UUSQUSPQPYU ACTPODN3NKA

TO.	O 2 4	12
- 1.1	LJIVI	1.2

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН		
И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Прон)
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ	ПОВЕРХНОСТ-	
ной яркости. ш		
М. А. Араксави, Э. А. Дибо	ій. В. Ф. Есипов 195	5
выбросы радионсточников из спиральных гал		
Г. М. Товмасян,		ı
ваняние околозвезиной оболочки на ванзкий		
НЫЙ СПЕКТР 7 ЛЕБЕДЯ		
CHEKTP EW LAC B 1974 FOAY		
		F
ЗАВИСИМОСТЬ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН (ЭНЕРГИЙ)		
ВОЗРАСТА СКОПЛЕНИЯ, В КОТОРОЕ ВХОДЯТ ВС		
ЗВЕЗДЫ		5
частотная релаксация при многократном р.		
НЕЙЧАТОГО ИЗАУЧЕНИЯ В. В. Иванов,		į
ПЕРЕНОС ИЗАУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ	⟨.	
	В. В. Неанов 255	5
ПЕРЕНОС ИЗАУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ С	СИЛЬНЫМ МАГ-	
НИТНЫМ ПОЛЕМ	· · М. М. Баско 273	3
О ЗОНАХ ПОНИЗАЦИИ ВОКРУГ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВ	E3A	
2	В. М. Томовов 289	9
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ОБЛАСТЕЙ НІГВ ГАЛА	KTHKE H OCO-	
БЕННОСТИ ИХ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА		7
О ЧАСТОТЕ КОЛЕБАНИЙ ВЫРОЖДЕННОГО ЯДРА КРАС		
o merote nongenimir him omgenioro again na ne	О. В. Фелопови 305	S
РАБОЧИЕ ГИПОТЕЗЫ К ЕДИНОЙ КАРТИНЕ ВСЕЛЕННО	A B. Gregoposa Soc	1
	екер, Ж. II. Вите 315	5
СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОЛХОЛ К ПРОБЛЕМЕ КРАТНОСТИ	p.,	•
ЗВЕЗЛНЫХ СКОПЛЕНИЙ	1 // CC E/III I I I	
Ф. Г. Рожавский, В. А. Кузьмина, А	. Е. Висилевский 331	
	E. Dacustenchun 331	
магнитосфера барионных звезд	2 14 5 000	
Р. М. Авакян Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян.		9
НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В В		
ТРОННЫХ ЗВЕЗ $A + \cdots + O$, M , B_P		J
ОБЩЕРЕАЯТИВИСТСКИЕ АНАЛОГИ ИЗОТРОПНЫХ МОД		
НИЧЕНИЯ НА НАБАЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В С		
ЗОРНОЙ КОСМОЛОГИН В. А. Рубан, А. М	. Финкельштейн — 371	1
PRATEIR CONFIDENCE		
краткие сообщения		
две новые планетарные туманности	. М. А. Кизиран 385	5

Խմբագռական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմրագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոլև

Редакционная коллегия

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

"АСТРОФИЗИКА" — научный журнал, изданяемый Анадемией наук Армянской ССР. Журнал початает орминивальные статьм по физико звезд, физике тумемностей и межзнездной среды, по звездной и выегалаятической астрономии, а также статьм по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журная предназначается для научных работников, аспирантов и студентов

старших курсов.

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ծանդիս է, որը ճրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը ապագրում է ինքնատիպ ճողվածներ ասագերի ֆիզիկայի, սիզամածությունների ու միջասաղային միջավայրի ֆիզիկայի, ասադաբաջիսության ն առաագալակարկայի ասադագիտության, ինչպես նաև ասաղաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով։

Հանդնոր նախատհոված է դիտական այիստակիցների, ասպիրանաների և բարձր կուր-

uteh mumbanfbeh fimdme:

Հանդիսը լույս է տիսնում տարհկան 4 անգամ, 1 ճամարի արժիքն է 1 ռութլի, թաժանարդագինը 4 ռությի միկ տարվա ճամար։ Բաժանորդագրվիլ կարհլի է «Սոյուզաիչատ»-ի բոլար թաժանմունններում, իսկ արտասանմանում «Միժդունարողնայա կնիգա» գործակալության միլոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II

И. М. КОПЫЛОВ, В. А. ЛИПОВЕЦКІПІ. В П. ПРОНИК, К К ЧУВАЕВ Поступила 26 января 1976

Приводятся результаты спектральных наблюдений 49 галактик Маркарява из V, VI и VII списков. Спектрограммы получены на спектрограф е ЭОП в фокусе Несинта 2.6 м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. У 28 объектов обиаружены выиссионные линии, три объекта — Маркарян 543, 584 и 595 — обладают широжими эмиссионными линиями и могут быть причислены и сейфертовскому типу.

