЕЙ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ.

А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 14 февраля 1984

Принята к печати 28 июля 1984

При весьма общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния получены уравнения для определения среднего числа рассеяний фотонов в трехмерной полубесконечной среде, когда первичные источники фотонов находятся внутри среды. Отдельно рассматриваются числа рассеяний фотонов, гибнущих в среде, и фотонов, покидающих среду. Выявляется зависимость числа рассеяний от исходных характеристик фотона. Более подробно разбирается случай рассеяния с полным перераспределением по частотам при учете поглощения и излучения в непрерывном спектре. При этом приводится ряд новых формул для среднего числа рассеяний фотонов в полубесконечной и бесконечной средах.

1. *Введение.* В настоящей статье мы продолжим изучение вопроса об определении среднего числа рассеяний, рассмотрев случай, когда первичные источники энергии расположены внутри среды. Как и в первой части работы [1], нас будут интересовать как фотоны, покидающие среду в результате многократных рассеяний, так и фотоны, гибнущие в среде в ходе диффузии.

По аналогии с рассмотренными в [1] для случая внешнего источника излучения функциями $N_+(x, \eta)$ и $N_0(x, \eta)$ среднее число рассеяний, испытываемых каждой из вышеуказанных двух групп фотонов, обозначим соответственно через $N_+(\tau, x, \eta)$ и $N_0(\tau, x, \eta)$. Аргументы введенных функций N_+ и N_0 указывают на то, что исходные фотоны обладают частотой x и движутся на оптической глубине τ в направлении η . Аналогичным образом, среднее число рассеяний, которым подвергаются все фотоны вне зависимости от их дальнейшей „судьбы“, будет описываться функцией $\langle N(\tau, x, \eta) \rangle$. Очевидно, что область изменения углового аргумента η функций $N_+(\tau, x, \eta)$, $N_0(\tau, x, \eta)$ и $\langle N(\tau, x, \eta) \rangle$ охватывает всевозможные направления, в то время как у одноименных функций, зависящих от двух аргументов, — лишь нижнюю полусферу.

Отсюда нетрудно понять, что последние соответствуют частным значениям введенных здесь функций N при $\tau = 0$ и отрицательных τ , например, $N_+(x, \eta) = N_-(0, x, -\eta)$ и т. д.

Если среда содержит первичные источники энергии, то часто представляет интерес среднее число рассеяний, испытываемых всеми фотонами, движущимися в среде независимо от глубины. Указанная величина, понятно, зависит от мощности внутренних источников $\varepsilon(\tau, x, \eta)$ и дается одной из введенных выше функций $N_+(\tau, x, \eta)$, $N_-(\tau, x, \eta)$ и $\langle N(\tau, x, \eta) \rangle$, взвешенной по $\varepsilon(\tau, x, \eta)$. Этот путь определения среднего числа рассеяний обладает тем очевидным преимуществом, что названные функции N не зависят от источников энергии и потому вычисляются раз и навсегда. Однако в дальнейшем мы укажем и на другую возможность вычисления нужных нам средних величин, которая в отдельных случаях может оказаться предпочтительней.

Прежде чем приступить к рассмотрению нашей задачи, следует оговориться, что номера формул из первой части работы спереди будут отмечаться римской цифрой I. Кроме того, для величин, введенных уже в первой статье, используются принятые в ней обозначения и их смысл вновь не разъясняется.

2. Функция Грина. В дальнейшем изложении используется понятие функции Грина уравнения переноса для полубесконечной атмосферы, поэтому в настоящем разделе приведем нужные сведения об этой функции. Напомним, что функция Грина G допускает наглядную вероятностную трактовку: величина $G(\tau', x', \eta'; \tau, x, \eta) dx d\eta$ представляет собой вероятность того, что фотон, обладающий частотой x' и движущийся в полубесконечной среде на оптической глубине τ' в направлении η' в результате многократных рассеяний пересечет поверхность, параллельную границе среды, на глубине τ внутри телесного угла $2\pi d\eta$ в направлении η , обладая при этом частотой, принадлежащей интервалу $(x, x + dx)$. В применении к функции Грина принцип обратимости оптических явлений позволяет написать

$$|\eta'| G(\tau', x', -\eta'; \tau, x, \eta) = |\eta| G(\tau, x, -\eta; \tau', x', \eta'). \quad (1)$$

Функция Грина удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению

$$\begin{aligned} \eta' \frac{\partial G(\tau', x', \eta'; \tau, x, \eta)}{\partial \tau'} + \nu(x') G(\tau', x', \eta'; \tau, x, \eta) = \\ = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') G(\tau', x'', \eta''; \tau, x, \eta) dx'' + \\ + |\eta'| \delta(\tau - \tau') \delta(\eta - \eta') \delta(x - x'), \end{aligned} \quad (2)$$

где δ — дельта-функция Дирака; $v(x) = z(x) + \beta$. Далее вероятностный смысл введенной в [1] функции Y позволяет написать $G(\tau', x', \eta'; 0, x, \eta) = Y(\tau', x', \eta'; x, \eta)$, поэтому последнюю часто называют поверхностной функцией Грина. Наконец, заметим, что двойственная интерпретация функции Y , которая неоднократно использовалась в первой части работы, непосредственно вытекает из соотношения (1). Уравнение для функции Y можно получить непосредственно из уравнения (2), если в последнем положить $\tau = 0$:

$$\eta' \frac{\partial Y(\tau, x', \eta'; x, \eta)}{\partial \tau} + v(x') Y(\tau, x', \eta'; x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') Y(\tau, x'', \eta''; x, \eta) dx'' \quad (3)$$

(для упрощения записи штрихи при τ опущены).

В качестве граничного условия имеем:

$$Y(0, x', \eta'; x, \eta) = \begin{cases} \delta(x - x') \delta(\eta - \eta'), & \eta' > 0 \\ \eta r(x, \eta; x', -\eta'), & \eta' \leq 0. \end{cases} \quad (4)$$

3. Число рассеяний при диффузии фотонов. Наше обсуждение мы начнем с величины $N_*(\tau, x, \eta)$. Сначала заметим, что уравнению (3) удовлетворяет также величина

$$R_*(\tau, x', \eta) = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} Y(\tau, x', \eta'; \eta; x, \eta) dx$$

представляющая собой вероятность выхода из среды фотона, обладающего частотой x' и движущегося на глубине τ в направлении η' . Поскольку речь идет о движущемся фотоне, то из сказанного в работе [1] заключаем, что $N_*(\tau, x, \eta) = \lambda \partial \ln R_*(\tau, x, \eta) / \partial \lambda$. Тогда величина $N_*(\tau, x, \eta)$ может быть представлена в виде отношения v_*/R_* , где $v_*(\tau, x, \eta) = \lambda \partial R_*(\tau, x, \eta) / \partial \lambda$. Уравнение для функции $v_*(\tau, x, \eta)$ формально можно получить из (3). Оно имеет вид

$$\eta \frac{\partial v_*(\tau, x, \eta)}{\partial \tau} + v(x) v_*(\tau, x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') [v_*(\tau, x', \eta') + R_*(\tau, x', \eta')] dx', \quad (5)$$

причем $\gamma_0(0, x, \eta) = 0$ при $\eta > 0$. Более строгий вывод уравнения (5) основывается на рассуждениях, аналогичных тем, которые проводились в [1] при выводе уравнений (I.16) и (I.29).

Переходя к вопросу об определении $N_0(\tau, x, \eta)$, введем в рассмотрение производящую функцию $Q(\tau, x, \eta; s) = \sum_{n=1}^{\infty} q_n(\tau, x, \eta) s^n$ для величин

$$q_n(\tau, x, \eta) = \int_{-1}^1 \frac{d\eta'}{|\eta'|} \int_{-\infty}^{\infty} u(x') dx' \int_0^{\infty} G_{n-1}(\tau, x, \eta; \tau', x', \eta') d\tau',$$

где $u(x) = (1 - \lambda) a(x) + \beta$. Последние дают вероятность того, что фотон частоты x , движущийся на глубине τ в направлении η , испытает определенное число n рассеяний (акт поглощения также принимается за рассеяние), погибнет где-либо в среде.

Если написать уравнения, аналогичные (2), для функций G_n , то последние приводят к следующему уравнению относительно производящей функции:

$$\begin{aligned} & \eta \frac{\partial Q(\tau, x, \eta; s)}{\partial \tau} + v(x) Q(\tau, x, \eta; s) = \\ & = \frac{\lambda s}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') Q(\tau, x', \eta'; s) dx' + su(x). \end{aligned} \quad (6)$$

Полагая в (6) $s=1$, для функции $R_0(\tau, x, \eta) = Q(\tau, x, \eta; 1)$ имеем

$$\begin{aligned} & \eta \frac{\partial R_0(\tau, x, \eta)}{\partial \tau} + v(x) R_0(\tau, x, \eta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') R_0(\tau, x', \eta') dx' + u(x) \end{aligned} \quad (7)$$

с условием $R_0(0, x, \eta) = 0$ при $\eta > 0$. Величина $R_0(\tau, x, \eta)$, как легко понять, представляет собой вероятность гибели фотона где-либо в среде. Заметим, что величины R_+ и R_0 , как и в [1], описывают противоположные события, поэтому их сумма равна единице. С другой стороны, используя принцип обратимости оптических явлений (1), можно написать

$$R_0(\tau, x, \eta) = I(\tau, x, -\eta), \quad (8)$$

где I представляет собой интенсивность излучения в изотермической атмосфере при мощности первичных источников энергии, равной $u(x)$.

Чтобы вычислить функцию $N_0(\tau, x, \eta)$, представим ее в виде $N_0 = v_0/R_0$, где $v_0(\tau, x, \eta) = \partial Q(\tau, x, \eta; s)/\partial s|_{s=1}$. На основе (6) для функции $v_0(\tau, x, \eta)$ получаем уравнение

$$\eta \frac{\partial v_0(\tau, x, \eta)}{\partial \tau} + v(x) v_0(\tau, x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') [v_0(\tau, x', \eta') + R_0(\tau, x', \eta')] dx' + u(x). \quad (9)$$

В качестве граничного условия имеем $v_0(0, x, \eta) = 0$ при $\eta > 0$.

Если теперь почленно сложить уравнения (5) и (9), то для функции

$$\langle N(\tau, x, \eta) \rangle = v_*(\tau, x, \eta) + v_0(\tau, x, \eta)$$

будем иметь

$$\eta \frac{\partial \langle N(\tau, x, \eta) \rangle}{\partial \tau} + v(x) \langle N(\tau, x, \eta) \rangle = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') \langle N(\tau, x', \eta') \rangle dx' + v(x) \quad (10)$$

с условием $\langle N(0, x, \eta) \rangle = 0$ при $\eta > 0$.

Таким образом, мы заключаем, что интегро-дифференциальные уравнения, которым удовлетворяют нужные нам величины v_* , v_0 , $\langle N \rangle$, как, впрочем, и функции R_* и R_0 , отличаются друг от друга лишь свободным членом. Вопрос о решении указанного типа задач при общем законе перераспределения по частотам рассматривался в работах [2, 3], поэтому на нем мы здесь не останавливаемся. Однако некоторые общие замечания можно сделать уже из сравнения свободных членов приведенных уравнений. Так, сравнивая (7) и (10), можно заключить, что при $\beta = 0$

$$\langle N(\tau, x, \eta) \rangle = R_0(\tau, x, \eta)/(1 - \lambda), \quad (11)$$

то есть при $\beta = 0$ среднее число рассеяний для фотона, движущегося на глубине τ , весьма просто выражается через интенсивность излучения на той же глубине изотермической атмосферы (ср. с (8)). Полученная в [1] формула (I.34) является частным случаем соотношения (11). Следует особо отметить, что последнее имеет место при любых предположениях относительно элементарного акта рассеяния.

Попытаемся теперь вывести выражение для $\langle N \rangle$ при $\beta \neq 0$. Это проще сделать, если сравнить друг с другом уравнения для функций источ-

ника, соответствующих задачам (7) и (10). Для простоты сграницимся рассмотрением приближения полностью некогерентного рассеяния. В этом случае решение вышеуказанных задач эквивалентно решению следующих интегральных уравнений:

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - \tau'|, \beta) S(\tau') d\tau' + 1 - \lambda + \beta \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K_0(|\tau - \tau'|, \beta) d\tau' \quad (12)$$

и

$$\bar{S}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - \tau'|, \beta) \bar{S}(\tau') d\tau' + 1 + \beta \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K_0(|\tau - \tau'|, \beta) d\tau' \quad (13)$$

для функций

$$S(\tau) = 1 - \lambda + \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} a(x') R_0(\tau, x', \eta') dx';$$

$$\bar{S}(\tau) = 1 + \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} a(x') \langle N(\tau, x', \eta') \rangle dx'.$$

В уравнениях (12) и (13) мы воспользовались общепринятыми обозначениями:

$$K(\tau, \beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} a^2(x) E_1[v(x)\tau] dx;$$

$$K_0(\tau, \beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} a(x) E_1[v(x)\tau] dx,$$

а также учли, что при $\tau \rightarrow \infty$ величины R_0 и $\langle N \rangle$ не возрастают быстрее, чем $\exp(\beta\tau)$.

Из сравнения свободных членов уравнений (12) и (13) находим

$$\bar{S}(\tau) = S(\tau) + \frac{\lambda}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} \left(1 + \int_0^{\tau} \Phi(\tau', \lambda, \beta) d\tau' \right), \quad (14)$$

где $\Phi(\tau, \lambda, \beta)$ — так называемая резольвентная функция. Явное выражение для $\Phi(\tau, \lambda, \beta)$ приводится в работе [4] и имеет вид

$$\Phi(\tau, \lambda, \beta) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} e^{-\frac{\tau}{z}} G\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) F(z, \lambda, \beta) \frac{dz}{zH(z)}. \quad (15)$$

Пользуясь формулами (14) и (15), после ряда несложных, но громоздких выкладок, которые опускаются, получаем

$$\langle N(\tau, x, \eta) \rangle = R_0(\tau, x, \eta) + \frac{\lambda}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} \frac{\alpha(x)}{v(x)} \times \\ \times \left[\frac{1}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} - \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) F(z', \lambda, \beta) e^{-\frac{\tau}{z+z'}} \frac{z' dz'}{(z+z')H(z')} \right], \quad (16)$$

если $\eta < 0$, и

$$\langle N(\tau, x, \eta) \rangle = R_0(\tau, x, \eta) + \frac{\lambda}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} \frac{\alpha(x)}{v(x)} \left[\frac{1 - e^{-\frac{\tau}{x}}}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} - \right. \\ \left. - \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) F(z', \lambda, \beta) \left(e^{-\frac{\tau}{z}} - e^{-\frac{\tau}{z+z'}} \right) \frac{z' dz'}{(z-z')H(z')} \right]. \quad (17)$$

если $\eta > 0$.

Формулы (16) и (17) и есть искомые соотношения, связывающие между собой $\langle N(\tau, x, \eta) \rangle$ и $R_0(\tau, x, \eta)$ при $\beta \neq 0$. Касаясь вопроса об определении $R_0(\tau, x, \eta)$, укажем лишь, что, как показывается в [5],

$$S(\tau) = (1-\tilde{\lambda}) \frac{4\pi}{\lambda} P(\tau, \infty, \lambda, \beta) - 2\pi \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) P(\tau, z, \lambda, \beta) dz, \quad (18)$$

причем

$$P(\tau, z, \lambda, \beta) = \frac{\lambda}{4\pi} H(z, \lambda, \beta) \left[e^{-\frac{\tau}{z}} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-\tau'}{z}} \Phi(\tau', \lambda, \beta) d\tau' \right] \quad (19)$$

есть решение уравнения

$$P(\tau, z, \lambda, \beta) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - \tau'|, \beta) P(\tau', z, \lambda, \beta) d\tau' + \frac{\lambda}{4\pi} e^{-\frac{\tau}{z}}. \quad (20)$$

Комбинируя явное выражение для резольвентной функции (15) с соотношениями (18) и (19), приходим к заключению, что функция $S(\tau)$, а следовательно и величина $R_0(\tau, x, \eta)$, в конечном счете, также выражаются через функцию $H(z, \lambda, \beta)$.

Если в соотношении (16) положить $\beta = 0$, то последнее переходит в полученную ранее формулу (11). Поскольку при $\tau \rightarrow \infty$, величина $R_0 \rightarrow 1$ (это утверждение с очевидностью вытекает из физического смысла функции $R_0(\tau, x, \eta)$, но в нем можно удостовериться и непосредственно из (18)), то при больших значениях τ имеем

$$\langle N(\tau, x, \eta) \rangle = 1 + \frac{\lambda}{1 - \tilde{\lambda}} \frac{\alpha(x)}{\nu(x)}. \quad (21)$$

Полученное выражение описывает среднее число рассеяний, испытываемых фотоном, движущимся в глубоких слоях полубесконечной атмосферы, или в бесконечной рассеивающей атмосфере. Это число, как и следовало ожидать, не зависит от направления движения исходного фотона. При $x \rightarrow \infty$, то есть в крыльях линии, $\langle N \rangle = 1$. Смысл этого результата также является очевидным. Действительно, фотоны в крыльях линии, будучи в глубоких слоях, не имеют практически возможности претерпеть рассеяние в линии или выйти из среды. Поэтому первое же поглощение происходит в непрерывном спектре, в результате чего фотон гибнет. Наконец, при $\beta = 0$ приходим к хорошо известному результату: $\langle N \rangle = 1/(1 - \lambda)$.

Возвращаясь к введенной выше функции источника $\bar{S}(\tau)$ уравнения (10), заметим, что последняя также характеризует среднее число рассеяний, однако для фотона, поглощенного на глубине τ . При $\beta = 0$ функция $\bar{S}(\tau)$ удовлетворяет интегральному уравнению (13) со свободным членом, равным единице. Уравнение для $\bar{S}(\tau)$ при $\beta = 0$ впервые было получено В. В. Соболевым в работе [6]. Заслуживает внимания частное значение $\bar{S}(\tau)$ при $\tau = 0$, дающее среднее число рассеяний фотона, поглощенного на границе среды. Пользуясь соотношениями (14), (18) и (19), получаем

$$\bar{S}(0) = \frac{1 + \lambda\beta\delta(\beta)}{\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}} - \frac{\lambda}{2} \beta \gamma_{\infty}(\lambda, \beta), \quad (22)$$

где

$$\delta(\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{\nu(x)} dx, \quad \gamma_{\infty}(\lambda, \beta) = \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) H(z) dz.$$

При $\beta = 0$ вместо (22) имеем $\bar{S}(0) = 1/\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}$. Аналогичным образом можно рассчитать среднее число рассеяний, испытываемых поглощенным фотоном в бесконечной среде. Пользуясь определением функции $\bar{S}(\tau)$ и соотношением (21), находим

$$\bar{S}(\infty) = \frac{1 + \lambda \beta^2(\beta)}{1 - \bar{\lambda}}. \quad (23)$$

С другой стороны, мы видим, что формулами (22) и (23) задаются соответственно нижняя и верхняя границы изменения среднего числа рассеяний фотона, поглощенного в полубесконечной атмосфере.

В заключение настоящего раздела отметим, что после определения $\langle N \rangle$ можно поставить вопрос о нахождении какой-либо одной из величин N_+ и N_0 (или ν_+ и ν_0). Трудность данной задачи связана с тем, что по сравнению с уравнением (10) свободный член уравнения (5) (или уравнения (9)) имеет более сложный вид. Так, задача (5) эквивалентна решению следующего интегрального уравнения:

$$S_+(\tau) = \int_0^{\infty} K(|\tau - \tau'|, \beta) S_+(\tau') d\tau' + g(\tau) \quad (24)$$

для функции

$$S_+(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') \nu_+(\tau, x', \eta') dx', \quad (25)$$

причем

$$g(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') R_+(\tau, x', \eta') dx'.$$

Однако можно показать, что функция $g(\tau)$ представима в виде суперпозиции экспонент. В самом деле, выражая $g(\tau)$ через введенную выше функцию $S(\tau)$ и пользуясь соотношениями (18) и (19), получаем

$$g(\tau) = 1 - S(\tau) = \sqrt{1 - \tilde{\lambda}} \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) F(z, \lambda, \beta) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{dz}{H(z)} - \\ - \frac{\lambda}{2} \beta \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) H(z) \left[e^{-\frac{\tau}{z}} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau - \tau'}{z}} \Phi(\tau', \lambda, \beta) d\tau' \right] dz. \quad (26)$$

Поэтому решение уравнения (24) можно записать в виде

$$S_+(\tau) = 2\pi \sqrt{1 - \tilde{\lambda}} \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) F(z, \lambda, \beta) P(\tau, z, \lambda, \beta) \frac{dz}{H(z)} +$$

$$\begin{aligned}
 & + 2\pi\beta \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) H(z) \left[P(\tau, z, \lambda, \beta) + \right. \\
 & \left. + \int_0^\tau \Phi(\tau', \lambda, \beta) P(\tau, \tau', z, \lambda, \beta) d\tau' \right] dz. \quad (27)
 \end{aligned}$$

В частном случае, когда $\tau = 0$, имеем

$$S_0(0) = \frac{\tilde{\lambda}}{2\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} + \frac{\lambda}{2}\beta \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) H^2(z) dz. \quad (28)$$

4. *Внутренние источники энергии.* Здесь мы вкратце остановимся на другом способе определения среднего числа рассеяний, который в некоторых случаях может оказаться более удобным. Идея, лежащая в его основе, сходна с идеей, использованной в [7] при нахождении контуров спектральных линий.

Пусть, например, нас интересует среднее число рассеяний, которые испытывает тот или иной фотон, прежде чем покинет среду или погибнет в ней, если среда содержит источники энергии, излучающие изотропно в непрерывном спектре. Указанная величина будет задаваться формулой

$$\langle n_s(x, \eta) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\tau) \langle N(\tau, x, \eta) \rangle d\tau \bigg/ \int_0^{\infty} \varepsilon(\tau) d\tau, \quad (29)$$

где $\varepsilon(\tau)$ — мощность первичных источников энергии.

Умножая обе части уравнения (10) на $\varepsilon(\tau)$ и интегрируя по всем глубинам, интересующую нас величину $\langle n_s(x, \eta) \rangle$ удастся связать (как и при определении контуров спектральных линий) с аналогичной величиной, но для мощности первичных источников, равной $d\varepsilon(\tau)/d\tau$. В отдельных случаях, в зависимости от конкретного вида функции $\varepsilon(\tau)$ (скажем, при $\varepsilon(\tau) = \tau^k e^{-\tau}$), указанная связь может привести к значительным упрощениям, позволяя получить решение задачи в замкнутом виде.

Еще проще обстоит дело, если нас интересуют средние характеристики фотонов, покинувших среду. Допустим, необходимо найти среднее число рассеяний, которым подверглись фотоны, обладающие при выходе из среды частотой x и направлением движения η . Пусть, далее, среда содержит источники энергии мощности $\varepsilon_k(\tau, x) = u(x)(\beta\tau)^k/k!$. Поскольку здесь речь идет о движущихся фотонах, то нет необходимости выписывать предварительно уравнение для производящей функции. Для решения задачи

в данном случае достаточно рассмотреть соответствующие уравнения для контуров спектральных линий, приведенные в [7], и воспользоваться описанной выше формальной процедурой дифференцирования по λ . Так, в простейшем случае полного перераспределения по частотам в указанной работе было получено следующее выражение для контура спектральной линии $R_k(x, \eta)$:

$$R_k(x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \frac{\varphi_0(x, \eta)}{v(x)} \sum_{m=0}^k a_m \left(\frac{\eta}{v(x)} \beta \right)^{k-m}, \quad (30)$$

где постоянные

$$a_m = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} R_k(x', \eta') x_0(x') dx'$$

определяются последовательно по формуле

$$a_k = \frac{\lambda}{2\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} \sum_{m=0}^{k-1} a_m \gamma_{k-m}(\lambda, \beta) \beta^{k-m},$$

причем

$$\gamma_k(\lambda, \beta) = \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) H(z) z^k dz.$$

Тогда для среднего числа рассеяний $N_k(x, \eta) = \lambda \partial \ln R_k(x, \eta) / \partial \lambda$, зависящего здесь лишь от комбинации $\eta/v(x) = z$, из (30) будем иметь

$$N_k(z) = 1 + f(z) + \frac{\sum_{m=0}^k \bar{a}_m (\beta z)^{k-m}}{\sum_{m=0}^k a_m (\beta z)^{k-m}}, \quad (31)$$

где постоянные \bar{a}_k определяются из соотношения

$$\begin{aligned} \bar{a}_k &= \frac{2-\tilde{\lambda}}{2(1-\tilde{\lambda})} a_k + \\ &+ \frac{\lambda}{2\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} \sum_{m=0}^{k-1} [\bar{a}_m \bar{\gamma}_{k-m}(\lambda, \beta) + a_m \gamma_{k-m}(\lambda, \beta)] \beta^{k-m}, \end{aligned}$$

при этом

$$\bar{\gamma}_k(\lambda, \beta) = \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) f(z) H(z) z^k dz.$$

5. *Заключительные замечания.* Завершая обсуждение вопроса об определении среднего числа рассеяний, отметим вкратце главные особенности и достоинства предложенного подхода, основанного на применении производящих функций. Описанный метод позволяет выявить область применения формальной процедуры дифференцирования по λ , а с другой стороны, дает возможность определить величину N_0 независимым путем. Тот факт, что для искомых средних величин удастся получить уравнения, является важным, поскольку в рамках данной геометрической модели последние записываются при самых общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния (общий закон перераспределения по частотам, анизотропное рассеяние), а переход к различным частным случаям не встречает принципиальных затруднений. Лишь в иллюстративных целях наиболее часто рассматривался случай полного перераспределения по частотам (при $\beta \neq 0$), для которого мы привели ряд новых результатов. Средние величины определяются в расчете на фотон, движущийся (но не поглощенный) на данной глубине, поскольку именно эти величины, будучи взвешенными по мощности первичных источников энергии, дают среднее число рассеяний, когда среда содержит источники излучения. Предлагаемый подход даст возможность выявить также зависимость среднего числа рассеяний от частоты и направления движения первоначального фотона.

Основные идеи работы могут быть использованы и в случае сред с неплоской конфигурацией, а также для неоднородной среды. Кроме того, описанным путем в случае необходимости могут быть найдены вероятностные средние и других дискретных случайных величин, характеризующих процесс диффузии фотонов. Такой величиной может служить, например, среднее число пересечений какого-либо уровня в среде фотонами различных частот. В следующей статье данной серии будет показано, что развитый нами подход естественным образом распространяется и на случай непрерывных случайных величин, описывающих поле излучения.

Автор выражает глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение полученных здесь результатов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE STATISTICAL DESCRIPTION OF A RADIATION FIELD ON
THE BASIS OF THE INVARIANCE PRINCIPLE.
II. THE MEAN NUMBER OF SCATTERINGS IN THE MEDIUM
CONTAINING ENERGY SOURCES

A. G. NIKOGHOSSIAN

Under general assumptions, concerning the elementary act of scattering, equations for determining the mean number of scatterings of photons in a three-dimensional semi-infinite medium are obtained. The initial sources of radiation, assumed, are within the medium. The numbers of scatterings of photons, absorbed in the medium, and those escaped from it, are considered separately. The dependence of mean number of scatterings on the original characteristics of the photon is revealed. For illustration the case of complete frequency redistribution, including the absorption and emission in a continuum is examined in more detail. In this case, a number of new formulas for the mean numbers of scatterings in a semi-infinite and infinite media are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 323, 1984.
2. Н. Б. Емибарян, А. Г. Никогосян, Препринт № 4 Бюраканской обс., 1972.
3. Н. В. Уеҗгйварян, А. Г. Никогосян, *JQSRT*, 767, 13, 1973.
4. Д. И. Назирнер, *Астрон. ж.*, 669, 41, 1964.
5. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
6. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 239, 2, 1966.
7. А. Г. Никогосян, Н. А. Нарутхунян, *Astrophys. Space Sci.*, 269, 64, 1979.

УДК: 52—6—7.536.758

ПРОЦЕССЫ ОБМЕНА ЭНЕРГИЯМИ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ. ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. I.

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 26 августа 1983

Принята к печати 15 апреля 1984

На основе анализа работ, посвященных исследованию механизма однофотонного комптоновского взаимодействия между электронами и фотонами и его значения при интерпретации наблюдательных данных ряда астрофизических объектов (ядра сейфертовских галактик, квазары, межзвездные мазеры, пульсар NP 0532, радиопульсары), выделено три класса основных задач — «А», «Б», «В». Показано, что при существующих в указанных астрофизических объектах физических условиях необходимо учитывать также процессы многофотонной комптонизации, поскольку по своей эффективности последние могут существенно преобладать над однофотонными (например, для пульсара NP 0532 и радиопульсаров — на один, два порядка). В настоящей работе рассмотрена частная задача «А» — релаксация неравновесного изотропного поля излучения при взаимодействии с нерелятивистским невырожденным равновесным электронным газом посредством многофотонных комптоновских рассеяний. Введение и использование нового понятия — «эффективного фотона» позволяет получить кинетическое уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов. С помощью прямого вычисления изменения полной энтропии электрон-фотонной системы показано, что кинетическое уравнение удовлетворяет *H*-теореме Больцмана. Получены также уравнения, описывающие изменение во времени полной энергии обмена, нагрев и охлаждение электронного газа.

1. *Введение и постановка задачи.* При интерпретации наблюдательных данных, связанных с нестационарными явлениями, протекающими в ряде астрофизических объектов (взрывы сверхновых, вспышки в рентгеновских источниках и т. д.), часто приходится встречаться с процессами взаимодействия электронов с интенсивными полями излучения. В связи с этим возникает необходимость детального анализа тех нелинейных процессов, которые могут оказаться определяющими при формировании наблюдательных физических характеристик этих явлений. Теоретическое исследование задач взаимодействия электронного и фотонного газов, с уче-

том однофотонного индуцированного комптоновского рассеяния, было начато работой Компанейца [1], в которой получено и анализировано соответствующее кинетическое уравнение. Потребности прикладных задач физики плазмы с одной стороны [2—5], интерпретации недавно открытых новых астрономических объектов [6—12] с другой, привели к огромному возрастанию интереса к нестационарным задачам переноса неравновесного излучения, с учетом указанного нелинейного процесса. Действительно, яркостные температуры T_b компактных радиоисточников в ядрах активных галактик и квазаров порядка 10^{11-12} К [11], у межзвездных мазеров $\sim 10^{15}$ К [12], при вспышке H_2O мазера в Орионе А для компонентов $\sim 5 \cdot 10^{16}$ К и $3 \cdot 10^{14}$ К соответственно [13], для пульсара Крабовидной туманности $\sim 10^{26}$ К [8] (у линии 400 МГц). Если при этом учесть, что для яркостных температур $T_b > 5 \cdot 10^9$ К однофотонное индуцированное комптоновское рассеяние уже преобладает над томсоновским, то будет очевидной важность учета процессов нелинейной комптонизации при интерпретации наблюдательных данных этих объектов. Однако реальная физическая картина в указанных астрофизических объектах очень сложная, а с эмпирической точки зрения — еще далеко не полная. Более того, по мере развития возможностей наблюдательной техники и накопления более детальной информации могут выявляться новые существенные особенности протекающих в них нестационарных, нелинейных процессов, а многие из тех, которые сегодня считаются определяющими, отодвинутся в класс второстепенных, побочных явлений. Но тем не менее, силами многих исследователей при помощи весьма грубых, но простых абстрактных схем делались и делаются попытки, уже сегодня хоть как-нибудь представить и моделировать эти явления для осмысления (с физической точки зрения) их наблюдательных проявлений и для выявления характерных черт тел, процессов и условий, которые могли бы быть ответственными за них. При этом, в зависимости от общности сделанных предположений, теоретические вопросы в области указанных абстрактных схем условно можно разделить на три случая.

Задача А. Энергообмен между неравновесным изотропным полем излучения и нерелятивистским невырожденным равновесным электронным газом.

Задача Б. Релаксация нерелятивистского электронного газа, взаимодействующего со стационарным равновесным изотропным полем излучения.

Задача В. Энергообмен между релятивистским электронным газом и полем излучения при «двухстороннем» отсутствии термодинамического равновесного состояния.

Коль скоро эти задачи тщательно анализированы в случае однофотонного индуцированного комптоновского рассеяния (более того, они имели определенный успех при объяснении некоторых наблюдаемых особенностей исследуемых явлений), то независимо от того, насколько в действительности эти идеализированные схемы близки к реально существующим астрофизическим объектам, возникают два вопроса.

а) Действительно ли рассматриваемый в них процесс (однофотонной комптонизации) является доминирующим над всеми остальными процессами многократного фотон-электронного взаимодействия, нет ли других процессов, которые при объяснении тех же значений (доступных прямым наблюдениям) характеристик исследуемых астрофизических явлений в рамках тех же задач «А», «Б», «В» могли быть сравними или, вообще, превзойти его по своей эффективности?

б) Можно ли все же уменьшить количество априорных предположений, смягчить «суровость» физических допущений: например, требования большого релятивизма электронов, большого числа рассеяний (т. е. большой оптической плотности среды и т. п.) и вытекающую из них искусственность (в известном смысле) конкретных «рабочих» моделей (например, «черная дыра», окруженная «аккреционным диском», и т. п.), т. е. попытаться объяснить исследуемые явления без прибегания к крайним допущениям. Для выяснения вопроса а) следует учесть, что в области малых частот даже небольшая абсолютная интенсивность излучения соответствует высокой яркостной температуре, а значит, и большой плотности низкочастотных фотонов. При таких физических условиях можно ожидать внушительного вклада со стороны «многофотонной комптонизации», когда при каждом элементарном акте рассеяния электрон поглощает несколько начальных фотонов с последующим переизлучением одного, но более жесткого фотона.

Попытаемся оценить, какой из двух указанных процессов (однофотонный и многофотонный) будет доминирующим в зависимости от имеющихся физических условий. Как известно, эффективность указанных процессов зависит от характерного параметра интенсивности волны $\xi^2 = 4\pi e^2 h N_V / m^2 c^2 \omega$ (ω — частота, N_V — число фотонов в единице объема), а относительная эффективность однофотонного и $s (> 1)$ — фотонного процессов очевидно определяется отношением $Q_s = W_s / W_1 \gtrsim \gtrsim W_s / c \sigma_T N_1$ (где $N_1 = \xi_1^2 m^2 c^2 \omega / 4\pi e^2 h$, $\xi_1^2 \simeq 10^{-1}$ значение параметра интенсивности, при которой вклад однофотонного рассеяния превышает вклад многофотонного рассеяния, W_s — вероятность процесса). Поскольку $N_1^{-1} = N_V^{-1} (N_V / N_1) = N_V^{-1} (\xi / \xi_1)^2$, то $Q_s \gtrsim (W_s / c \sigma_T N_V) \cdot (\xi / \xi_1)^2$. Если учесть, что для пульсара NP 0532 радиус излучательной обла-

сти $R \sim 10^8$ см, а светимость $L \sim 10^{31}$ эрг/с в интервале частот $2\pi \cdot 40 \text{ МГц} \leq \omega \leq 2\pi \cdot 100 \text{ МГц}$ [14], то $\xi^3 \simeq (0.66 + 1.63) \cdot 10^4$. В дальнейшем, как будет показано, для этого объекта будем иметь следующие оценки: $Q_{10^8} \gtrsim 4.8$, $Q_{10^7} \gtrsim 10.2$, $Q_{10^6} \gtrsim 32.5$, $Q_{10^5} \gtrsim 47.7$, $Q_{10^4} \gtrsim 102.5$. Аналогичные оценки получаются и для радиопульсаров ($R \sim 10^8$ см, $2\pi \cdot 40 \text{ МГц} \leq \omega \leq 2\pi \cdot 100 \text{ МГц}$, $L \sim 10^{29}$ эрг/с, $\xi^3 \simeq (0.66 + 1.63) \cdot 10^2$ [14]).

Таким образом оказывается, что, начиная с некоторого $\xi^2 (\gtrsim 1)$, многофотонные процессы происходят значительно чаще, чем однофотонные, т. е. доминируют над ними.

Роль многофотонных процессов будет особенно велика в процессах перекачки низкочастотных фотонов в коротковолновую часть спектра. Действительно, каждый элементарный акт рассеяния в однофотонном случае менее эффективен в смысле этой перекачки (приводит к малому изменению частоты), чем в многофотонном, поскольку частота фотонов после акта рассеяния, в зависимости от исходной частоты, оценивается посредством $\omega' \sim \omega$ и $\omega' \sim \omega\omega$ соответственно. Вследствие этого очевидно, что при одинаковых начальных условиях той же степени перекачки в многофотонном случае можно достичь при существенно меньшем числе актов рассеяния, чем при однофотонном.

Если учитывать также факт, что однофотонная перекачка осуществляется в основном за счет отвода энергии электронов к фотонам, в то время как в многофотонном случае энергия электронов не играет существенной роли, вследствие того, что здесь складываются именно энергии исходных фотонов, то относительно вопроса (б), в частности, можно сделать следующее утверждение: в процессах «многофотонной комптонизации» можно обойтись без предположений как о большой оптической плотности среды, так и высокой энергии электронов (т. е. их релятивизма). Сказанное показывает, что для интерпретации наблюдательных данных указанных классов астрофизических объектов созрела необходимость построения теории задач «А», «Б», «В», с учетом многофотонного индуцированного комптоновского рассеяния. Целью данной работы, состоящей из нескольких статей, является исследование указанных задач. При этом в данной статье строится общая теория задачи «А», на основе которой в последующих статьях аналитически исследуются предельные случаи $\xi \ll 1$ и $\xi \gg 1$, соответственно, и приводятся численные оценки основных физических характеристик многофотонной комптонизации, относящиеся к конкретным астрофизическим объектам. Будем считать, что поле излучения стационарное и изотропное. Первоначально (в момент времени $t = -\infty$) нерелятивистский электрон, при взаимодействии (в момент времени $-\infty < t < +\infty$) с интенсивным излучением, приобретает большой эффективный четырехимпульс. Тем не менее, как будет показано ниже, в этом случае удастся применить диффузионное приближение Фоккера—Планка

и разложить интеграл рассеяния в ряд теории возмущения до членов второго порядка по параметру $\delta_s = \hbar \Delta_s / k_s T$, где $\Delta_s = s^* \omega - \omega'$, ω и ω' — частоты начального и конечного фотонов, а $s^* = s + (\xi^2/2)(1 - \vec{e} \cdot \vec{e}')$, \vec{e} и \vec{e}' — направляющие единичные векторы начальных мононаправленных фотонов и рассеянного фотона соответственно.