Осенью и зимой 1973 г. в Крымской астрофизической обсерваторни на телескопе 2.6 метра с алектронно-оптическим преобразователем УМ-92 продолжались спектральные наблюдения галактик Мархаряна, начатые ранее [1]. Ниже приводятся результаты наблюдений ряда объектов из VI—VII списков [2]. Все спектры получены в диапазоне $\lambda\lambda$ 4500—7000 A с дисперсией 360 А/мм. Для объектов Мархарян 520 и 534 получены также спектры с дисперсией 106 А/мм.

Применяемая аппаратура и методика обработки остались практически без изменений. Поскольку среди наблюдавшихся галактик было много диффузных объектов типа «d», то для повышения жонтраста большинство спектрограмм снималось без расширения. Спектральное разрешение в этой серии наблюдений было несколько выше, чем ранее [1]. Примерно для половины объектов были получены по две спектрограммы.

Основные наблюдательные данные (исправленные за движение Солица красные смещения, абсолютные величины, глазомерные оценки яркости линий) о 28 галактиках, у которых были найдены эмиссионные линии в спектрах, приведены в сводной таблице. Для трех объектов — Маркарян 534, 557 и 589 имелись независимые определения красного смещения [3—5]. В среднем разность красных смещений равна 0.0006, что примерносоответствует точности наших измерений. У 21 галактики амиссионных линий не обнаружено. Это объекты: Маркарян 495, 501, 505, 508, 510, 511, 514, 517, 519, 525, 539, 547, 559, 561, 570, 574, 578, 593, 594, 596 и 608. В спектре галактики Маркарян 510 видны неотождествлениые нами линии поглощения: спектр требует дополнительного изучения.

Три объекта — Маркарян 543, 584 и 595 имеют широкие амиссионные лишии водорода и могут быть отнесены к классу сейфертовских галактик. Особенио интересна галактика Маркарян 595, которая, обладая весьма умеренным ультрафиолетовым избытком и слабо выраженным звездообразным ядром (объект типа «ds»), имеет сильную эмиссию H, с шириной линии у основания порядка 9000 км/сек. Заслуживает также внимания галактика Маркарян 584, которая по своей светимости $M=-22^{\circ\circ}$ 4 и характеру спектра близка к квазизвездным объектам.

Таким образом, из всех 104 галактик, изученных нами, у 84 присутствуют эмиссионные динии.

К настоящему времени проведены наблюдения практически всех 98 галактик VI и изчала VII списков, находящихся в области южных галактических широт. Ранее [7], при исследовании функции светимости галактик Маркаряна по I—IV спискам был сделан вывод о неравномерности распределения галактик низкой светимости до $M_{\nu\nu} = -18^m$ в северных и южных салактических широтах, а именно, был обнаружен дефицит в три раза карликовых галактик в южных широтах. Использование данных наблюдений объектов V-VII списков позволяет с уверенностью подтвердить этот вывод. 113 523 галактик Маркаряна с известными к настоящему времени лучевыми скоростями доля объектов слабее Мрг = 18 составляет 5.7% в южном полушарин и 18.9% в северном, а доли объектов слабее М 🐷 💎 17 в тех же полушарнях составляют соответственно 2% и 10%. Заметим, что еще более слабые карликовые галактики с Мев > -- 15" в южном галактическом полушарии отсутствуют полностью. Все это свидетельствует о сильной неоднородности в распределении галактик в сфере раднусом 25 Мпс, вызванной, по-видимому, наличием нескольких групп и скоплений в местном сверхскоплении, к которому преимущественно принадлежат объекты низких светимостей.

Авторы выражают благодарность Б. Е. Маркаряну за предоставление списков галактик до их публикации.

Специальная астрофизическая обсерзатория АН СССР Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР

1	Примечания	12		1	2	65		4			9	9				7	
-	[SII]	11	-		0			2		2				1			
Интенсивности линий	Ha+[NII]	10	4	-	5	1	4	4-5	3	3-4	1-2	4	3	4-5	4	-1-	1
енсивно	N.	6	2		4		3	2	-	5		3		4-5		2	2
Инт	N ₂	8			3		63	-				-		3			
	H ₃	7	-		3-4		-	-	-	-	-	8		8	-	-	
Размер	(knc)	9	4.5×3.1	7.5	8.2	6.7	3.5×2.5	8.1	2.8	6.8×4.9	16×14	0.6	8.9×5.6	2.3	7.5	6.7	3.9×2.4
-	**	2	0 0180	0.0300:	0.0280	(0.0900)	0.0900	0.0175	0.0115	0.0195	(0.0715)	0.0260	0.0245	0.0135	0.0395	0.0435	0.0155
M	Mpg	4	(-18"6)	(-19.8)	-20.6	-20.2	-17.6	-21.2	-18.4	-19.4	-22.0	-20.4	-20.3	(-17.3)	(-20.7)	(-19.9)	(-17.7)
	Bdu	3	(16"0)	(16.0)	15.0	15.4	15.4	13.2	15.0	15.3	15.6	14.9	15.0	(16.5)	(15.5)	(16.5)	(16.5)
Спектр.	тип	2	d 3	s 3e:	sd 2e	d 3e	d 3e:	ds 3e	d 30	d 3e:	d 3	ds 2	ds 2e:	d 2e	d 3	ds 2	d 20
06	Оорект	1	513	515	520	521	528	534	536	537	540	543	544	546	549	989	553