2. *Кинематика процесса.* Рассмотрим взаимодействие электронов с фотонным газом посредством многофотонного комптоновского рассеяния

$$e + s\gamma \rightarrow e + \gamma, \quad s = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Если плотность падающих квантов большая, то начально нерелятивистский электрон при взаимодействии приобретает большой эффективный четырехимпульс q^μ [17]

$$q^\mu = P^\mu + \frac{m^2 c^4 \xi^2}{2(kP)} k^\mu; \quad \mu = 1, 2, 3, 4, \quad (2)$$

где $P^\mu(E, \vec{P})$ — начальный четырехимпульс электрона (в момент времени $t = -\infty$), $k^\mu(\omega, \frac{\omega}{c} \vec{e})$ — четырехимпульс начального фотона и $\xi^2 = a/x$

$$x = \hbar \omega / k_s T_e, \quad a = 4\pi \frac{e^2 \hbar^2 N_V}{m^2 c^3 k_s T_e}. \quad (3)$$

В процессе (1) имеют место следующие законы сохранения

$$s\hbar k^\mu + q^\mu = \hbar k'^\mu + q'^\mu, \quad (4)$$

где четырехимпульсы k^μ и q^μ — относятся, соответственно, к рассеянному фотону и конечному электрону. В дальнейшем будем предполагать, что имеет место

$$\hbar \omega \sim k_s T_e \sim \langle E \rangle \ll mc^2. \quad (5)$$

С учетом условия (5), уравнения (4) запишутся в виде

$$2 \frac{\hbar \Delta_s}{mc^2} = \beta'^2 - \beta^2, \quad \vec{\beta}' = \vec{\beta} + s^* \frac{\hbar \omega}{mc^2} (\vec{e} - \vec{e}') + \frac{\hbar \Delta_s}{mc^2} \vec{e}', \quad (6)$$

где $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, \vec{v} — скорость электрона в момент $t = -\infty$. После несложных преобразований получим выражение

$$2\delta_s = x_s^* (\vec{\beta}' + \vec{\beta}) \left[\vec{e} - \vec{e}' \left(1 - \frac{\hbar \Delta_s}{s^* \hbar \omega} \right) \right], \quad (7)$$

где обозначено $x_s^* = s^* \cdot x$. При условии (5) можно получить следующие оценки для порядка каждой величины, входящей в выражение (7),

$$\delta_s \sim \frac{O\left(\frac{k_s T}{mc^2}\right)^{1/2} + s^* O\left(\frac{k_s T}{mc^2}\right) + \frac{h^2 \cdot \Delta_s^2}{2mc^2 k_s T}}{1 - O\left(\frac{k_s T}{mc^2}\right)^{1/2} + s^* O\left(\frac{k_s T}{mc^2}\right)} s^*. \quad (8)$$

3. *Основное кинетическое уравнение.* При рассмотрении s -фотонного рассеяния следует иметь в виду, что электрон, находящийся в диффузном поле множества волн, может поглотить эти s -фотоны как из одной волны («диагональное взаимодействие», при этом частоты и направления поглощенных фотонов совпадают), так и из различных волн («недиагональное взаимодействие», т. е. поглощенный набор s -фотонов включает всевозможные комбинации всех частот и направлений). В общем случае указанная нелинейная задача очень сложная и следует искать пути ее упрощения. Сложность ситуации напоминает в известной мере задачу о переносе излучения в среде, состоящей из атомов, обладающих « k »-дискретными уровнями и континуумом [15]. Хорошо известно, что в подобных случаях каждая задача требует отдельного подхода, зависящего от характерных особенностей именно данной ситуации. Так, например, для упрощения указанной задачи было введено понятие алгебраической суммы чисел квантов в каждой серии и сформулирован закон сохранения для этой суммы. При этом делалось предположение об отсутствии обмена квантами непрерывного спектра между сериями, т. е. предположение о неперекрывании непрерывных спектров различных серий. Это, как отмечалось Амбарцумяном [15], является приемлемым приближением для первых трех серий, но может привести к заметным ошибкам при применении к более высоким сериям. В нашей же задаче вместо атомов имеем электроны, вместо « k »-дискретных уровней — s -фотонное поглощение, роль обмена квантами непрерывного спектра играет поглощение квантов электроном из различных волн, т. е. основная трудность заключается в учете «недиагонального взаимодействия».

Анализируя условия протекания процесса, заключаем: для того, чтобы электрон мог поглотить s -кванты из различных волн, необходимо его попадание в соответствующий физический конус формирования процессов перекачки квантов между различными волнами. Например, в случае двух встречных плоских электромагнитных волн физический конус формирования процесса перекачки имеет вид

$$1 - \frac{v \cos \theta}{c} \frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} = 0,$$

где v — скорость электрона, β — угол между векторами v и $e_1 = -e_2$, ω_1, e_1 и ω_2, e_2 — частоты и единичные направляющие векторы этих волн соответственно. Отсюда видно, что даже в этом наиболее простом случае указанный конус является дельтообразным, и несравненно более жесткими будут требования для попадания в конус формирования $s > 2$ — фотонного «недиагонального взаимодействия», поэтому лишь ничтожная доля электронов может попасть в них. Более того, вследствие этого взаимодействия будут рождаться как низкочастотные фотоны, которые лишь усиливают первоначальное низкочастотное поле и могут быть опять вовлечены в s -фотонные процессы перекачки низкочастотных фотонов в высокочастотные (например, уже путем «диагонального взаимодействия»), так и фотоны высоких частот, которые будут усиливать результирующее высокочастотное поле. Это означает, что в результате пренебрежения «недиагональными взаимодействиями» наши оценки будут иметь, по крайней мере, значение нижнего предела. Реальный эффект перекачки будет сильнее. Впредь будем ограничиваться рассмотрением лишь «диагонального взаимодействия». Выведем кинетическое уравнение для функции распределения фотонов в неограниченной среде, при учете только процессов (1). Будем считать, что функция распределения фотонов нормирована условием

$$\frac{V}{2\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} d\omega n(\omega, t) \omega^2 = N_{ph}(t), \quad (9)$$

где N_{ph} — число фотонов в объеме V . Сначала рассмотрим уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения «эффективных» фотонов $n_s^* = n^*(\omega_s^*) = n^*(s^*\omega)$ (для энергии эффективного фотона из выражения (6) имеем $\hbar\omega_s^* = \hbar\omega' + E' - E$), которое запишется в виде

$$\left(\frac{dn_s^*}{dt} \right)_c = \Delta(n_s^*, x, s, \theta) = \int d\tau \frac{dW_s}{d \cos \theta} [n_s^*(1 + n') N(E) - n'(1 + n_s^*) N(E + \hbar\omega_s^* - \hbar\omega')], \quad (10)$$

где $N(E)$ — максвелловская функция распределения свободных электронов $d\tau$ — элемент фазового объема электронов, dW_s — дифференциальная вероятность перехода из данного состояния в другое. Будем считать, что при рассеянии «эффективного» фотона энергетическое состояние электрона претерпевает лишь малое изменение

$$\Delta_s = s^*\omega - \omega' \ll s\omega \leq s^*\omega. \quad (11)$$

Тогда можно прибегнуть к диффузионному приближению Фоккера—Планка и разложить подынтегральное выражение в (10) в ряд по степеням δ_s , до второго порядка включительно

$$\left(\frac{\partial n_s^*}{\partial t}\right)_c = \int d\tau \left\{ \delta_s \left[\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s} + n_s^* (1 + n_s^*) \right] + \frac{1}{2} \delta_s^2 \left[\frac{\partial^2 n_s^*}{\partial x_s^2} + 2(1 + n_s^*) \frac{\partial n_s^*}{\partial x_s} + n_s^* (1 + n_s^*) \right] \right\} \frac{dW_s}{d \cos \theta} \quad (12)$$

При этом учтено, что $\frac{\partial}{\partial x_s^*} = \frac{\partial}{\partial x_s}$, где $x_s = sx$. Из общеизвестных рассуждений [1] следует, что правая часть уравнения (12) должна быть приравнена дивергенции от некоей величины

$$\left(\frac{\partial n_s^*}{\partial t}\right)_c = - \int d\tau \frac{dW_s}{d \cos \theta} N(E) \frac{1}{x_s^{*2}} \frac{\partial (x_s^{*2} j_s)}{\partial x_s}, \quad (13)$$

где j_s — «поток» квантов в пространстве частот, который можно представить в виде

$$j_s = f_s \cdot \left(\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s} + n_s^* + n_s^{*2} \right). \quad (14)$$

Величину f_s — можно определить из уравнения (12), при использовании условия (11)

$$f_s = - \frac{1}{2} \delta_s, \quad (15)$$

$$\delta_s \simeq x_s^* (\vec{e} - \vec{e}') \left[\beta + x_s^* \frac{k_s T_s}{2mc^2} (\vec{e} - \vec{e}') \right]. \quad (16)$$

Из уравнения (13), при учете соотношений (14), (15) и (16), с помощью обычной процедуры нетрудно получить кинетическое уравнение

$$\left(\frac{dn_s^*}{dy}\right)_c = \frac{1 - \cos \theta}{N_{VCS} x_s^{*2}} \times \\ \times \frac{\partial}{\partial x_s} \left[x_s^{*4} \left(1 + \frac{k_s T_s}{2mc^2} x_s^{*2} (1 - \cos \theta) \right) \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left(\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s} + n_s^* + n_s^{*2} \right) \right], \quad (13')$$

где введено безразмерное время $y = N_{VCS} \frac{mc^2}{k_s T_s} t$. С помощью выведенного кинетического уравнения «эффективных» фотонов (13'), можно получить уравнение для функции распределения квантов изотропного

поля излучения. Действительно, нетрудно заметить, что $n(\omega, t)$ должен удовлетворить такому же уравнению (13'), как и $[n^*(\omega_s^*, s, \theta)]_{(s, \theta) \text{ фик}}$ (при фиксированных значениях величин s и θ), с добавлением в правой части члена, учитывающего факт одновременного превращения s^* -начальных фотонов в один конечный фотон при элементарном акте рассеяния

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c = \Delta(n, x, s, \theta) - \int d\tau \frac{dW_s}{d \cos \theta} N(E) n(s^* - 1). \quad (13'')$$

Отсюда можно получить выражение для полного изменения числа фотонов

$$\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c = \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ g_s n + \frac{1}{N_{vc\sigma_T}} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \frac{1}{x_s^{*2}} \times \right. \\ \left. \times \frac{\partial}{\partial x_s} \left[x_s^4 \left(1 - \frac{k_s T_e}{2mc^2} x_s^{*2} (1 - \cos \theta) \right) \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left(\frac{\partial n}{\partial x_s} + n + n^2 \right) \right] \right\}, \quad (17)$$

где

$$g_s = \frac{-mc^2}{2mT_e} \cdot \frac{1}{N_{vc\sigma_T}} \int_{-1}^1 d \cos \theta \frac{dW_s}{d \cos \theta} (s^* - 1).$$

Уравнение (17) описывает процесс энергообмена между неравновесным изотропным полем излучения и невырожденным равновесным нерелятивистским электронным газом. Учитывая, что при малой интенсивности поля излучения ($\xi \rightarrow 0$) выполняется условие

$$\frac{k_s T_e}{2mc^2} x_s^{*2} (1 - \cos \theta) \ll 1 \quad (18)$$

и используя томсоновское выражение для дифференциальной вероятности [16]

$$\frac{dW_s}{d \cos \theta} = c\pi r_e^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad s=1, \quad (19)$$

где $r_e = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, из уравнения (17), после выполнения соответствующего интегрирования, можно прийти к известному кинетическому уравнению Компанейца [1]

$$\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2 \right) \right]. \quad (20)$$

В уравнении (17) член, пропорциональный величине n^2 , описывает нагрев электронов и уменьшение частоты квантов при индуцированном многофотонном комптоновском взаимодействии, а член, пропорциональный величине n , — уменьшение энергии и числа квантов и нагрев электронов при спонтанном многофотонном комптоновском рассеянии. Наконец, член, пропорциональный величине $\partial n / \partial x_s$, характеризует диффузию фотонов преимущественно вверх по энергетической оси и охлаждение электронов.

При выводе кинетического уравнения (17) не учитывались тормозные процессы, однако они влияют на поведение функции распределения фотонов. Полное кинетическое уравнение, учитывающее как тормозные, так и комптоновские рассеяния, имеет следующий вид [1]:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \left(\frac{\partial n}{\partial y} \right)_c + \left(\frac{\partial n}{\partial y} \right)_s = \left(\frac{\partial n}{\partial y} \right)_c + \frac{K e^{-x}}{\tau_c \cdot x^3} [1 - n(e^x - 1)], \quad (21)$$

где

$$\tau_c = \frac{k_e T_e}{mc^2} c \sigma_T N_e, \quad K = K_0 g(x) = 1.25 \cdot 10^{-12} N_e T_e^{-3.5} g(x), \quad (22)$$

а величина $\left(\frac{\partial n}{\partial y} \right)_c$ для нашего случая, дается уравнением (17). Фактор Гаунта, фигурирующий в выражении (22), равен

$$g(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x > 1 \\ \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{2.35}{x}, & \text{если } x < 1. \end{cases} \quad (23)$$

Комптоновское рассеяние не будет искажать тормозной спектр излучения в области частот $x < x_0 < 1$, где спектр является рэлей-джинсовским, а частота x_0 , выше которой сказывается влияние комптоновских рассеяний, оценивается из условия равенства характерных времен тормозного поглощения и комптоновского рассеяния [1]

$$x_0 / \sqrt{g(x_0)} \simeq 3 \cdot 10^5 N_e^{1/2} T_e^{-9/4}. \quad (24)$$

Влияние комптоновских рассеяний становится заметным лишь вблизи частоты x_0 . Число квантов, рождающихся из-за тормозного излучения на частотах $x_0 < x < 1$ за время $y \sim 1$, мало. Тогда, пренебрегая тормозными процессами, а также членами, пропорциональными величинам n и n^2 в уравнении (17), получим, что

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{N_{VCS_T}} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \frac{1}{x_s^2} \frac{\partial}{\partial x_s} \left[x_s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \frac{\partial n}{\partial x_s} \right]. \quad (25)$$

Из уравнения (25) можно найти стационарный спектр излучения $\left(\frac{\partial n}{\partial t} = 0\right)$

$$n(x) = n(x_0) + n'(x_0) \int_{x_0}^x dx' \exp \left[- \int_{x_0}^{x'} \frac{R(x'')}{Q(x'')} dx'' \right]. \quad (26)$$

где введены следующие обозначения:

$$R(x) = \frac{1}{N_{vc\sigma_T}} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s x_s^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x_s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \right], \quad (27)$$

$$Q(x) = \frac{1}{N_{vc\sigma_T}} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \sum_{s=1}^{\infty} \frac{x_s^2}{s} \frac{dW_s}{d \cos \theta}. \quad (28)$$

В области низких частот можно брать решение

$$n(x) \sim n'(x_0) \int_{x_0}^x dx' \exp \left[- \int_{x_0}^{x'} \frac{R(x'')}{Q(x'')} dx'' \right], \quad (29)$$

которое описывает стационарный поток квантов по энергетической оси вверх. Тормозные кванты, рожденные на частотах $x_0 < x$, усиливают этот поток, поэтому в области низких частот тормозное излучение приводит лишь к слабой зависимости спектральной плотности u_ω от частоты. При более высоких частотах решение имеет вид $n = n(x_0)$ или $u_\omega \sim \omega^3$, что является бальцмановским (виновским) законом.

4. *Полная энергия обмена.* Для нахождения полной энергии обмена между электронами и фотонами умножим уравнение (17) на энергию фотона $\hbar\omega$ и проинтегрируем по всему фазовому пространству. Для случая распределения фотонов, близкого к планковскому, при температуре излучения, отличающейся от электронной $T_\gamma(t) \neq T_e$, выражение для полной энергии, приобретаемой фотонами, запишется в виде

$$\frac{\partial U_\gamma}{\partial t} = N_{vc\sigma_T} N_e \frac{k_e T_e - k_e T_\gamma}{mc^2} \Gamma(a, H). \quad (30)$$

Здесь N_e — плотность электронов, U_γ — плотность энергии излучения. Функция $\Gamma(a, H)$ (где $H = k_e T_e / k_e T_\gamma$) определяется из уравнения (17) и имеет вид

$$\Gamma(a, H) = \frac{15}{\pi^4} \frac{H}{H-1} \sum_{s=1}^{\infty} \int_0^{\infty} dx \left\{ g_s \left(\frac{x}{H} \right) \frac{x^3}{e^x - 1} - \right. \\ \left. - \frac{H-s}{s^2 c \sigma_T N_V H} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \frac{x}{(s^2)_s} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \right)_s \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} \left(1 + \frac{k_s T_s}{2mc^2} (x_s^2)_s (1 - \cos \theta) \right) \right\}. \quad (31)$$

В приведенной выше формуле сделано следующее обозначение:

$$(\varphi)_s = \varphi(x_s) = \varphi\left(\frac{x}{H}\right). \quad (32)$$

В предельном случае, с помощью выражений (18), (19) и из соотношения (31), найдем

$$\Gamma(0, H) = 4. \quad (33)$$

Тогда уравнение (30) превращается в известное уравнение Уймана [3]

$$\frac{\partial U_T}{\partial t} = 4 c \sigma_T U_T N_s \frac{k_s T_s - k_T T_T}{mc^2}, \quad (34)$$

откуда видно, что при $T_T > T_s$ электроны нагреваются, а в противоположном случае $T_T < T_s$ — охлаждаются.

5. Сравнение отводов энергии чисто тормозным и комптоновским механизмами. Применим рассуждения работы [1] к нашему случаю. Все кванты, с частотами $x_s^* > x_0$, отбирают энергию у электронов комптоновским механизмом, при этом, в среднем

$$\langle \hbar \omega_s^* \rangle = k_s T_s \langle x_s^* \rangle, \quad (35)$$

где

$$\langle x_s^* \rangle = \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{\infty} dx n x^3 s^* \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left/ \sum_{s=1}^{\infty} \int_0^{\infty} dx n x^2 \cdot W_s \right. \quad (36)$$

Для отношения передаваемых энергий чисто комптоновским и тормозным механизмами получим

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_c \left/ \left(\frac{dE}{dt} \right)_b \right. = \frac{\langle x_s^* \rangle}{4} \ln^2 \frac{4}{\gamma x_0}, \quad (37)$$

где

$$\ln \gamma \simeq 0.577.$$

6. *Выполнение Н-теоремы Больцмана.* Рассмотрим релаксацию фотонного газа, распределение которого удовлетворяет уравнению (17) для случая, когда электроны остаются в состоянии термодинамического равновесия с максвелловской функцией распределения при температуре T_e . При этом, из-за электрон-электронных рассеяний электронная температура зависит от времени. Будем полагать, что электронный газ является идеальным, энергия и энтропия которого даются следующими выражениями:

$$E_e = \frac{3}{2} N_e k_e T_e, \quad (38)$$

$$S_e = \left(\frac{5}{2} + \ln 2 \right) N_e k_e - N_e k_e \ln \left[n_e \left(\frac{2\pi\hbar}{mk_e T_e} \right)^{3/2} \right]. \quad (39)$$

Из выражений (38) и (39) сразу следует:

$$\frac{dS_e}{dt} = \frac{1}{T_e} \cdot \frac{dE_e}{dt}. \quad (40)$$

Полная энергия системы, состоящей из электронного и фотонного газов, сохраняется:

$$\frac{dE_s}{dt} = - \frac{dE_\Gamma}{dt}. \quad (41)$$

Изменение энергии фотонного газа во времени запишется в виде

$$\frac{dE_\Gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{\lambda, \vec{k}, s} \hbar \omega_s^* n_s^* = \sum_{\lambda, \vec{k}, s} \hbar \omega_s^* \frac{\partial n_s^*}{\partial t}, \quad (42)$$

где λ -вектор поляризации фотона. Подставляя выражение (13') в уравнение (42) и переходя в последнем от суммирования к интегрированию, получим

$$\begin{aligned} t_{\Gamma e}^{-1} \frac{dE_\Gamma}{dt} &= Ak_e T_e \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{\infty} dx_s^* \frac{x_s^*}{N_{\nu c \sigma_T}} \frac{\partial}{\partial x_s^*} \left[x_s^{*4} \frac{dW_s}{d \cos \theta} \right] \times \\ &\times (1 - \cos \theta) \left(1 + \frac{k_e T_e}{2mc^2} x_s^{*2} (1 - \cos \theta) \right) \left(\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s^*} + n_s^* + n_s^{*2} \right) = \\ &= Ak_e T_e \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{\infty} dx_s^* \left\{ - \frac{x_s^*}{N_{\nu c \sigma_T}} \frac{dW_s}{d \cos \theta} (1 - \cos \theta) \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \left[1 + x_s^{*2} \frac{k_s T_e}{2mc^2} (1 - \cos \theta) \right] \left(\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s^*} + n_s^* + n_s^{*2} \right), \quad (43)$$

где

$$A = (V/\pi^2) \left(\frac{k_s T_e}{\hbar c} \right)^3 N_e c \sigma_T N_e \frac{k_s T_e}{mc^2}, \quad t_{Te}^{-1} = N_e c \sigma_T \frac{k_s T_e}{mc^2}. \quad (44)$$

Используя рассуждения работы [10] для изменения энтропии фотонного газа во времени, можно получить выражение

$$t_{Te}^{-1} \frac{dS_T}{dt} = k_s \sum_{\lambda, k, s} [\ln(1 + n_s^*) - \ln(n_s^*)] \frac{\partial n_s^*}{\partial t}. \quad (45)$$

После выполнения интегрирования (вместо суммирования) по частям, найдем

$$t_{Te}^{-1} \frac{\partial S_T}{\partial t} = Ak_s \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{\infty} dx_s^* \frac{x_s^{*4}}{N_e c \sigma_T} \frac{dW_s}{d \cos \theta} (1 - \cos \theta) \times \\ \times \left[1 + x_s^{*2} \frac{k_s T_e}{2mc^2} (1 - \cos \theta) \right] \left(\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s^*} + n_s^* + n_s^{*2} \right) \frac{1}{n_s^* (1 + n_s^*)} \frac{\partial n_s^*}{\partial x_s^*}. \quad (46)$$

Далее, используя соотношения (46), (43), (41), нетрудно прийти к выражению для изменения во времени полной энтропии, доказывающему H -теорему Больцмана

$$\frac{\partial S_{tot}}{\partial t} = \frac{\partial S_e}{\partial t} + \frac{\partial S_T}{\partial t} = t_{Te} Ak_s \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{\infty} dx_s^* \times \\ \times \frac{x_s^{*4}}{N_e c \sigma_T} \frac{1 - \cos \theta}{n_s^* (1 + n_s^*)} \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left[1 + x_s^{*2} \frac{k_s T_e}{2mc^2} (1 - \cos \theta) \right] \times \\ \times \left(\frac{\partial n_s^*}{\partial x_s^*} + n_s^* + n_s^{*2} \right)^2 > 0. \quad (47)$$

7. Нагрев и охлаждение электронного газа. Умножая уравнение (17) на энергию фотона $\hbar \omega$ и интегрируя по всему фазовому пространству, найдем изменение плотности энергии излучения во времени

$$\frac{dU_T}{dt} = \frac{N_e c \sigma_T \hbar N_e}{\pi^2 mc^4} \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ 4k_s T_e \int_0^{\infty} d\omega n \omega^3 \left[\frac{1-s}{4} g_s + \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \left(1 + \frac{\omega}{4} \frac{\partial}{\partial \omega}\right) \frac{1}{s^4 N_{VCz_T}} \times \\
& \times \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left[1 + \frac{\hbar^2 \omega^2 s^2}{2mc^2 k_s T_s} (1 - \cos \theta)\right] - \\
& - \frac{\hbar}{s^3 N_{VCz_T}} \int_0^\infty d\omega (n + n^2) \omega^2 \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \times \\
& \times \left[1 + \frac{\hbar^2 s^2 \omega^2}{2mc^2 k_s T_s} (1 - \cos \theta)\right], \quad (48)
\end{aligned}$$

а U_T дается выражением

$$U_T = \pi^{-2} c^{-3} \int_0^\infty d\omega \hbar \omega^3 n = \int_0^\infty d\omega U_\omega = \frac{4\sigma}{c} T^4, \quad (49)$$

где σ — постоянная Больцмана.

При интегрировании правой части уравнения (48) было использовано граничное условие

$$\frac{1}{N_{VCz_T}} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \frac{dW_s}{d \cos \theta} \pi \omega^5 \rightarrow 0, \quad (50)$$

при стремлении ω к 0 и ∞ . Из уравнения (48) можно найти выражение для изменения средней энергии электронов $E_s = \frac{3}{2} k_s T_s$.

$$\frac{dU_T}{dt} = -N_s \frac{dE_s}{dt} = -\frac{3}{2} N_s \frac{dT_s}{dt} = -N_s (L_c^+ - L_c^-). \quad (51)$$

Величины L_c^+ и L_c^- , описывающие нагрев и охлаждение электронного газа, имеют следующий вид:

нагрев —

$$\begin{aligned}
L_c^+ &= \frac{1}{mc^2} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s^3} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 - \cos \theta) \int_0^\infty d\omega \left(\hbar \omega U_\omega + \frac{\pi^2 c^2 U_\omega^2}{\omega^3} \right) \times \\
& \times s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left[1 + \frac{\hbar^2 \omega^2 s^2}{2mc^2 k_s T_s} (1 - \cos \theta)\right], \quad (52)
\end{aligned}$$

охлаждение —

$$L_c^- = \frac{N_e \sigma_T}{mc} 4k_s T_e \sum_{s=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\omega U_{\omega} \left\{ \frac{1}{4} g_s + \frac{1}{N_e c \sigma_T S^4} \int_{-1}^1 d \cos \theta \times \right. \\ \left. \times (1 - \cos \theta) \left(1 + \frac{\omega}{4} \frac{\partial}{\partial \omega} \right) \left[s^4 \frac{dW_s}{d \cos \theta} \left(1 + \frac{\hbar^2 \omega^2 s^2}{2mc^2 k_s T_e} (1 - \cos \theta) \right) \right] \right\}. \quad (53)$$

В предельном случае ($\xi \rightarrow 0$), с помощью выражений (18), (19), (52) и (53) придем к результату, полученному в работе [16],

$$L_c^+ = \frac{\sigma_T}{mc} \int_0^{\infty} d\omega \left(\hbar \omega U_{\omega} + \frac{\pi^2 c^3 U_{\omega}^2}{\omega^2} \right), \quad (54)$$

$$L_c^- = \frac{\sigma_T}{mc} 4k_s T_e \int_0^{\infty} d\omega U_{\omega} = \frac{\sigma_T}{mc} 4k_s T_e U_{\gamma}. \quad (55)$$

Аналитическое нахождение величины $dW_s/d \cos \theta$, ее использование для детального аналитического анализа предельных случаев $\xi \ll 1$ и $\xi \gg 1$, а также численные оценки характерных параметров некоторых астрофизических объектов будут приведены в следующих публикациях.

Автор выражает искреннюю признательность В. А. Амбарцумяну за руководство работой, а также О. В. Пикичану за ценные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE PROCESSES OF ENERGY EXCHANGE BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTRONOMICAL OBJECTS. I

G. T. TER-KAZARIAN

Three classes of basic problems "A", "B", "C" and its importance in the interpretation of dates of some astrophysical objects (Kernels of Seyfert galaxies, quasars, interstellar masers, pulsar NP 0532, radipulsars) are enduced on the basis of analysis of works dedicated to the single photon Compton interaction between electrons and photons. The existing physical conditions in the mentioned astrophysical objects

show that it is necessary to take into account also the processes of multiphoton Comptonization, because in their efficiency the latter may essentially exceed single photons (for example, for pulsar NP 0532 and radiopulsars—one, two order). The particular problem of the relaxation of the nonequilibrium isotropic radiation interacting with nondegenerate nonrelativistic electrons via the multiphoton Compton scattering is considered in the present paper. Introduction and application of a new notion of "effective photon" enables us to obtain the kinetic equation which describes the time evolution of photon distribution function. By explicit calculations of the entropy generation it is shown that the kinetic equation satisfies Boltzmann's H -theorem for the coupled electron-photon system as a whole. The equations describing the time evolution of energy exchange, the heating and cooling of electron gas are also obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Компанеев, ЖЭТФ, 31, 876, 1956.
2. H. Dreiser, Phys. Fluids, 7, 735, 1964.
3. R. Weymann, Phys. Fluids, 8, 2112, 1965.
4. J. Peyraud, J. Phys. (Paris) a) 29, 88, 306, 872, 1968.
5. P. Woodward, Phys. Rev. D1 2731, 1970.
6. Я. Б. Зельдович, Е. В. Левич, Письма ЖЭТФ, 11, 57, 1970.
7. А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 49, 58, 1972.
8. D. B. Wilson, M. J. Rees, M. N. RAS, 185, 297, 1978.
9. D. B. Wilson, M. N. RAS, 200, 881, 1982.
10. N. Iwamoto, Department of Phys. Univ. of Illinois at Urbana Champaign (Pacs: 52, 25, Dj 52, 25, Ps), 1980.
11. G. R. Burbidge, T. W. Jones, S. L. O'Dell, Ap. J., 193, 43, 1974.
12. C. Montes, Ap. J., 216, 329, 1977.
13. Л. И. Матвеевко, Д. М. Моран, Р. Газел, Письма АЖ, 8, 12, 1982.
14. В. Л. Гинзбург, УФН, 99, 514, 1969.
15. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960, стр. 95.
16. Е. В. Левич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 48, 3, 1971.
17. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Пигаевский, Релятивистская квантовая теория, 1, Наука, М., 1980.

УДК: 52—726:533.95:537.84

ОМИЧЕСКАЯ ДИССИПАЦИЯ И РЕЛАКСАЦИЯ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А. А. СОЛОВЬЕВ

Поступила 11 октября 1983
Принята к печати 5 июня 1984

Рассмотрен процесс пассивной омической диссипации бессилового магнитного поля в плазме низкого давления с неоднородной проводимостью. Показано, что бессилое поле ($\text{rot } \vec{H} = \alpha \vec{H}$) сохраняет в процессе диссипации свою геометрическую форму, если отношение α^2/σ не зависит от координат. Исследован процесс топологической резистивной релаксации бессилового поля в скрученной магнитной петле к состоянию с наименьшей магнитной энергией. Найдено, что при фиксированном внешнем давлении и заданном моменте сил на концах магнитной петли этому состоянию соответствует однородно скрученный магнитный жгут. Дан критический анализ релаксационной модели Тейлора. Показано, что знакопеременное бессилое поле с $\alpha = \text{const}$ соответствует минимуму неполной магнитной энергии системы ϵ_m , а только минимуму отношения ϵ/K , где K — спиральность поля.

1. *Введение.* Во многих случаях, представляющих астрофизический интерес, космическая плазма низкого давления с находящимся в ней достаточно сильным магнитным полем ($H^2 \gg 8\pi P$) описывается системой МГД-уравнений, в которых всеми объемными силами, кроме магнитной, можно пренебречь:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{4\pi} [\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi} \text{rot} \left(\frac{1}{\sigma} \text{rot } \vec{H} \right) + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{H}], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho \vec{v}) = 0. \quad (3)$$

В этом приближении система уравнений магнитной гидродинамики оказывается замкнутой, если проводимость плазмы $\mathcal{J}(\vec{r}, t)$ считается известной.

Пусть характерный пространственный масштаб изменения поля в интересующей нас области равен l . Все процессы, происходящие здесь с магнитным полем, условно можно разделить на три группы, в зависимости от их временных масштабов.

Первая группа — это возмущения типа альвеновских волн, распространяющиеся за счет «упругости» магнитного поля, с характерным временем $t_A \approx l/v_A$, где $v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$, а ρ и H — некоторые средние значения соответствующих параметров в данной области. Примечательная особенность возмущений этого типа состоит в том, что они полностью сохраняют топологические свойства магнитного поля.

Вторая группа процессов — это чисто диссипативные изменения непотенциального магнитного поля, связанные с выделением джоулева тепла в среде с конечной проводимостью. Их характерное время $t_\sigma = \frac{4\pi\sigma l^2}{c^2}$.

Топология магнитного поля при этом, вообще говоря, меняется, хотя в отдельных, частных случаях она может и сохраняться. (Таким случаем является, например, омическая диссипация бесслового магнитного поля с $\alpha = \text{const}$ (см. ниже) в однородной среде).

Наконец, в качестве третьей, промежуточной группы процессов можно выделить, так называемые, резистивные неустойчивости, понижающие магнитную энергию системы за счет топологической перестройки структуры магнитного поля с характерным временем t_r , средним между t_A и t_σ : $t_r \approx \sqrt{t_A \cdot t_\sigma}$ (см., например, [1, 2]).

Как правило, соотношение характерных времен таково, что

$$t_A \ll t_r \ll t_\sigma. \quad (4)$$

Так для плазмы в области солнечной вспышки, где $\rho \approx 10^{-13}$ г/см³, $H \approx 100$ Э, $l \approx 10^7$ см (тонкая структура), даже в случае возбуждения аномального сопротивления плазмы ($\sigma \approx 10^{10}$ с⁻¹) имеем (в секундах):

$$0.1 \ll 300 \ll 10^4.$$

Если нас интересуют процессы, происходящие за время порядка t_A и меньше, то диссипативным членом в (2) можно пренебречь, и система уравнений (1)—(3) будет описывать магнитное поле, вмороженное в плазму низкого давления:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{4\pi} [\text{rot}\vec{H} \times \vec{H}], \quad (5)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot} [\vec{v} \times \vec{H}], \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\vec{v} \rho) = 0. \quad (7)$$

Рассмотрим, как изменится система исходных уравнений в другом предельном случае — на временах $t \gtrsim t_s$. Пользуясь порядковыми оценками, из уравнения (1) получим

$$\rho \frac{v_A}{t_s} \simeq \frac{H^2}{4\pi l} [\vec{k} \times \vec{h}], \quad (8)$$

где \vec{k} и \vec{h} — единичные векторы в направлениях $\text{rot} \vec{H}$ и \vec{H} соответственно. Учитывая определение v_A , находим:

$$\frac{t_A}{t_s} \simeq [\vec{k} \times \vec{h}] \ll 1. \quad (9)$$

Действуя аналогично, из (2) получим:

$$[\vec{i} \times \vec{h}] \simeq \frac{t_A}{t_s} \ll 1, \quad (10)$$

где \vec{i} — единичный вектор скорости перемещения плазмы.

Таким образом, согласно (9), (10), поведение магнитного поля в масштабах времени $t \gtrsim t_s$ описывается уравнениями:

$$\text{rot} \vec{H} = \alpha(r, t) \vec{H}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi} \text{rot} \left[\frac{1}{\sigma(r, t)} \text{rot} \vec{H} \right]. \quad (12)$$

Физический смысл данного приближения состоит в том, что за время порядка t_s магнитное поле успевает релаксировать к бессилловому состоянию (11) (время релаксации $\simeq t_A$) и, таким образом, оно, т. е. поле, изменяясь с течением времени за счет диссипации, проходит непрерывную последовательность квазиравновесных бессилловых конфигураций. Плазма ведет себя при этом как пассивная среда, скорость ее перемещения, согласно условию (10), направлена вдоль магнитного поля.

2. Омическая диссипация бессилового магнитного поля. Подстановка уравнения (11) в (12) дает:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi} \text{rot} \left(\frac{\alpha}{\sigma} \vec{H} \right) = -\frac{c^2}{4\pi} \frac{\alpha}{\sigma} \text{rot} \vec{H} - \frac{c^2}{4\pi} \left[\nabla \left(\frac{\alpha}{\sigma} \right) \times \vec{H} \right]. \quad (13)$$

Умножим скалярно обе части этого равенства на \vec{H} и учтем еще раз уравнение бессилового поля (11):

$$\frac{\partial H^2}{\partial t} = -\frac{c^2}{2\pi} \frac{\alpha^2}{\sigma} H^2. \quad (14)$$

Интегрируя, получим:

$$H^2(\vec{r}, t) = H^2(\vec{r}, 0) \exp \left\{ -\frac{c^2}{2\pi} \int_0^t \frac{\alpha^2(\vec{r}, t')}{\sigma(\vec{r}, t')} dt' \right\}. \quad (15)$$

Это решение показывает, что распределение магнитной энергии в пространстве сохраняет свою геометрическую форму в том единственном случае, когда отношение α^2/σ не зависит от координат, т. е. от r . Если же такая зависимость имеет место, то омическая диссипация обязательно изменяет пространственную структуру магнитного поля. Этот вывод является обобщением известной теоремы ([3], стр. 88) о том, что бессилое поле с $\alpha = \text{const}$ при диссипации в однородной среде ($\sigma = \text{const}$) не меняет своей геометрии.

Обсудим полученный результат применительно к цилиндрически симметричному бессиловому полю. Распишем уравнение (11) по компонентам:

$$-\frac{\partial H_s}{\partial r} = \alpha H_\varphi, \quad (16)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) = \alpha H_s. \quad (17)$$

Исключив из этих уравнений α , найдем:

$$\frac{d}{dr} (H_s^2 + H_\varphi^2) = -\frac{2H_\varphi^2}{r}. \quad (18)$$

Из последнего соотношения следует, что для бессиловых полей в цилиндре плотность магнитной энергии играет роль «производящей» функции [4], поскольку она однозначно определяет оба компонента поля и α :

$$H_\varphi(r) = \sqrt{-\frac{r}{2} f'(r)}, \quad (19)$$

$$H_s(r) = \sqrt{f + \frac{r}{2} f'(r)}, \quad (20)$$

$$\alpha = - \frac{3f' + rf''}{4 \sqrt{-\frac{r}{2}f'} \sqrt{f + \frac{r}{2}f'}} \quad (21)$$

где обозначено $f(r) = H_r^2 + H_z^2 \equiv H^2(r)$.

Таким образом, согласно (15),

$$f(r, t) = f(r, 0) \exp\left(-\frac{c^2}{2\pi} \int_0^t \frac{\alpha^2[f(r, t')]}{\sigma(r, t')} dt'\right) \quad (22)$$

Из (19)—(22) следует, что не только распределение плотности магнитной энергии, но и каждый компонент поля и функция $\alpha(r, t)$ могут сохранять при диссипации свою геометрическую форму, т. е. вид зависимости от r , только при условии

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{\alpha^2[f(r, t)]}{\sigma(r, t)} \right\} = 0. \quad (23)$$

3. *Резистивная релаксация бессилового поля в цилиндре.* Рассмотрим слабоискривленную скрученную магнитную петлю в атмосфере Солнца с закрепленными концами. Объем петли — $\pi a^2 L$, поле внутри нее будем считать бессильным. От поперечного расширения петлю предохраняет квазипродольное внешнее магнитное поле, так что на боковой поверхности (при $r = a$) выполняется условие непрерывности магнитного давления:

$$f(a) = H_{ex}^2 = \text{const}. \quad (24)$$

В условиях неизменности внешних параметров (постоянство скручивающих усилий на торцах и внешнего магнитного поля) минимум функционала полной магнитной энергии петли

$$\varepsilon = \frac{1}{4} \int_0^a f(r) r dr \quad (25)$$

достигается на некоторой, вполне определенной функции $f_0(r)$ [5]. На временах порядка t_r релаксация системы к состоянию с $f_0(r)$ происходит за счет резистивных неустойчивостей, изменяющих топологические свойства поля при перезамыкании магнитных силовых линий в малых масштабах.

В лабораторной плазме такого рода процессы хорошо известны (см. обзоры [6, 7]). Основой их теоретического анализа является обычно модель Тейлора [8]. Суть этой модели состоит в том, что состояние с минимальной ε приписывается, в соответствии с теоремой Вольте [9] (см.

также изложение этой теоремы в [3], стр. 86) бессиловой конфигурации с $\alpha = \text{const}$, которая может быть получена из условия сохранения спиральности поля [6, 8, 11]:

$$K = \frac{1}{c} \int_{(V)} \vec{A} \cdot \vec{H} dv = \text{const}, \quad (26)$$

где \vec{A} — векторный потенциал магнитного поля ($\text{rot } \vec{A} = \vec{H}$).
В цилиндре условию $\alpha = \text{const}$ отвечает распределение

$$H_z = H(0) J_0(\alpha r); \quad H_\varphi = H(0) J_1(\alpha r), \quad (27)$$

где J_0 и J_1 — функции Бесселя.

Предполагается, что процесс релаксации, т. е. топологическая перестройка поля, идет с сохранением K до состояния (27) и прекращается с достижением последнего, поскольку минимум магнитной энергии в системе оказывается достигнутым.

Такой подход, однако, не может быть признан удовлетворительным, он вызывает ряд серьезных теоретических возражений.

1. Можно показать, что существует бессиловая конфигурация магнитного поля менее энергоемкая, чем распределение (27). В работе [10] автором путем непосредственного сравнения энергий двух конфигураций поля показано, что в заданном объеме пространства и при равенстве потоков поля однородно скрученный бессиловый жгут обладает меньшей магнитной энергией, чем конфигурация с $\alpha = \text{const}$.

2. Интегральное соотношение $K = \text{const}$ есть строгое следствие условия вмороженности поля в плазму [3]. Нетрудно показать, что

$$\frac{dK}{dt} = -2 \int_{(V)} (\vec{E} \cdot \vec{H}) dV = -2 \int_{(V)} (\vec{j} \cdot \vec{H}/\sigma) dV. \quad (28)$$

Как видим $dK/dt \rightarrow 0$ лишь при $\sigma \rightarrow \infty$.