Таблица I (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
554	d 3	14.8	-21.6	(0.0425)	12.2	1			1-2	1 1	8
556	ds 2	(16.5)	(-19.9)	0.0420:	8.9×6.4				3		
557	ds 3e	(15.5)	(-18.2)	0.0130	3.7	2		2	5	3	9
568	d 3	15.3	-19.3	0.0185	6.0×3.5		1		2		
580	d 2	(16.5)	(-18.9)	0.0270	4.2				4	1	
581	ds 2	(16.5)	(-19.4)	0.0330	9.5 6.3	2	1	3	2		
583	de 3	(16.0)	(18.8)	0.0205	4.7×2.8				2		
584	d 3	15.3	-22.4	0.0780:	16.5			1	3		10
589	s 2e	14.3	- 19.2	0.0110	2.3			1	5	2	11
595	ds 3e	15.0	-20.4	0.0260	7.5 - 5.5	2		2	5		12
604	d 3	(15.5)	(-17.0)	0.0070	1.06			3	4	1	13
613	d 2	(16.0)	(-19.0)	0.0220	4.6	3	3	5	2		
614	ad 1	(15.0)	(-18.6)	0.0110	2.5				2	1	

Поимечания к таблица

- 515 г определено по очень слабой унипи На. зающей на двух спектрак близине визчения г.
- 520 Значение в определено по линиям Н. и [OIIII да 4959, 5007 в епектре с апсперсией 106 А/мм. Кроме чинин, указанных в таблице, и спектре с дисперсией 160 A/мм отчетанко видны люния [OI] 3, 6300, 6364.
- 521 Значение 2 соминтельно па-за большон неуверенности в отождествлении единственной лиции Н., за которую принята очень слабая деталь в спектре.
- 534 (NGC 7679). В нерасширенных спентрах, полученных для областей Н, и Н, с дисперсией 106 А/мм, видны вржие, ужине, простирающиеся более чем на 5" в обе стороны от ядра, заметно наклоненные линии Ha, H., [OIII] / 4959 и / 5007, [NII] \$ 6548 n # 6584, [S II] # 6717 n # 6731. Глазомерные оценям дают следуюшие отношения интенемвностей линий: Н. [OIII]). 5007 ≈ 0.5 H./[NII] + 6584 ≈ ≈ 2.5: [\$11] № 6731 [\$11] / 6717 ≈ 1.0. Предполагая, что наилон линий обусловаен твердотельным ирищением с осью, перпендинулирной лучу зрения, мисси материи в сфере дивметром 10 4 (3.5 кмс при Н = 75 км сек/Мис) овазывается равной 4-10° М ...
- 540 Приведенное 2 среднее из значений, полученных для трех слабых эмиссионных деталей, отождествленных с Н. . | О1] д 6300 и Н 4. Отождествление не совсем
- 543 Н., и Н., имеют ширину у основания 60—70 А, липии [OIII] узаите. Возможно галактика сенфертовского типа.
- 550 Значение г неуверенцое пр-да неопределенности и отождествлении дияни Н, 💌 Н. Деталь, принимаемая за Н., блендируется атмосферными аниниями ОН.
- 554 Отомдествление линий не совсем уверенное. На блендируется линиями ОН.
- 357-Н, выглядит уширенной из-за блендировании сильными лививыи [NII]. Согласно [4] г=0.0136
- 584 Значение 2 намерено по широкой хинии Н 🚬 и очень слабой ливии N 🖰 В спектре, возможно, присутствует линия He I / 5876. Полная ширина H. + [NII] достигает 80-90 А. Галантика сейфертовского типа.
- 589 (111 Zw. 43). В пределах ошибок наше вначение в 0.0110 совпадает со значением, полученным Барбоном [5]. Значение г = 0.0146, полученное Саржевтом [6], снаьно отанчается от приведенных выше диачений.
- 595 Наблюдаются очень широкие линии, полная ширина Н, 🗻 180 А, ширина линии № близка и ширпие инструментального контура. Галактика сейфертовского
- 004 У северного компаньона линии в спектое отсутствуют.