Величина K характеризует степень «сцепленности» магнитного поля [11], поэтому условие $K = \text{const}$, жестко фиксируя сцепленность H_φ и H_z — полей, по существу запрещает всякие перезамыкания магнитных силовых линий. Утверждение Тейлора [8], что условие (26) не ограничивает мелкомасштабных перезамыканий, носит характер лишь общих рассуждений, не подкрепляемых никакими расчетами или оценками. Условие сохранения K используется Тейлором в точном виде, без каких-либо приближений. Решение (27) им взято из работы Вольте [9], где оно было получено в предположении идеальной вмороженности поля.

3. Бессиловое распределение с $\alpha = \text{const}$ получается у Вольте как результат взятия лишь первой вариации функционала магнитной энергии, что еще не позволяет говорить о минимуме этой величины [12]. Эта вариация может быть представлена в виде [13]:

$$\delta z = - \int_{(V)} \vec{\delta} [\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}] dv, \quad (29)$$

где $\vec{\delta}$ — виртуальное смещение элементов плазмы. Отсюда ясно, что условию $\delta z = 0$ отвечает весь класс бессиловых конфигураций поля:

$$[\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}] = 0. \quad (30)$$

Частное бессиловое решение с $\alpha = \text{const}$ получается у Вольте за счет выбора определенной калибровки потенциала магнитного поля \vec{A} [14]).

4. Уже из самого факта знакопеременности распределения (27) следует, что в такой конфигурации поля релаксация не может полностью прекратиться, поскольку в этом поле существуют так называемые резонансные поверхности, на которых $(\vec{k} \cdot \vec{H}) = 0$, где \vec{k} — волновой вектор возмущения, и, следовательно, могут развиваться резистивные неустойчивости, понижающие магнитную энергию системы [15].

Каждого из приведенных выше аргументов достаточно, чтобы показать теоретическую несостоятельность модели Тейлора, но проблема состоит в том, что, несмотря на явную логическую противоречивость, эта модель неплохо справляется в экспериментах. В «диффузных» пинчах, поле которых скручено достаточно сильно ($H_\varphi \approx H_z$), действительно отмечается появление продольного поля обратного знака на периферии плазменного шнура.

Очевидно, какие-то важные свойства релаксационного процесса модель Тейлора действительно отражает, но ее теоретическая интерпретация должна быть изменена, чтобы устранить отмеченные выше противоречия.

В качестве одного из возможных объяснений можно предложить следующую гипотезу. Рассмотрим отношение $D = \epsilon/K$, которое по смыслу образующих его величин определяет магнитную энергию, приходящуюся на «единичное сцепление» силовых линий полей H_φ и H_z . Не претендуя на доказательство какой-либо общей теоремы, связанной с минимизацией D , выскажем предположение, что при релаксации в первую очередь развиваются такие перезамыкания силовых линий, которые в наибольшей степени уменьшают величину D . Неустойчивости, ведущие к таким перезамыканиям, должны обладать наибольшим инкрементом, поскольку в каждом

единичном акте перезамыкания выделяется и наибольшая магнитная энергия.

По мере того, как наиболее результативные в смысле энерговыделения резонансные поверхности «выгорают», в процесс релаксации включаются резистивные неустойчивости при все меньшем значении параметра D , пока в системе не возникнет такое распределение полей, при котором величина D достигнет некоторого минимума по отношению к другим, близким к данному распределению, бессилковым структурам. Минимальной окажется при этом и скорость релаксационного процесса. Подчеркнем, что абсолютный минимум энергии при этом еще не достигнут, релаксация продолжается, но лишь скорость ее и величина энерговыделения — минимальны. Для короткоживущей лабораторной плазмы последнее условие практически равносильно прекращению процесса, поэтому наблюдаемое в лабораторном эксперименте «послерелаксационное» распределение поля должно соответствовать условию $\delta D = 0$, т. е.

$$\frac{\partial \epsilon}{K_0} - \frac{\epsilon_0}{K_0} \frac{\partial k}{k_0} = 0. \quad (31)$$

Обозначив $\lambda = \epsilon_0/K_0$, мы приходим к известной формулировке задачи Тейлора [6]:

$$\delta(\epsilon - \lambda K) = 0, \quad (32)$$

которая и дает бессилковое решение (27) с $\alpha = \text{const}$.

Таким образом, традиционную интерпретацию модели Тейлора следует изменить в том отношении, что речь в ней должна идти не о сохранении степени сцепленности полей при их топологической перестройке (это противоречит физической природе релаксационного процесса), а о том, что при релаксации изменяется как ϵ , так и K , но этот процесс резко замедляется, когда отношение двух указанных величин оказывается минимальным.

Закончив на этом критический анализ модели Тейлора, вернемся к проблеме определения минимизирующей функции $f_0(r)$ для бессилковой магнитной петли в атмосфере Солнца.

Дополнительным условием задачи будет:

1) Условие сохранения полного потока продольного магнитного поля в жгуте:

$$\Phi_z := \int_0^a H_z 2\pi r dr = \text{const} \quad (33)$$

или

$$\int_0^a \sqrt{f + \frac{r}{2} f'} r dr = \text{const.} \quad (34)$$

2) Требование сохранения в процессе релаксации полного вращающего момента, приложенного к произвольно выделенному поперечному сечению жгута:

$$M = \frac{1}{4\pi} \int_0^a H_e \cdot H_z \cdot r \cdot 2\pi r \cdot dr = M_1 = M_2 = \text{const}, \quad (35)$$

где M_1 и M_2 — вращающие моменты сил на торцах магнитной петли. Сохранение M обеспечивается переносом момента вдоль оси жгута за счет горсионных волн.

Выравнивание скручивающих моментов от сечения к сечению происходит на альвеновских временах [6], поэтому, на основании (4), можно считать, что в процессе релаксации в магнитной петле поддерживается одно и то же значение M .

Используя (19), (20), запишем последнее условие в виде:

$$\int_0^a \sqrt{-\frac{r}{2} f'} \cdot \sqrt{f + \frac{r}{2} f'} \cdot r^2 dr = \text{const.} \quad (36)$$

Наконец, граничное условие задачи (24) перепишем в форме:

$$\partial f(a) = 0. \quad (37)$$

Таким образом, вариационная задача определения $f_0(r)$ сводится к отысканию минимума функционала (25) при дополнительных условиях (34), (36) и граничном условии (37).

Вводя неопределенные множители Лагранжа, запишем:

$$\begin{aligned} \delta \left\{ \int_0^a f(r) r dr - 2\lambda_1 \int_0^a \sqrt{-\frac{r}{2} f'} \cdot \sqrt{f + \frac{r}{2} f'} \cdot r^2 dr + \right. \\ \left. + 2\lambda_2 \int_0^a \sqrt{f + \frac{r}{2} f'} \cdot r dr \right\} = 0. \quad (38) \end{aligned}$$

Коэффициент «2» в множителях Лагранжа и знак «плюс» перед λ_2 выделены из соображений математического удобства.

Запишем с учетом граничного условия (37) уравнение Эйлера для данного функционала:

$$r - \lambda_1 r^2 \frac{\sqrt{-\frac{r}{2} f_0'}}{\sqrt{f_0 + \frac{r}{2} f_0'}} + \frac{\lambda_2 r}{\sqrt{f_0 + \frac{r}{2} f_0'}} =$$

$$= \frac{d}{dr} \left[\frac{\lambda_1 r^3 (f_0 + r f_0')}{2 \sqrt{-\frac{r}{2} f_0'} \cdot \sqrt{f_0 + \frac{r}{2} f_0'}} + \frac{\lambda_2 r^2}{2 \sqrt{f_0 + \frac{r}{2} f_0'}} \right]. \quad (39)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде:

$$f_0(r) = \frac{C_1}{1 + C_2 r^2}, \quad (40)$$

где C_1 и C_2 — некоторые произвольные константы. Подставляя (40) в (39) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях r , получаем, что (40) действительно является решением уравнения (39), если

$$\lambda_1 = \sqrt{C_2}, \quad \lambda_2 = \sqrt{C_1}. \quad (41)$$

Распределение магнитного поля, задаваемое производящей функцией (40), имеет, согласно (19) и (20), следующий вид:

$$H_s(r) = \frac{\lambda_2}{1 + (\lambda_1 r)^2}; \quad H_\varphi(r) = \lambda_1 r \cdot H_s(r). \quad (42)$$

Шаг винта магнитной силовой линии в такой конфигурации не зависит от r :

$$s = \frac{2\pi r H_s}{H_\varphi} = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \text{const}, \quad (43)$$

т. е. полученное решение описывает однородно скрученный бессильной магнитный жгут. Константы λ_1 и λ_2 имеют смысл скрученности ($\lambda_1 = 2\pi/s$) и напряженности поля на оси $H(0)$ соответственно.

Ранее эта же конфигурация бессильного поля была получена автором [5] как результат решения несколько иной вариационной задачи, в которой в качестве дополнительного условия использовалось сохранение полного потока азимутального поля в жгуте:

$$\Phi_\varphi(a) = L \int_0^a H_\varphi dr = \text{const}. \quad (44)$$

Подход, развитый в данной работе, является несколько более общим, поскольку условие (44) связано с требованием $\sigma(r=0) \rightarrow \infty$ [5], т. е. запрещает релаксационные процессы на магнитной оси жгута. Условие же (35) определяется постоянством внешних параметров системы (условия на торцах) и, следовательно, сохраняет силу при нарушении в замороженности в любой точке объема скрученной магнитной петли.

Причина, по которой две несколько различных по своей постановке вариационных задачи приводят к одному решению типа (42), состоит в том, что используемые в них дополнительные условия (35) и (44) не накладывают ограничений на степень сцепленности полей. Благодаря этому релаксация поля в обоих случаях может идти до конца, до полного выгорания «резонансных» поверхностей ($\vec{k} \cdot \vec{H} = 0$), о которых упоминалось выше, т. е. до исчезновения шира, что и соответствует однородно скрученности поля (подробнее см. [5]).

Таким образом, в солнечной атмосфере состоянию с минимальной магнитной энергией в цилиндрически симметричных бессиловых магнитных структурах соответствует не знакопеременное распределение (27), а однородно скрученное поле (42). Аналогичный вывод может быть получен и для лабораторной плазмы низкого давления, но здесь мы на этом останавливаться не будем.

4. *Обсуждение.* Выше, на основании формулы (22), мы пришли к выводу, что в процессе пассивной омической диссипации поля сохраняет свой геометрический вид лишь такая производящая функция, которая удовлетворяет условию (23). С другой стороны, в предыдущем разделе было показано, что более быстрый процесс резистивной релаксации переводит систему в состояние с $f_0(r)$, задаваемой формулой (40).

В общем случае, когда проводимость плазмы, входящая в (25), определяется не только омическим нагревом, но и другими тепловыми процессами, не зависящими от геометрии поля, соотношения (23) и (40) входят в противоречие, поскольку они соответствуют разным производящим функциям. Это «рассогласование» может рассматриваться в качестве одной из причин вспышечной активности скрученных магнитных петель: медленные диссипативные процессы «уводят» геометрию магнитного поля все дальше от состояния f_0 и тем самым подготавливают почву для развития неустойчивости типа «срыва», быстро возвращающей геометрическое распределение поля к состоянию вида (40). Скачкообразность процесса обеспечивается тем, что при малых отклонениях от $f_0(r)$ малы и инкременты резистивных неустойчивостей. Приведенная ранее порядковая оценка t_r справедлива лишь в том случае, если разность $f(r) - f_0(r)$ не слишком мала по сравнению с $f_0(r)$ [1, 2, 14].

Особый интерес представляет случай, когда можно считать, что проводимость плазмы определяется, главным образом, омическими потерями протекающих по ней токов. В этом случае $\sigma(r, t)$ следует рассматривать не как независимо задаваемую функцию, а выводить ее из соотношений (21) и (23) при известной производящей функции поля — $f_0(r)$ (формула (40)). Это дает:

$$\sigma(r, t) \sim \alpha^2 \sim \left[1 + \left(\frac{2\pi r}{s} \right)^2 \right]^{-2}. \quad (45)$$

С другой стороны, как известно [3], классическая проводимость полностью ионизованной водородной плазмы зависит только от температуры: $\sigma \sim T^{3/2}$. Отсюда получаем, что распределение температуры по сечению магнитной петли, нагрев которой определяется джоулевым теплом, имеет вид:

$$T \sim \left[1 + \left(\frac{2\pi r}{s} \right)^2 \right]^{-4/3}. \quad (46)$$

В случае возбуждения аномальной проводимости плазмы σ зависит только от плотности $n \sim \sqrt{n}$ ([16], стр. 110—111). Тогда:

$$n \sim \left[1 + \left(\frac{2\pi r}{s} \right)^2 \right]^{-4}. \quad (47)$$

Не исключено, что последнее соотношение имеет место в корональных магнитных петлях. Во всяком случае, оно хорошо объясняет весьма резкую концентрацию плазмы в центральной части петли.

5. **Заключение.** Изложенная в работе теория позволяет:

- а) качественно анализировать процесс омической диссипации бессипловых магнитных полей в среде с неоднородной проводимостью;
- б) теоретически предсказывать магнитную структуру вспышечных бессипловых петель после их релаксации к состоянию с наименьшей магнитной энергией;
- в) рассчитывать распределение физических параметров по сечению бессипловой магнитной петли для случая, когда ее нагрев обусловлен, в основном, омическими потерями текущих в ней токов.

OHMIC DISSIPATION AND RELAXATION
OF THE FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS

A. A. SOLOV'EV

The passive ohmic dissipation of the force-free field in the low pressure plasma with inhomogeneous conductivity has been considered. The force-free field ($\text{rot } \vec{H} = \alpha \vec{H}$) is shown to be able to keep its geometry if the ratio α^2/ν is independent on coordinates. The process of the topological resistive relaxation of the force-free field in the twisted magnetic flux loop to the state of minimum magnetic energy is also investigated. It is found that the magnetic flux rope is uniformly twisted in this state if the external pressure is fixed and the torque on the ends of the loop is constant. The critical analysis of Taylor's model of relaxation has been given. The α -constant force-free field of variable sign is shown to correspond to the minimum of the ratio ε/k , where k is the spirality of the field, but not to energy minimum— ε_{\min} .

ЛИТЕРАТУРА

1. H. P. Furth, J. Killeen, M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids, 6, 459, 1963.
2. D. S. Spicer, Solar Phys., 53, 305, 1977.
3. С. Б. Пикельнер, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
4. А. Шлютер, в сб. Управляемые термоядерные реакции, Атомиздат, М., 1960, стр. 215.
5. А. А. Соловьев, Солнечные данные, № 5, 80, 1982; № 2, 58, 1983.
6. Б. Б. Кадомцев, в кн. «Нелинейные волны», Наука, М., 1979, стр. 131.
7. Б. Б. Кадомцев, В. Д. Шафранов, УФН, 139, 399, 1983.
8. J. B. Taylor, Phys. Rev. Letters, 33, 1139, 1974.
9. L. Woltjer, Proc. Nat. Acad. Sci., 44, 489, 1958.
10. А. А. Соловьев, Солнечные данные, № 2, 94, 1972.
11. Г. Моффат, Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, Мир, М., 1980.
12. М. М. Molodensky, Solar Phys., 39, 393, 1974.
13. В. Д. Шафранов, в кн. «Вопросы теории плазмы», вып. 2, Атомиздат, М., 1963, стр. 105.
14. T. Sakurai, P. A. S. Japan, 31, 209, 1979.
15. D. S. Spicer, Solar Phys., 70, 149, 1981.
16. С. А. Каплан, Б. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.

УДК: 524.726М81:520.2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК НИЗКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В ОБЛАСТИ ГРУППЫ М 81

Самая близкая к нам группа галактик М 81 имеет ряд интересных наблюдательных особенностей. В ней находятся две пекулярные галактики, М 82 и NGC 3077, богатые пылью. Наблюдения в линии 21 см показали наличие «радиомостов», соединяющих М 82 и NGC 3077 с М 81 [1], и обособленной массы нейтрального водорода в виде межгалактического HI-облака [2].

Динамическая ситуация в группе М 81 исследовалась неоднократно [3—5]. Как и многие другие группы, система галактик вокруг М 81 обнаруживает избыток вириальной массы. Из-за своего близкого расположения группа М 81 является весьма удобным объектом для анализа причин вириального парадокса. Расстояния до ее членов могут быть определены индивидуально, что облегчает выделение галактик фона и позволяет корректнее определить потенциальную энергию системы.

Для установления границ группы М 81 и поиска в ней новых карликовых членов был предпринят обзор широких окрестностей группы на 2-метровом Таутенбургском телескопе [6]. В результате было обнаружено свыше 40 объектов низкой поверхностной яркости. На крупномасштабных снимках, полученных с 6-метровым телескопом, многие из них разрешаются на звездные комплексы [7] и классифицируются как иррегулярные карликовые галактики.

Около десятка иррегулярных карликов в области группы М 81 имеют оценки лучевой скорости по наблюдениям в линии нейтрального водорода [8—11]. В этой заметке мы приводим новые данные о лучевых скоростях нескольких объектов низкой поверхностной яркости, в том числе и наблюдавшихся в линии нейтрального водорода.

Наблюдения проводились в 1981—82 гг. на 6-метровом телескопе САО АН СССР. Спектрограммы галактик были получены на спектрографе UAGS с ЭОП УМ-92 с дисперсией 50 и 100 А/мм в области линии

H_{α} . Основные данные представлены в табл. 1. Столбцы таблицы содержат: 1 — обозначения галактик по каталогу Нильсона [12]; 2 — координаты объектов на эпоху (1950.0); 3 — интегральные звездные величины по Цвикки; 4 — угловые диаметры, соответствующие изофоте $25 \text{ m}/\square''$; 5 — известные из литературы лучевые скорости с поправкой за движение Солнца; 6 — лучевые скорости, измеренные нами, с указанием средней квадратичной ошибки; 7 — эмиссионные линии, по которым определялась лучевая скорость.

Таблица 1

UGC	RA (1950.0) D	m_{ZW}	α	V_0 (км/с)	V_0 (км/с)	Линии
5247	$09^h 45^m 0 + 69^{\circ} 39'$	$15^m.6$	1.8	312: [13]	3500 ± 15	H_{α} , [N II]
5336	$09 53.5 + 69 17$	16.5	3.0	—	119 ± 25	H_{α}
5423	$10 01.4 + 70 37$	15.3	1.3	498 [11]	514 ± 20	H_{α}
5688	$10 26.6 + 70 19$	14.6	3.6	2063 [8]	2055 ± 10	H_{α} , [N II], [S II]
5692	$10 26.8 + 70 53$	15.1	4.0	—	180 ± 15	H_{α} , [N II], [S II]
6456	$11 24.6 + 79 16$	14.7	1.6	96 [16]	70 ± 20	H_{α}

Сделаем краткие комментарии по наблюдавшимся объектам.

UGC 5247. Диффузная галактика без видимого ядра. Неуверенная оценка лучевой скорости в сводке [13] оказалась ошибочной. Согласно новому значению V_0 галактика относится к дальнему фону группы.

UGC 5336 = DDO 66 [14] = Kar 62 [15]. Иррегулярный карликовый член группы. На фотографиях, полученных с 6-метровым телескопом (рис. 1 и 2), разрешается на звезды. Фишер и Тулли [8, 9] не смогли получить для него оценку лучевой скорости по 21 см из-за искажений со стороны яркой соседней галактики M 81. Рис. 3 воспроизводит записи спектрограмм объекта и ночного неба (N.S.) при дисперсии 50 А/мм. В спектре галактики (на двух спектрограммах) видна слабая линия H_{α} , которая блендируется с H_{α} -эмиссией ночного неба.

UGC 5423. Щель была ориентирована через центр галактики и северо-западное сгущение. Линия H_{α} очень яркая при отсутствии следов запреценных линий азота и серы. Член группы M 81.

UGC 5688 = DDO 80. Щель ориентирована вдоль перемычки, состоящей из слабых голубых сгущений. Спиральная галактика дальнего фона с низкой поверхностной яркостью.

UGC 5692 = DDO 82. Щель пересекала центральное из трех голубоватых сгущений. Член группы M 81.

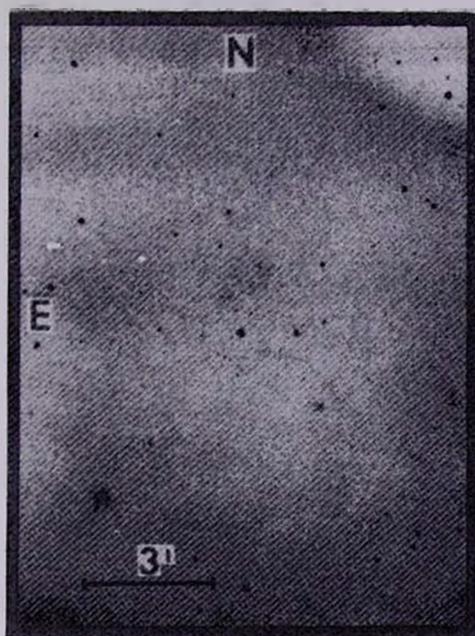


Рис. 1. Вблизи центра — карликовая галактика UGC 5336 = DDO 66 = Kzg 62. Снимок получен на 6-метровом телескопе с линзовым корректором (эмульсия Kodak IIaO, экспозиция 60 мин). Направления север-восток указаны стрелками. Западную часть снимка занимает M 81. Светлая область сверху — тень от микроскопа гидирования.

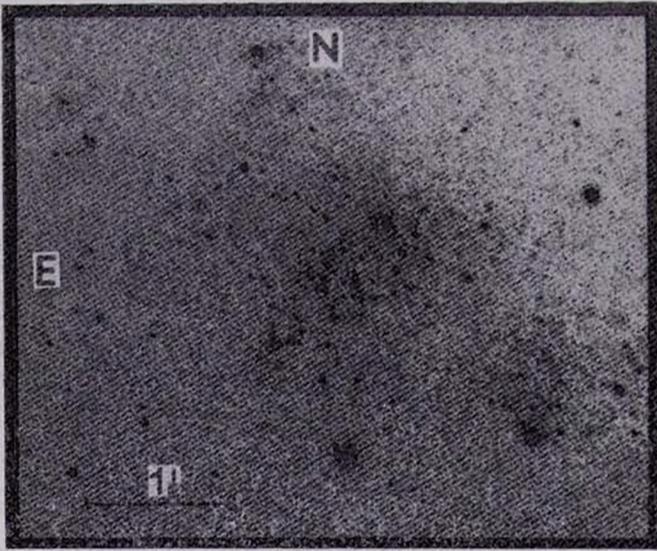


Рис. 2. Снимок UGC 5336, полученный на 6-метровом телескопе с корректором (эмульсия Kodak 103aO, экспозиция 20 мин, изображение — $1.''3$). Галактика разрешается на отдельные звезды.

К ст. И. Караченцева, В. Караченцевой

UGC 6456 = VII Zw 403. Объект состоит из отдельных узлов. Щель проходила через центр и самое яркое сгущение на периферии. Линия H_{α} экстремально яркая, запрещенные линии очень слабы.

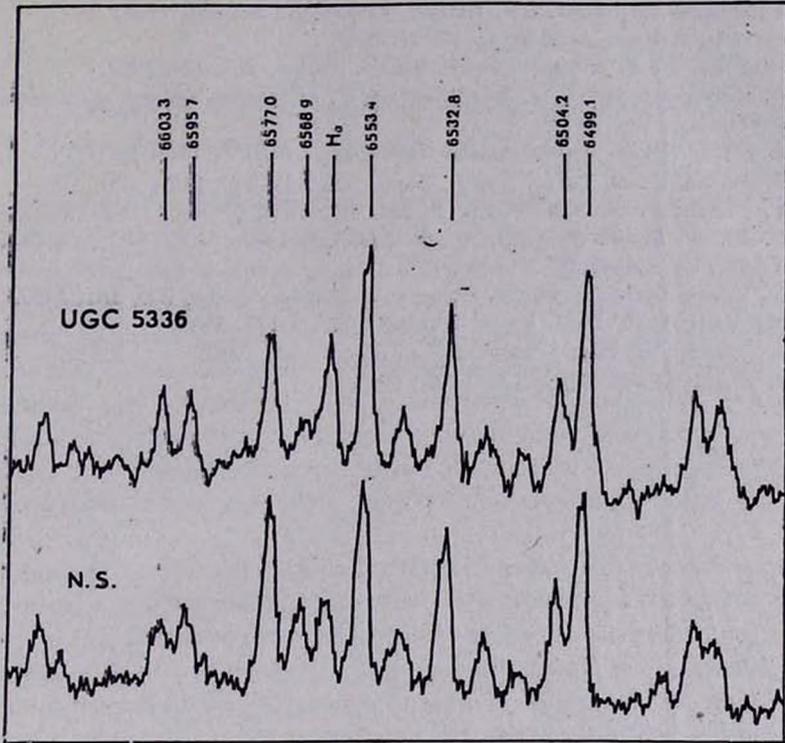


Рис. 3. Внизу — запись спектра ночного неба по спектрограмме, полученной с ЭОП при дисперсии 50 Å/мм. Вверху — запись спектра UGC 5336 (без вычета ночного неба) при той же дисперсии. Цифрами указаны длины волн в Å у гидроксильных линий ночного неба.

Таким образом, из 6 исследованных галактик низкой поверхностной яркости 4 являются карликовыми членами группы M 81. Всего к настоящему моменту 20 членов этой группы (т. е. 50% населения) имеют измеренные лучевые скорости. Эти данные мы предполагаем использовать для изучения динамических условий в самой близкой системе галактик.

Spectral Observations of Low Surface Brightness Galaxies in the M 81 Group Region. Radial velocities are presented for six galaxies nearby M 81. Four of them are dwarf members of the M 81 group.

4 апреля 1984

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ,
В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. M. van der Hulst*, in: "IAU Symp. No. 77", 1977, p. 269.
2. *P. N. Appleton, R. D. Davies, R. J. Stephenson*, M. N. RAS., 195, 327, 1981.
3. *H. J. Rood, V. C. Rothman, B. E. Turnrose*, Ap. J., 162, 411, 1970.
4. *J. Materne, G. A. Tammann*, Astron. Astrophys., 37, 383, 1974.
5. *J. Materne*, Astron. Astrophys., 86, 91, 1980.
6. *F. Börngen, V. E. Kurachentseva*, Astron. Nachr., 303, 189, 1982.
7. *V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev, F. Börngen*, Astorn. Astrophys., 1984.
(in press).
8. *F. R. Fisher, R. B. Tully*, Astron. Astrophys., 44, 151, 1975.
9. *F. R. Fisher, R. B. Tully*, Ap. J., Suppl. ser., 47, 139, 1981.
10. *T. X. Thuan, P. O. Seitzer*, Ap. J., 231, 327, 1979.
11. *K. Y. Lo, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 227, 756, 1979.
12. *P. Nilson*, Uppsala Obs. Ann., 6, 1973.
13. *R. C. Kraan-Korteweg, G. A. Tammann*, Astron. Nachr., 300, 181, 1979.
14. *S. van den Bergh*, Publ. David Dunlap Obs., 5 147, 1959.
15. *B. E. Караченцева*, Сообщ. Бюраканской обс., 39, 61, 1968.
16. *J. R. Fisher, R. B. Tully*, A. J., 84, 62, 1979.

РЕЦЕНЗИИ

Г. С. ХРОМОВ. *Приемники излучения в наземной астрономии*, М., ВИНТИ, сер. Астрономия, т. 19, 1982.

Современные астрофизические исследования обязаны своими поразительными результатами как крупногабаритным наземным и внеатмосферным телескопам, так и сверхчувствительным приемникам излучения. Последние, вбирая в себя широкий арсенал разнообразных физических методов регистрации и машинной обработки сверхслабых энергетических потоков, только сейчас начинают серьезно набирать темп, открывая новые перспективы для наблюдательной астрономии. Развитие идей при этом идет как в направлении многократного повышения чувствительности традиционных для астрономии приемников излучения, так и путем создания принципиально новых сложных многокомпонентных оптико-электронных систем.

Лавинообразно возрастает количество новых физических принципов и процессов, нетрадиционных понятий, характеристик и параметров, относящихся к современным высокочувствительным приемникам излучения. Обращение с этой непривычной научно-технической информацией дополнительно затруднено отсутствием адекватной терминологии. В этих условиях уже давно ощущается потребность в удобном руководстве — своего рода введении в столь бурно развивающуюся область знания, имеющую к тому же решающее значение для астрономии.

Таким руководством может служить рецензируемая здесь небольшая книга Г. С. Хромова. Книга состоит из 78 страниц, носит справочный характер и обрисовывает контуры огромной проблемы создания и применения астрономических приемо-регистрирующих систем. Она снабжена скрупулезно составленной библиографией, охватывающей около 700 статей советских и зарубежных авторов, опубликованных до 1982 г.

Фактический материал в книге изложен достаточно подробно, и может служить хорошим введением в проблему. Анализ физических принципов работы приемников излучения и методы повышения их чувствительности в практике астрономических наблюдений описаны весьма доходчиво и вполне профессионально. Содержание книги, хотя ее изложение внешне схематично, выходит за рамки обычного обзора.

Книга состоит из предисловия, семи глав и заключения. Рассматриваются приемники излучения, работающие в интервале длин волн от 3000 до 12000 А, т. е. от ближнего ультрафиолетового до ближнего инфракрасного диапазонов длин волн.

В первой главе обсуждаются характеристики оптического сигнала, его флукуативные свойства, адекватность чисто пуассоновского характера слабых фотонных сигналов, с которым имеет дело астрономия. Здесь же автор вводит понятие об идеальном приемнике излучения и формулирует его основные параметры: наличие большого числа достаточно малых приемных элементов, возможность регистрировать время и адрес прихода каждого фотона, наличие линейности и неограниченного динамического диапазона, способность реагировать только на полезный фотонный сигнал, стабильность характеристик во времени. Далее вводятся широко используемые в современной астрофизике и фотоэлектронике понятия интегральной чувствительности, эквивалентной мощности шумов, квантового выхода, обобщенного квантового выхода, динамического диапазона, временного разрешения, пространственной разрешающей способности и контрастной чувствительности. Приводится известное соотношение совместного описания разрешающей способности к передаче контраста — частотно-контрастной характеристики. Излагается информационный подход к приемникам излучения.

Во второй главе особенно подробно рассматривается фотографическая эмульсия как многоканальный приемник излучения. Описаны основы физико-химических процессов, происходящих в эмульсии в различных состояниях, при охлаждении эмульсии во время экспозиции, предэкспозиционной кратковременной засветки, предварительном прогреве и, наконец, при восстановительной химической гиперсенсibilизации посредством выдерживания в сухом водороде. Имеется ссылка о повышении чувствительности при гиперсенсibilизации в несколько раз. Уместно отметить, что такая камера для гиперсенсibilизации водородом была разработана и изготовлена в 1982 г. в отделе астрономической техники ГАО АН СССР и в настоящее время успешно эксплуатируется.

Главы 3, 4, 5, 6 и 7 посвящены описанию физических основ работы, шумов и чувствительности фотоэлектрических приемников излучения — фотоэлектронным умножителям, электронно-оптическим преобразователям, электронным камерам, телевизионным системам, диссекторам, ортikonам, суперортikonам, видиконам, секонам, приборам с зарядовой инжекцией (ПЗИ), приборам с пространственной зарядовой связью (ПЗС) и т. д. Приводится словарь некоторых английских терминов и сокращений.

Книга написана для астрономов и будет особенно полезна студентам астрономических отделений, которые, как правило, не получают достаточно конкретных знаний и навыков работы с современными приемными сп-

стемами и лишены даже систематизированной библиографии в этой области. Хотя в книге умышленно опущены почти все технические подробности, однако инженеры—исследователи и создатели приемников излучения найдут в ней сведения о методике и специфике работы астронома-наблюдателя с такими приемниками. Это особенно важно, т. к. астрономы, как правило, неохотно и неполно описывают методическую сторону своей работы с аппаратурой.

Хотелось бы добавить, что сейчас, когда техника передового астрономического эксперимента стремительно изменяется, совершенствуется и усложняется, ее обсуждение приобретает первостепенную важность. Это как будто бы понимается в кругах наших астрономов; известно, например, что одна из больших секций Астрономического совета АН СССР призвана заниматься вопросами развития аппаратуры и методов наблюдений.

Здесь не место давать оценку эффективности этих усилий, но мы не можем не сказать о сопредельной и несомненно еще более важной проблеме — о том, как готовятся кадры астрономов-наблюдателей, в том числе высшей квалификации. Особо хочется подчеркнуть, что положение профессионалов-разработчиков астрономической аппаратуры на наших обсерваториях ненормальное. Их труд не получает квалифицированной оценки, а профессиональный рост искусственно затрудняется. Желательно, чтобы Совет по подготовке астрономических кадров (СПАК) обратил на этот вопрос необходимое внимание.

В общем положительно оценивая книгу Г. С. Хромова, отметим некоторые ее недостатки. Хотя автор и декларирует важность метрологического подхода к проблеме, однако, ссылаясь на ограниченный объем книги, на деле отходит от этого тезиса. По мнению рецензента, метрологически единообразное изложение материала не увеличило бы объема книги, но зато облегчило бы выбор приемников излучения для обширной совокупности разнообразных астрономических задач.

Автор справедливо подметил, что многовековая монополия астрономов на измерение предельно слабых световых потоков сейчас отошла в прошлое под давлением более мощных прикладных потребностей. Это обстоятельство лишний раз подчеркивает всю актуальность внедрения в практику астрономического эксперимента общепринятых метрологических методов и характеристик. Без этого сами астрономы рискуют оказаться в нелепой изоляции от разработчиков приемников излучения и от специалистов, работающих в смежных областях.

Рецензируемая книга почему-то не содержит разбора конкретных примеров эффективного использования современных приемников излучения для получения важных наблюдательных результатов. Это несомненно снижает ее аналитическую ценность.

Слишком мало говорится в книге о тончайших вакуумно-криогенных системах, без которых невозможно полноценное использование многих типов современных приемников.

Автор книги ограничил ее рамки рассмотрением приемников излучения, используемых в наземной астрономии. Вне поля его зрения остались, таким образом, все интереснейшие случаи их применения во внеатмосферных системах. Это оставляет впечатление неполноты обзора и вызывает определенную неудовлетворенность.

Трудно сделать вывод и о наиболее перспективных направлениях современного развития приемных систем. Хотя этот вопрос и может считаться спорным, нам хочется обратить внимание читателя на огромный успех в технике создания больших матричных систем — приборов зарядовой связи (ПЗС), обладающих высоким квантовым выходом, широчайшим фотометрическим диапазоном и линейной разрешающей способностью. Эти качества ПЗС-матриц и линеек позволяют им повсеместно вытеснять не только традиционные приемники излучения, но и звездные датчики в системах точного гидирования наземных и орбитальных телескопов. В ближайшие годы ПЗС-матрицы, вероятно, окажутся незаменимыми элементами также и автоматических фотоэлектрических окулярных микрометров, применяемых в астрометрических измерениях и в системах регистрации точных линейных и угловых перемещений, используемых во многих отраслях техники. Большой успех использования ПЗС-приемников в коммерческом телевидении и других смежных областях общеизвестен.

Возможно, что отмеченные нами недостатки книги Г. С. Хромова естественны для первого и в целом удачного опыта систематического изложения столь сложного и обширного материала.

Не приходится сомневаться в том, что книга, написанная на уровне современных знаний в этой области, безусловно найдет своего благодарного читателя.

По мнению рецензента книгу следует переиздать в несколько расширенном варианте с учетом замечаний.

Ю. Л. ШАХБАЗЯН

РЕЦЕНЗИИ

С. И. ВАЙНШТЕЙН. *Магнитные поля в космосе*. М., Наука, 1983, 231 стр. Библиография 109 назв.

В настоящее время теория возбуждения магнитных полей регулярными и нерегулярными движениями проводящей среды (так называемая динамо-теория) достигла известной степени совершенства. Вышли прекрасные монографии, посвященные этой теории, к числу которых, наряду с книгами Паркера, Моффата, Краузе и Рэдлера и Вайнштейна, Зельдовича и Рузмайкина, следует причислить книгу Вайнштейна «Магнитные поля в космосе». Эта книга отличается от предшествующих прежде всего отбором материала, который в значительной степени является оригинальным. С. И. Вайнштейн внес значительный вклад в развитие современной динамо-теории. К числу основных разделов, впервые изложенных достаточно полно именно в данной книге, следует отнести прежде всего широкое применение формализма Лангранжа для выяснения ряда общих свойств магнитных полей, возбуждаемых турбулентным движением; затем рассмотрение процесса накачки поля в среде с градиентом плотности; некоторые точные решения для турбулентного, в частности, мелкомасштабного динамо и, наконец, исследования нелинейных динамо-процессов.

Автор рассматривает усиление поля простыми движениями среды, например, дифференциальным вращением цилиндра в цилиндре большого объема при несовпадении их осей. Эти модели показывают, что запреты, накладываемые так называемыми антидинамо теоремами (теорема Каулинга и т. п.), не являются фатальными для большинства реальных случаев. Однако основное внимание уделяется динамо в турбулентной среде. Сначала кратко излагаются новейшие достижения теории турбулентности, необходимые при рассмотрении динамо-процессов. При этом, наряду с вэйлеровым, используется лангранжев метод описания стохастической среды, который обычно считался практически бесполезным для этих случаев. Автор показал, что таким методом можно выяснить ряд важных общих свойств магнитного поля и, в частности, получить точные решения для немарковских процессов в турбулентной среде.

В монографии подробно излагается механизм усиления магнитного поля, предложенный Паркером, который сводится к закручиванию силовой трубки в процессе циклонической конвекции, выходу верхней части

трубки из проводящего слоя в результате плавучести, ее отщеплению и диссипации. Это ведет к усилению поля в нижней части проводящего слоя.

Большое внимание уделено анализу условий, обеспечивающих усиление поля и, в первую очередь, условий, связанных с симметрией системы, с той ролью, которую играет процесс дробления масштабов при движениях среды, и т. д.

Для описания мелкомасштабного поля автор анализирует и использует метод Орсага, предложенный в теории турбулентности для замыкания системы уравнений гидродинамики и затем обобщенный на магнитную гидродинамику. Метод аналогичен релаксационному приближению в физической кинетике, когда интеграл столкновений приближенно выражается через новый параметр — время релаксации системы. Подобным же образом высшие корреляторы по методу Орсага не отбрасываются, а оцениваются путем введения времени релаксации. В этом приближении удается получить результаты также для нелинейных задач.

В настоящее время нелинейная динамо-теория делает только первые шаги. Анализируя возможности нелинейной теории, автор показывает, что член $\beta \text{rot } B$ в уравнении генерации поля, где величина β квадратична по мелкомасштабному полю, играет большую роль в процессе усиления крупномасштабного поля. С учетом нелинейности исследуется процесс переноса поля в неоднородной среде с градиентом плотности и делается важный вывод об эффективном переносе поля вглубь, т. е. о «парамагнитном» эффекте в турбулентной среде.

Наконец, сравнительно кратко излагаются возможности объяснения магнитных явлений на Солнце на основе динамо-теории. В этом разделе автор, в основном, ссылается на оригинальные работы, не останавливаясь подробно на расчетах для каких-либо реальных случаев.

Следует отметить, что при всех несомненных достоинствах монографии ее название «Магнитные поля в космосе» не вполне соответствует содержанию. В книге почти нет ни изложения наблюдательных данных о полях реальных космических объектов, ни сколько-нибудь подробного анализа успехов и трудностей применения динамо-теории к таким объектам. Это характерно также для других монографий по теории динамо и связано, прежде всего, с тем, что многие параметры небесных объектов, необходимые для проверки и обоснования динамо-теории, нам неизвестны. Для количественных выводов приходится использовать недостаточно обоснованные предположения о величинах этих параметров, и нет уверенности, что согласие с наблюдениями не является, в какой-то мере, подгонкой под известный ответ.

Тем не менее, не вызывает сомнений, что динамо-теория будет основой или существенным элементом любой будущей теории генерации магнитных полей у космических тел. Монография С. И. Вайнштейна являет-

ся важным этапом в развитии этой области. Она написана четким языком. Изложение ясное, хотя иногда и более краткое, чем хотелось бы специалистам в данной области. Монография является необходимым дополнением к опубликованным ранее обзорам и книгам. Она несомненно полезна как специалистам в области астрофизики и физики плазмы, так и лицам, изучающим эти области. Библиография содержит ссылки на все основные работы по динамо-теории. Издание данной монографии можно только приветствовать.

А. ДОЛГИНОВ

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 21, 1984 ГОД

<i>Азаронян Ф. А., Амбарцумян А. С.</i> О формировании спектра космических лучей сверхвысоких энергий в ядрах активных галактик	275
<i>Азафонов М. И., Асланян А. М., Барабанов А. П., Бубукин И. Т., Гулян А. Г., Иванов В. П., Мартиросян Р. М., Малышев И. А., Станкевич К. С., Столяров С. П.</i> Результаты радиоастрономических наблюдений покрытия Крабовидной туманности Луной 26 января 1984 г.	283
<i>Амбарцумян А. С.</i> (см. <i>Азаронян Ф. А.</i>)	275
<i>Андреасян Н. К.</i> Спектрофотометрия двух эмиссионных областей в иррегулярной галактике NGC 3448	73
<i>Андреасян Р. Р.</i> Об относительной ориентации осей радиосточников и связанных с ними эллиптических галактик	93
<i>Арутюнян Г. А.</i> К вопросу об определении функции распределения частот звездных вспышек	163
<i>Арутюнян Г. Г., Папоян В. В.</i> Гравитационное поле сосредоточенной массы в обобщенной теории тяготения	175
<i>Арутюнян Г. Г., Папоян В. В.</i> Заряд, магнитный диполь и эффект Лензе—Тирринга в обобщенной теории тяготения	587
<i>Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г.</i> Структура массивных молекулярных облаков	147
<i>Асланян А. М.</i> (см. <i>Азафонов М. И.</i>)	283
<i>Бабаджаниянц М. К., Белоконь Е. Т.</i> Свойства оптической переменности квазара 3С 345	217
<i>Барабанов А. П.</i> (см. <i>Азафонов М. И.</i>)	283
<i>Барышев Ю. Б., Соколов В. В.</i> Некоторые астрофизические следствия динамической трактовки гравитации	361
<i>Белоконь Е. Т.</i> (см. <i>Бабаджаниянц М. К.</i>)	217
<i>Бёрнген Ф.</i> (см. <i>Шахбазян Р. К.</i>)	393
<i>Бисноватый-Козан Г. С.</i> Интегральные характеристики двойных галактик с учетом приливных сил	87

<i>Бисноватый-Козан Г. С., Сеидов Э. Ф.</i> О колебаниях звезды с фазовым переходом	563
<i>Брюхневич Г. И., Гвязнен Л. В., Зак Э. И., Липатов С. В., Меламид А. Е., Миллер В. А., Рылов В. С., Степанов Б. М., Скосырская Т. А., Титков Е. И.</i> Двухкамерный электронно-оптический преобразователь для Большого телескопа	379
<i>Бубукин И. Т.</i> (см. <i>Азафонов М. И.</i>)	283
<i>Буренков А. Н., Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.</i> Спектральное исследование галактики Маркарян 111	433
<i>Винято А.</i> (см. <i>Езикян А. Г.</i>)	21
<i>Владимирский Б. М.</i> Пары пульсаров, возможно составлявшие в прошлом двойные системы	535
<i>Воцинников Н. В.</i> (см. <i>Херсонский В. К.</i>)	461
<i>Григорян Л. Ш.</i> Модели конфигурации из несжимаемой жидкости с учетом роли гравитационного вакуума	367
<i>Гулян А. Г.</i> (см. <i>Азафонов М. И.</i>)	283
<i>Гюльбудазян А. Л.</i> Новые кометарные туманности и тесные системы типа Трапезици	185
<i>Гвязнен Л. В.</i> (см. <i>Брюхневич Г. И.</i>)	379
<i>Долгинов А. С. И. Вайнштейн.</i> «Магнитные поля в космосе». Рецензия	649
<i>Езикян А. Г., Каллоглян А. Т., Нанни Д., Трevese Д., Винято А.</i> Двухцветная фотометрия скоплений галактик. II	21
<i>Зак Э. И.</i> (см. <i>Брюхневич Г. И.</i>)	379
<i>Зыскин Ю. Л., Степанян А. А.</i> Распределение яркости синхротронного радиозлучения в поле магнитного диполя и природа двойных радиисточников	487
<i>Иванов В. П.</i> (см. <i>Азафонов М. И.</i>)	283
<i>Каллоглян А. Т.</i> (см. <i>Езикян А. Г.</i>)	21
<i>Караченцев И. Д., Караченцева В. Е.</i> Спектральные наблюдения галактик низкой поверхностной яркости в области группы М 81	641
<i>Караченцева В. Е.</i> (см. <i>Караченцев И. Д.</i>)	641
<i>Колесник И. Г.</i> (см. <i>Аршуткин Л. Н.</i>)	147
<i>Колесов А. К.</i> Об асимптотическом световом режиме во внешних слоях однородного шара большого оптического радиуса	309
<i>Кондратьев Б. П.</i> Бесстолкновительные аналоги эллипсоидов Римана: самосогла-сованная модель эллипсоида с «наклонным» вращением	499
<i>Коровяковская А. А.</i> Исследование морфологических особенностей некоторых взаимодействующих галактик. II	43

<i>Коровяковский Ю. П.</i> Изоденситометрия избранных взаимодействующих галактик. I	49
<i>Коровяковский Ю. П.</i> Изоденситометрия избранных взаимодействующих галактик. II	255
<i>Липатов С. В.</i> (см. <i>Брюхевич Г. И.</i>)	379
<i>Липовецкий В. А., Шопалова А. И.</i> Спектрофотометрия сейфертовской галактики NGC 4151. I. Поиск и отождествление слабых линий	5
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	35
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	419
<i>Мазакян Т. Ю.</i> GM 3—6: загадочный объект	183
<i>Малов И. Ф., Шишов В. И.</i> О механизме истечения вещества из звезд Вольфа—Райе	137
<i>Малышев И. А.</i> (см. <i>Агафонов М. И.</i>)	283
<i>Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А.</i> Щелевые спектры галактик второго Бюраканского обзора неба. II	35
<i>Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А.</i> Спектры галактик с УФ-континуумом. IV	419
<i>Мартirosян Р. М.</i> (см. <i>Азаронян М. И.</i>)	283
<i>Меламид А. Е.</i> (см. <i>Брюхевич Г. И.</i>)	379
<i>Метик Л. П., Проник И. И.</i> Исследование околоядерной области сейфертовской галактики NGC 1275	233
<i>Миллер В. А.</i> (см. <i>Брюхевич Г. И.</i>)	379
<i>Мирзоян Л. В.</i> «Активность красных карликовых звезд. Труды 71-го коллоквиума МАС». Рецензия	207
<i>Мирзоян Л. В., Салуквадзе Г. Н.</i> Кратные системы типа Трапеции. Обзор	399
<i>Мнацаканян Р. Г.</i> О частоте вспышек сверхновых в галактиках типа Sb	81
<i>Мовсисян А. Г.</i> (см. <i>Седракян Д. М.</i>)	547
<i>Морозов В. Н.</i> О возможном механизме диссипации кинетической энергии плазменных потоков в радиогалактиках	475
<i>Мурадян Р. М.</i> Космологическая постоянная и вращение Вселенной	396
<i>Назмибеда В. Г.</i> Важный центр учебной и научной работы по астрофизике	189
<i>Нанни Д.</i> (см. <i>Елизян А. Г.</i>)	21
<i>Никогосян А. Г.</i> Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности. I. Среднее число рассеяний фотона в среде, освещаемой извне	323

Николюсян А. Г. Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности. II. Среднее число рассеяний фотона в среде, содержащей источники энергии	595
Папоян В. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	175
Папоян В. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	587
Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Сверхассоциации в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком. III	57
Петросян А. Р. (см. Буренков А. Н.)	433
Петросян В. М. О кометарной туманности Парсамян 21	523
Полякова Т. А. Модель явлений, ответственных за изменения поляризации и блеска μ Сер	125
Проник И. И. (см. Метик Л. П.)	233
Решетников В. П. Преимущественная ориентация сейфертовских галактик как следствие эффекта селекции	263
Рубан Е. В. МК-классификация и непрерывные спектры ранних звезд	111
Рылов В. С. (см. Брюхневич Г. И.)	379
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.)	57
Саакян К. А. (см. Буренков А. Н.)	433
Салуквадзе Г. Н. (см. Мирволян Л. В.)	399
Седракян Д. М., Шахабасян К. М., Мовсисян А. Г. Магнитные моменты нейтронных звезд из реального газа барионов	547
Сеидов Э. Ф. (см. Бисноватый-Козан Г. С.)	563
Селяков К. И. Разложение функций Соболева в ряды по полиномам Лагерра	295
Сидоров К. А. О времени установления ионизационного равновесия в горячем разреженном газе	353
Скосырская Т. А. (см. Брюхневич Г. И.)	379
Соколов В. В. (см. Барышев Ю. Б.)	379
Соловьев А. А. Омическая диссипация и релаксация бессильных магнитных полей	627
Сотникова Н. Я. Взаимодействие частиц высоких энергий с межгалактическим газом	103
Станкевич К. С. (см. Азафонов М. И.)	283
Степанов Б. М. (см. Брюхневич Г. И.)	379
Степанян А. А. (см. Зыскин Ю. Л.)	487
Степанян Дж. А. Эмиссионные объекты в скоплениях галактик А 634	245

Степанян Дж. А. Функция светимости слабых галактик с УФ-континуумом	445
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	35
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	419
Столяров С. П. (см. Азафонов М. И.)	283
Тер-Казарян Г. Т. Замечание об учете движения электронов в их взаимодействии с фотонами в астрофизических задачах	343
Тер-Казарян Г. Т. Процессы обмена энергиями между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. I	609
Титков Е. И. (см. Брюхевич Г. И.)	379
Тихонов Н. А., Шабанов М. Ф. Возможности бесщелевого спектрографа на БТА и метровом телескопе Цейсса	387
Товмасын Г. Г. О спектральных классах холодных компонентов звезд типа U Sem	289
Тревезе Д. (см. Езикян А. Г.)	21
Тутуков А. В. Роль магнитного звездного ветра в эволюции тесных двойных звезд малых масс	573
Фесенко Б. И. Видны ли ячейки в глубокой выборке галактик?	269
Херсонский В. К., Вошинников Н. В. Излучение газа и пыли в скоплениях галактик в радиодиапазоне	461
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.)	57
Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)	433
Шабанов М. Ф. (см. Тихонов Н. А.)	387
Шаповалова А. И. (см. Липовецкий В. А.)	5
Шахабзян К. М. (см. Седракин Д. М.)	547
Шахбазян Р. К., Бёрнсен Ф. Сверхновая около галактики ZW1. 16.7+1.57	393
Шахбазян Ю. Л. «Г. С. Хромов. Приемники излучения в наземной астрономии». Рецензия	651
Шишов В. И. (см. Малов И. Ф.)	137

СОДЕРЖАНИЕ
ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 21, 1984 ГОД

Выпуск 1

Спектрофотометрия сейфертовской галактики NGC 4151. I. Поиск и отождествление слабых линий	<i>В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова</i>	5
Двухцветная фотометрия скоплений галактик. II <i>А. Г. Езыкян, А. Т. Каллозян, Д. Нанни, Д. Тревезе, А. Винято</i>		21
Щелевые спектры галактик второго Бюраканского обзора неба. II <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>		35
Исследование морфологических особенностей некоторых взаимодействующих галактик. II	<i>А. А. Коровяковская</i>	43
Изоденситометрия избранных взаимодействующих галактик. I <i>Ю. П. Коровяковский</i>		49
Сверхассоциации в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком. III <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>		57
Спектрофотометрия двух эмиссионных областей в иррегулярной галактике NGC 3448	<i>Н. К. Андреасян</i>	73
О частоте вспышек сверхновых в галактиках типа Sb	<i>Р. Г. Мнацаканян</i>	81
Интегральные характеристики двойных галактик с учетом приливных сил <i>Г. С. Бисноватый-Козан</i>		87
Об относительной ориентации осей радиисточников и связанных с ними эллиптических галактик	<i>Р. Р. Андреасян</i>	93
Взаимодействие частиц высоких энергий с межгалактическим газом <i>Н. Я. Сотникова</i>		103
МК-классификация и непрерывные спектры ранних звезд	<i>Е. В. Рубан</i>	111
Модель явлений, ответственных за изменения поляризации и блеска μ Сер <i>Т. А. Полякова</i>		125
О механизме истечения вещества из звезд Вольфа—Райе <i>И. Ф. Малов, В. И. Шишов</i>		137
Структура массивных молекулярных облаков <i>Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник</i>		147

К вопросу об определении функции распределения частот звездных вспышек <i>Г. А. Арутюнян</i>	163
Гравитационное поле сосредоточенной массы в обобщенной теории тяготения <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>	175
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
GM 3—6: загадочный объект <i>Т. Ю. Малакян</i>	183
Новые кометарные туманности и тесные системы типа Трапеции <i>А. Л. Гюльбулагян</i>	185
Важный центр учебной и научной работы по астрофизике . . . <i>В. Г. Назимбеда</i>	189
РЕЦЕНЗИИ	
Активность красных карликовых звезд <i>Л. В. Мирзоян</i>	207
Выпуск 2	
Свойства оптической переменности квазара 3C 345 <i>М. К. Бабаджаняц, Е. Т. Белоконь</i>	217
Исследование околядерной области сейфертовской галактики NGC 1275 <i>Л. П. Метик, И. И. Проник</i>	233
Эмиссионные галактики в скоплении А 634 <i>Дж. А. Степанян</i>	245
Изодепситометрия избранных взаимодействующих галактик. II <i>Ю. П. Коровяковский</i>	255
Преимущественная ориентация сейфертовских галактик как следствие эффекта селекции <i>В. П. Решетников</i>	263
Видны ли ячейки в глубокой выборке галактик? <i>Б. И. Фесенко</i>	269
О формировании спектра космических лучей сверхвысоких энергий в ядрах активных галактик <i>Ф. А. Азароян, А. С. Амбарцумян</i>	275
Результаты радиоастрономических наблюдений покрытия Крабовидной туманности Луной 26 января 1983 г. <i>М. И. Агафонов, А. М. Асламян, А. П. Барабанов, И. Т. Бубукин, А. Г. Гулян, В. П. Иванов, Р. М. Мартиросян, И. А. Малышев, К. С. Станкевич, С. П. Столяров</i>	283
О спектральных классах холодных компонентов звезд типа U Сеп <i>Г. Г. Товмасын</i>	289
Разложение функций Соболева в ряды по полиномам Лагерра <i>К. И. Селяков</i>	295
Об асимптотическом световом режиме во внешних слоях однородного шара большого оптического радиуса <i>А. К. Колесов</i>	309
Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности. I. Среднее число рассеяний в среде, освещаемой извне <i>А. Г. Никозяян</i>	323

Замечание об учете движения электронов в их взаимодействии с фотонами в астрофизических задачах	<i>Г. Т. Тер-Казарян</i>	343
О времени установления ионизационного равновесия в горячем разреженном газе	<i>К. А. Сидоров</i>	353
Некоторые астрофизические следствия динамической трактовки гравитации	<i>Ю. В. Барышев, В. В. Соколов</i>	361
Модели конфигурации из несжимаемой жидкости с учетом роли гравитационного вакуума	<i>Л. Ш. Григорян</i>	367
Двухкамерный электронно-оптический преобразователь для Большого телескопа	<i>Г. И. Брюхневич, Л. В. Гвязнен, Э. И. Зак, С. В. Липатов, А. Е. Меламид, В. А. Миллер, В. С. Рылов, Б. М. Степанов, Т. А. Скоырская, Е. И. Титков</i>	379
Возможности бесцелевого спектрографа на БТА и метровом телескопе Цейсса	<i>Н. А. Тихонов, М. Ф. Шабанов</i>	387
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Сверхновая около галактики Zw1 16.7+1.57	<i>Р. К. Шахбазян, Ф. Бёрнген</i>	393
Космологическая постоянная и вращение Вселенной	<i>Р. М. Мурадян</i>	396
ОБЗОРЫ		
Кратные системы типа Трапеции	<i>Л. В. Мирзоян, Г. Н. Салуквадзе</i>	399

Выпуск 3

Спектры галактик с УФ-континуумом. IV	<i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>	419
Спектральное исследование галактики Маркарян 111	<i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	433
Функция светимости слабых галактик с УФ-континуумом	<i>Дж. А. Степанян</i>	445
Излучение газа и пыли в скоплениях галактик в радиодиапазоне	<i>В. К. Херсонский, Н. В. Вошинников</i>	461
О возможном механизме диссипации кинетической энергии плазменных потоков в радиогалактиках	<i>В. Н. Морозов</i>	475
Распределение яркости синхротронного радиоизлучения в поле магнитного диполя и природа двойных радиисточников	<i>Ю. Л. Зыскин, А. А. Степанян</i>	487
Бесстолкновительные аналоги эллипсоидов Римана: самосогласованная модель эллипсоида с «наклонным» вращением	<i>Б. П. Кондратьев</i>	499
О кометарной туманности Парсамян 21	<i>В. М. Петросян</i>	523

Пары пульсаров, возможно составлявшие в прошлом двойные системы <i>Б. М. Владимирский</i>	535
Магнитные моменты нейтронных звезд из реального газа барионов <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахбазян, А. Г. Мовсисян</i>	547
О колебаниях звезды с фазовым переходом <i>Г. С. Бисноватый-Коган, Э. Ф. Сеидов</i>	563
Роль магнитного звездного ветра в эволюции тесных двойных звезд малых масс <i>А. В. Тутуков</i>	573
Заряд, магнитный диполь и эффект Лензе—Тирринга в обобщенной теории тяготения <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>	587
Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности. II. Среднее число рассеяний фотона в орде, содержащей источник энергии <i>А. Г. Никогосян</i>	595
Процессы обмена энергиями между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. I <i>Г. Т. Тер-Каварян</i>	609
Омическая диссипация и релаксация бессильных магнитных полей <i>А. А. Соловьев</i>	627
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Спектральные наблюдения галактик низкой поверхностной яркости в области группы M 81 <i>И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева</i>	641
РЕЦЕНЗИИ	
«Г. С. Хромов. Приемники излучения в наземной астрономии» <i>Ю. А. Шахбазян</i>	645
«С. И. Вайнштейн. Магнитные поля в космосе» <i>А. Долинов</i>	649

INDEX OF AUTHORS

<i>Agafonov M. I., Aslanyan A. M., Barabanov A. P., Bubukin I. T., Gulyan A. G., Ivanov V. P., Martirosian R. M., Malyshev I. A., Stankevich K. S., Stoilyarov S. P.</i> , Results of radioastronomical observations of the lunar occultation of the Crab nebula on January 26, 1983	283
<i>Aharonian F. A., Ambartsumian A. S.</i> On the formation of superhigh energy spectrum of cosmic rays in the nuclei of active galaxies	275
<i>Ambartsumian A. S.</i> (see <i>Aharonian F. A.</i>)	275
<i>Andreassian N. K.</i> Spectrophotometry of two emission regions in the irregular galaxies NGC 3448	73
<i>Andreassian R. R.</i> On the relative orientations of radio source axes and parent elliptical galaxies	93
<i>Aslanyan A. M.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Arshutkin L. N., Kolesnik I. G.</i> The structure of massive molecular clouds	147
<i>Babadjantants M. K., Belokon' E. T.</i> Properties of the optical variability of 3C345	217
<i>Barabanov A. P.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Baryshev Yu. V., Sokolov V. V.</i> Some astrophysical consequences of dynamical interpretation of gravitation	361
<i>Belokon' E. T.</i> (see <i>Babadjantants M. K.</i>)	217
<i>Bisnovatyi-Kogan G. S.</i> Integral characteristics of the binary galaxies with tidal forces	87
<i>Bisnovatyi-Kogan G. S., Setdov Z. F.</i> On the oscillations of the star with the phase transition	563
<i>Börngen F.</i> (see <i>Shahbazian R. K.</i>)	393
<i>Bryukhnevich G. I., Gvavgyanzen L. V., Zak E. I., Lipatov S. V., Melamid A. E., Miller V. A., Ryllov V. S., Stepanov B. M., Skosyrskaya T. A., Titkov E. I.</i> Double-camera image converter for 6-meter telescope	379
<i>I. T. Bubukin</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Burenkov A. N., Petrossian A. R., Sahakian K. A., Khachikian E. Ys.</i> A spectral investigation of galaxy Markarian 111	433
<i>Dolginov A.</i> Review	645

<i>Egikian A. G., Kalloghltan A. T., Nanni D., Trevese D., Vignato A.</i> Two-colour photometry of clusters of galaxies. II A 1213	21
<i>Fessenko B. I.</i> Are the cells visible in a deep sample of galaxies?	269
<i>Grigorian L. Sh.</i> Models of configurations from incompressible liquid taking into account the role of gravitational vacuum	367
<i>Gulgan A. G.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Gyavgyanov L. V.</i> (see <i>Bryukhnevich G. I.</i>)	379
<i>Gyulbudagan A. L.</i> New cometary nebulae and tight Trapezium-like systems	185
<i>Harutyunyan H. A.</i> On the determination of the stellar flare frequency distribution function	163
<i>Harutyunyan G. H., Papoyan V. V.</i> The gravitational field of the concentrated mass in the generalized theory of gravity	175
<i>Harutyunyan G. H., Papoyan V. V.</i> The charge, magnetic dipole and the Lense-Thirring effect in generalized theory of gravity	587
<i>Ivanov V. P.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Kalloghltan A. T.</i> (see <i>Egikian A. A.</i>)	21
<i>Karachentsev I. D., Karachentseva V. E.</i> Spectral observations of low surface brightness galaxies in the M 81 group region	641
<i>Karachentseva V. E.</i> (see <i>Karachentsev I. D.</i>)	641
<i>Khachikyan E. Ye.</i> , (see <i>Petrosian A. R.</i>)	57
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Burenkov A. N.</i>)	433
<i>Khersonsky V. K., Voshchinnikov N. V.</i> Gas and dust emission in the galaxy clusters in the radiowave region	461
<i>Kolesnik I. G.</i> (see <i>Arshutkin L. N.</i>)	147
<i>Kolesov A. K.</i> On the asymptotic light regime in the outer layers of a homogeneous sphere of the large optimal radius	309
<i>Kondrat'ev B. P.</i> Collisionless counter parts of the Riemann ellipsoids: the self-consistent ellipsoidal model with oblique rotation	499
<i>Korovyakovskaya A. A.</i> Investigation of morphological properties of some interacting galaxies. II.	43
<i>Korovyakovskiy Yu. P.</i> Isodensitometry of the selected interacting galaxies. I	49
<i>Korovyakovskiy Yu. P.</i> Isodensitometry of selected interacting galaxies. II.	255
<i>Lipatov S. V.</i> (see <i>Bryukhnevich G. I.</i>)	379
<i>Lipovetsky V. A., Shapovalova A. I.</i> Spectrophotometry of the Seyfert galaxy NGC 4151. I.	5
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	35

<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	419
<i>Maghakian T. Yu.</i> GM 3—6: An enigmatic object	183
<i>Malov I. F., Shtshov V. I.</i> On the formation of a mass flow from Wolf-Rayet stars	137
<i>Malyshev I. A.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> The second Byurakan sky survey. Spectra of Galaxies II.	35
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Spectra of galaxies with UV-continuum. IV	419
<i>Martirosian R. M.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Melamid A. E.</i> (see <i>Bryukhnvitch G. I.</i>)	379
<i>Metik L. P., Pronik I. I.</i> Investigation of circumnuclear region in Seyfert galaxy NGC 1275	233
<i>Miller V. A.</i> (see <i>Bryukhnvitch G. I.</i>)	379
<i>Mirzoyan L. V.</i> The activity of red. dwarf stars	207
<i>Mirzoyan L. V., Salukvadze G. N.</i> Trapezium type multiple systems	399
<i>Mnatsakantian R. G.</i> On the frequency of Supernovae in Sb galaxies	81
<i>Morozov V. N.</i> A possible mechanism of the kinetic energy dissipation of plasma streams in radiogalaxies	475
<i>Movsisian A. A.</i> (see <i>Sedrak'an D. M.</i>)	547
<i>Muradian R. M.</i> Cosmological constant and rotation of the Universe	396
<i>Nagnibeda V. G.</i> The important center of educational and scientific work on astrophysics	189
<i>Nanni D.</i> (see <i>Egiklan A. G.</i>)	21
<i>Nikoghosian A. G.</i> The statistical description of radiation field on the basis of invariance principle I	323
<i>Nikoghosian A. A.</i> The statistical description of a radiation field on the basis of the invariance principle. II. The mean number of scatterings in the medium containing energy sources	595
<i>Papoyan V. V.</i> (see <i>Harutyunian G. H.</i>)	175
<i>Papoyan V. V.</i> (see <i>Harutyunian G. H.</i>)	587
<i>Petrosian A. R., Sahakian K. A., Khachikian E. Ye.</i> Superassociations in spiral galaxies with UV excess. III	57
<i>Petrosian A. R.</i> (see <i>Burenkov A. N.</i>)	433
<i>Petrosian V. M.</i> On the cometary nebula Parsamian 21	523

<i>Polyakova T. A.</i> The model of the phenomenon responsible for variations of polarization and brightness of μ Cep	125
<i>Pronik I. I.</i> (see <i>Metik L. P.</i>)	233
<i>Reshetnikov V. P.</i> The preferable orientation of Seyfert galaxies as the result of selection effect	263
<i>Ruban E. V.</i> The MK-classification and continuous spectra of early-type stars	111
<i>Rylov V. S.</i> (see <i>Bryukhnevich G. I.</i>)	379
<i>Sahaktan K. A.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i>)	57
<i>Sahaktan K. A.</i> (see <i>Burenkov A. N.</i>)	433
<i>Salukvadze G. N.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	399
<i>Sedraktan D. M., Shahabassian K. M., Movsisian A. G.</i> Magnetic moments of the neutron stars from real barion gas	547
<i>Seidov Z. F.</i> (see <i>Bisnovatyi-Kogan G. S.</i>)	563
<i>Selyakov K. I.</i> Lagerr polynomial series for Sobolev functions	295
<i>Shabanov M. F.</i> (see <i>Tikhonov N. A.</i>)	387
<i>Shahbazian R. K., Börngen F. A.</i> Supernova in Zw 1 16.7+1 57	393
<i>Shahbazian Yu. L.</i> Review	645
<i>Shahabassian K. M.</i> (see <i>Sedraktan D. M.</i>)	547
<i>Shapovalova A. I.</i> (see <i>Lipovetsky V. A.</i>)	5
<i>Shishov V. I.</i> (see <i>Malov I. F.</i>)	137
<i>Stidorov K. A.</i> On the time of achievement of ionization equilibrium in hot dilute gas	353
<i>Skosgrskaya T. A.</i> (see <i>Bryuknevich G. I.</i>)	379
<i>Sokolov V. V.</i> (see <i>Baryshev Yu. V.</i>)	361
<i>Solov'ev A. A.</i> Ohmic dissipation and relaxation of force-free magnetic fields	627
<i>Soitnikova N. Ya.</i> The interaction of high-energy particles with intergalactic gas	103
<i>Stankevitch K. S.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Stepantian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	35
<i>Stepantian J. A.</i> Emission line galaxies in cluster A 634	245
<i>Stepantian A. A.</i> (see <i>Ziskin Yu. L.</i>)	487
<i>Stepantian J. A.</i> Luminosity function of faint galaxies with UV continuum	445
<i>Stepantian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	419

<i>Stepanov B. M.</i> (see <i>Bryukhnevich G. I.</i>)	379
<i>Stolyarov S. P.</i> (see <i>Agafonov M. I.</i>)	283
<i>Ter-Kazartan G. T.</i> A remark on the consideration of the motions of electrons in their interaction with photons in astrophysical problems	343
<i>Ter-Kazartan G. T.</i> The processes of energy exchange between electrons and photons at ten radiation encountered in some astronomical objects. I.	609
<i>Tikhonov N. A., Shabanov M. F.</i> The possibility of a slitless spectrograph on BTA and one meter Zeiss telescope	387
<i>Titkov E. I.</i> (see <i>Bryukhnevich G. I.</i>)	379
<i>Tovmasian G. H.</i> On the spectral types of cool components of U Gem type stars	289
<i>Treusse D.</i> (see <i>Egikjan A. G.</i>)	21
<i>Tutukov A. V.</i> The magnetic stellar wind in the low mass close binary evolution	573
<i>Vignato A.</i> (see <i>Egikjan A. G.</i>)	21
<i>Vladimirovsky B. M.</i> The pairs of the pulsars possibly jointed in the past in binary systems	535
<i>Voshchinnikov N. V.</i> (see <i>Khersonskij V. K.</i>)	461
<i>Zak E. I.</i> (see <i>Bryukhnevich G. I.</i>)	379
<i>Ziskin Yu. L., Stepanian A. A.</i> Brightness distribution of synchrotron radiation in the dipole magnetic field and the nature of double radio-sources	487

CONTENTS

Number 1

Spectrophotometry of the Seyfert galaxy NGC 4151 <i>V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova</i>	5
Two-colour photometry of clusters of galaxies. II A 1213 <i>A. G. Egikyan, A. T. Kalloghlian, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato</i>	21
The second Byurakan sky survey. Spectra of galaxies. II <i>B. E. Markartian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	35
Investigation of morphological properties of some interacting galaxies. II <i>A. A. Korovyakovskaya</i>	43
Isodensitometry of the selected interacting galaxies <i>Yu. P. Korovyakovsky</i>	49
Superassociations in spiral galaxies with UV excess. III <i>A. R. Petrossian, K. A. Sahaktian, E. Ye. Khachikyan</i>	57
Spectrophotometry of two emission regions in the irregular galaxy NGC 3448 <i>N. K. Andreasian</i>	73
On the frequency of supernovae in Sb galaxies <i>R. G. Mnatsakanian</i>	81
Integral characteristics of the binary galaxies with tidal forces <i>G. S. Btsnovatyt-Kogan</i>	87
On the relative orientations of radio source axes and parent elliptical galaxies <i>R. R. Andreasian</i>	93
The interaction of high-energy particles with the intergalactic gas <i>N. Ya. Sotnikova</i>	103
The MK classification and continuous spectra of early-type stars <i>E. V. Ruban</i>	111
The model of the phenomenon responsible for variations of polarization and 'brightness of μ Cep <i>T. A. Polyakova</i>	125
On a formation of a mass flow from Wolf-Rayet stars <i>I. F. Malov, V. I. Shishov</i>	137
The structure of massive molecular clouds <i>L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik</i>	147
On the determination of the stellar flare frequency distribution function <i>H. A. Haruthyanian</i>	163

- The gravitational field of the concentrated mass in the generalized theory of gravity *G. H. Haratyanian, V. V. Papoyan* 175

NOTES

- GW 3-6: an enigmatic object *T. Yu. Magakyan* 183
- New cometary nebulae and tight Trapezium-like systems
A. L. Gyulbudaghtyan 185
- The important center of educational and scientific work on astrophysics
V. G. Nagnibeda 189

REVIEWS

- The activity of red dwarf stars *L. V. Mirzoyan* 207

Number 2

- Properties of the optical variability of 3C 345
M. K. Babadjanlants, E. T. Belokon' 217
- Investigation of circumnuclear region in Seyfert galaxy NGC 1275
L. P. Metik, I. I. Pronik 233
- Emission line galaxies in cluster A 634 *J. A. Stepanian* 245
- Isodensitometry of the selected interacting galaxies. II
Yu. P. Korovyakovsky 255
- The preferable orientation of Seyfert galaxies as the result of selection effect
V. P. Reshetnikov 263
- Are the cells visible in a deep sample of galaxies? *B. I. Fessenko* 269
- On the formation of superhigh energy spectrum of cosmic rays in the nuclei of active galaxies *F. A. Aharontan, A. S. Ambartsumian* 275
- Results of radioastronomical observations of the lunar occultation of the Crab nebula of January 26.1983
M. I. Agafonov, A. M. Aslanyan, A. P. Barabanov, I. T. Bubukin, A. G. Gultan, V. P. Ivanov, R. M. Martirosian, I. A. Maltshev, K. S. Stankevitch, S. P. Stolyarov 283
- On the spectral types of cool components of U Gem type stars
G. H. Tovmassian 289
- Lagerr polynomial series for the Sobolev functions *K. I. Selyakov* 295
- On the asymptotic light regime in the outer layers of a homogeneous sphere of the large optical radius *A. K. Kolsova* 309
- The statistical description of radiation field on the basis of invariance principle. I. The mean number of scatterings in the medium illuminated from outside *A. G. Nikoghosian* 323

A remark on the consideration of the motions of electrons in their interaction with photons in astrophysical problems *G. T. Ter-Kazarian* 343

On the time of the achievement of ionization equilibrium in hot dilute gas
K. A. Sidorov 353

Some astrophysical consequences of dynamical interpretation of gravitation
Yu. V. Baryshev, V. V. Sokolov 361

Models on configurations from incompressible liquid taking into account the role of gravitational vacuum *L. Sh. Grigorian* 367

Double-camera image converter for 6-meter telescope
G. I. Bryukhnevich, L. V. Gyavgyansn, E. I. Zak, S. V. Lipatov, A. E. Melamid, V. A. Miller, V. S. Rylov, B. M. Stepanov, T. A. Skosyrskaya, E. I. Titkov 379

The possibility of a slitless spectrograph on BTA and one meter Zeiss telescope *N. A. Tikhonov, M. F. Shabanov* 387

NOTES

A Supernova in Zw 1 16.7+1.57 *R. K. Shahbazian, F. Börngen* 393

Cosmological constant and rotation of the Universe . . . *R. M. Muradian* 396

REVIEWS

Trapezium type multiple systems . . . *L. V. Mirzoyan, G. N. Salukvadze* 399

Number 3

Spectra of galaxies with UV continuum. IV
B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian 419

A spectral investigation of galaxy Markarian 111
A. N. Burenkov, A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan 433

Luminosity function of faint galaxies with UV continuum . *J. A. Stepanian* 445

Gas and dust emission in the galaxy clusters in the radiowave region
V. K. Khersonsky, N. V. Voshchinnikov 461

A possible mechanism of the kinetic energy dissipation of plasma streams in radiogalaxies *V. N. Morozov* 475

Brightness distribution of synchrotron radiation in the dipole magnetic field and the nature of double radiosources
Yu. L. Zitskin, A. A. Stepanian 487

Collisionless counterparts of the Rieman ellipsoids: the self-consistent ellipsoidal model with oblique rotation *B. P. Kondrat'ev* 499

On the cometary nebula Parsamian 21 *V. M. Petrossian* 523

The pairs of the pulsars possibly jointed in the past in binary systems
B. M. Vladimirovsky 535

Magnetic moments of the neutron stars from real barion gas <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian, A. G. Movsisian</i>	547
On the oscillations of the star with the phase transition <i>G. S. Binnovatyi-Kogan, Z. F. Seldov</i>	563
The magnetic stellar wind in the low mass close binary evolution <i>A. V. Tutukov</i>	573
The charge, magnetic dipole and the Lense-Thirring effect in generalized theory of gravity <i>G. H. Harutyunyan, V. V. Papoyan</i>	587
The statistical description of a radiation field on the bases of the invariance principle. II. The mean number of scatterings in the medium containing energy sources <i>A. G. Nikoghosian</i>	595
The processes of energy exchange between electrons and photons at intense radiation encountered in some astronomical objects. I. <i>G. T. Ter-Kazartian</i>	609
Ohmic dissipation and relaxation of the force-free magnetic fields <i>A. A. Solov'ev</i>	621
NOTES	
Spectral observations of low surface brightness galaxies in the M 81 group region <i>I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva</i>	641
REVIEWS	45



Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Сдано в набор 5.10.1984. Подписано к печати 9.01.1985. ВФ 00645.

Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 15,75+3 вкладыша.

Усл. печ. лист. 20,41. Учет.-изд. 14,38. Тираж 870. Заказ 882. Издат. 6243.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт., 14 к., т. 52-70-03.
Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

CONTENTS

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. IV <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, G. A. Stepanian</i>	419
A SPECTRAL INVESTIGATION OF GALAXY MARKARIAN 111. <i>A. N. Burenkov, A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	433
LUMINOSITY FUNCTION OF FAINT GALAXIES WITH UV-CONTINUUM <i>G. A. Stepanian</i>	445
GAS AND DUST EMISSION IN THE GALAXY CLUSTERS IN THE RADIO- WAVE REGION. <i>V. K. Khersonskiy, N. V. Voshchinnikov</i>	461
A POSSIBLE MECHANISM OF THE KINETIC ENERGY DISSIPATION OF PLASMA STREAMS IN RADIOGALAXIES <i>V. N. Morozov</i>	475
BRIGHTNESS DISTRIBUTION OF SYNCHROTRON RADIATION IN THE DIPOLE MAGNETIC FIELD AND THE NATURE OF DOUBLE RADIO- SOURCES <i>Yu. L. Zitskin, A. A. Stepanian</i>	487
COLLISIONLESS COUNTERPARTS OF THE RIEMAN ELLIPSOIDS: THE SELFCONSISTENT ELLIPSOIDAL MODEL WITH OBLIQUE ROTATION <i>B. P. Kondrat'ev</i>	499
ON THE COMETARY NEBULA PARSAMIAN 21 <i>V. M. Petrossian</i>	523
THE PAIRS OF THE PULSARS POSSIBLY JOINED IN THE PAST IN BINARY SYSTEMS <i>B. M. Vladimirovsky</i>	535
MAGNETIC MOMENTS OF THE NEUTRON STARS FROM REAL BARION GAS <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian, A. G. Movsisian</i>	547
ON THE OSCILLATIONS OF THE STAR WITH THE PHASE TRANSITION <i>G. S. Bisnovatyi-Kogan, Z. F. Seidov</i>	563
THE MAGNETIC STELLAR WIND IN THE LOW MASS CLOSE BINARY EVO- LUTION <i>A. V. Tutukov</i>	573
THE CHARGE, MAGNETIC DIPOLE AND THE LENSE-THIRING EFFECT IN GENERALIZED THEORY OF GRAVITY <i>G. H. Harutyunyan, V. V. Papoyan</i>	587
THE STATISTICAL DESCRIPTION OF A RADIATION FIELD ON THE BASIS OF THE INVARIANCE PRINCIPLE. II. THE MEAN NUMBER OF SCATTERINGS IN THE MEDIUM CONTAINING ENERGY SOURCES <i>A. G. Nikoghosian</i>	595
THE PROCESSES OF ENERGY EXCHANGE BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTRONOMICAL OBJECTS. I. <i>G. T. Ter-Kazarian</i>	609
OHMIC DISSIPATION AND RELAXATION OF THE FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS <i>A. A. Solov'ev</i>	627
NOTES	
SPECTRAL OBSERVATIONS OF LOW SURFACE BRIGHTNESS GALAXIES IN THE M81 GROUP REGION <i>I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva</i>	641
REVIEWS	645

СО Д Е Р Ж А Н И Е (продолжение)

РОЛЬ МАГНИТНОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В ЭВОЛЮЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС	<i>А. В. Тутуков</i>	573
ЗАРЯД, МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ И ЭФФЕКТ ЛЕНЗЕ-ТИРРИНГА В ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ . . .	<i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Паполян</i>	587
СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ. II. СРЕДНЕЕ ЧИСЛО РАССЕЙНИЙ ФОТОНА В СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ	<i>А. Г. Николюсян</i>	595
ПРОЦЕССЫ ОБМЕНА ЭНЕРГИЯМИ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. I	<i>Г. Т. Тер-Казарян</i>	609
ОМИЧЕСКАЯ ДИССИПАЦИЯ И РЕЛАКСАЦИЯ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ	<i>А. А. Соловьев</i>	627
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК НИЗКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В ОБЛАСТИ ГРУППЫ M 81	<i>И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева</i>	641
РЕЦЕНЗИИ		
Г. С. ХРОМОВ. „ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В НАВЕННОЙ АСТРОНОМИИ“	<i>Ю. Л. Шахбазян</i>	645
С. И. ВАЙНШТЕЙН. „МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В КОСМОСЕ“	<i>А. Долинов</i>	649