Примечание при корректуре В нашей работе [1] спектральные карактеристики и описания спектов объектов Маркарии 600 и 610 необходимо пименять местами.

SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES. II

M. KOPILOV, V. A. LIPOVETSKY, V. I. PRONIK, K. K. CHUVAEV

Spectroscopic observations of 49 Markarian galaxies of the lists V, VI and VII are presented. All spectra have been obtained with an image-tube spectrograph attached to the Nathmith focus of the 2.6 meter telescope of the Crimean observatory. The spectra show 28 objects having emission lines, three of them—Markarian 543, 584 and 595 have Seyfert-like emission lines.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. И. М. Копылов. В. А. Липовсукий. В. И. Проник. К. К. Чуваев, Астрофизика, 10, 483, 1974.
- 2. Б. Е. Маркарян. В. А. Липовецкий, Астрофизика, 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974.
- 3. M. Humason, N. Mayall, A. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
- 4. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 10, 315, 1974.
- 5. R. Barbon, Mem. Soc. Astr. Ital., 43, 313, 1974.
- 6. W. L. W. Sargent. Ap. J., 160, 405, 1970.
- 7. J. Huchra, W. L. W. Sargent, Ap. J., 186, 433, 1973.

АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. III

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ Поступила 24 января 1976

Приведены результаты спектральных наблюдений 107 объектов из списка [3] галактик високой поперхностной яркости. В спектрах 42 галактик обнаружены эмиссионные линии и измерены ярасиме смещения. Объект № 374 обладает ярко выраженными спектральными особенностами ядер сейфертовских галактик. Хотя и в меньшей степени, ати особенности присутствуют и в спектре салактики № 347.

В статьях [1, 2] были приведены результаты произведенных в 1974 году спектральных наблюдений галактик высокой поверхностной яркости из списка [3]. В 1975 году на Южной станции ГАИШ продолжались наблюдения галактик втого списка, и в настоящем сообщении приводятся результаты наблюдений, произведенных со 125-см рефлектором в мае и июне. В указанный период с аппаратурой, описанной в [1], были получены спектры 107 галактик. В 42 из них наблюдались вмисснонные линии и были измерены красные смещения. Полученые значения красных смещении и глазомерные оценки интенсивности эмисснонных линий приведены в табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яртерыем — красные поверхностные поверхностные поверхностные поверхностные поверхностные поверхностные яртерыем — красные поверхностные поверхностны

кости B согласно [3]. В пятом—седьмом столбцах — интенсивности эмиссионных линий [NII] $\lambda\lambda$ 6717/31, [SII] $\lambda\lambda$ 6548 83 и H . При этом $\delta\delta$, $\epsilon m\epsilon$ и $\epsilon \omega$ обозначают соответственно дильную, умеренную и слабую эмиссии. Наконец, а восьмом столбце таблицы приведены абсолютные величины M_p , вычисленные при постоянной Хаббла 75 км/сек $^{-1}$ Mnc^{-1} и с поправкой за поглощение в Галактике, равной 0.25 соsec [b]. Некоторые сведения о галактиках с эмиссионными линиями и их спектрах даны в прумечаннях к таблице.

N	m,	*	B	Интенсивность	Винссконных аник		1 4
	- P			[N II] 6717 31	[S II] AA 6548 83	H _o	Mp
345	14.0	0.014	21.3		w w	/11	-20.0
347	15.4	0,022	22.0	_		m	-19.6
350	14.8	0.008	21.9	_	_	m	-18.0
358	13.4	0.008	22.0	-	m	771	-19.4
364	15.1	0.019	20.9	Bri	en en	1	-19,6
371	15.2	0.018	21.5	_	Car .	111	-19.4
373	14 9	0.007	21.0	_	w		-17.6
374	15.1	0.064	20.8	_			-22.2
375	15.4	0.004	21.7	201	ev	651	-15.9
378	14.8	0.017	21.9	_	80	m	-19.6
381	14.9	0.023	22.0	_	Ep.	270	-20.2
385	14.3	0.031	21.4	_	_	B21	-21.4
386	15.3	0.023	22.0	_	m	a a	-19.8
387	15.0	0.017	21.7	_	ED	nı.	-19.4
388	15.5	0.034	21.3	_	a.	8	-20.4
39 0	15.3	0.022	22.0	note:	æ	m	-19.7
391	13.0	0.0025	21.6	211	Q!	8	-17.3
401	14.9	0.024	22.0	_	w	m	-20.3
402	14.6	0.015	20.6	_		EEI	-19.6
403	15.1	0,013	21.8	81	_	m	-18.7
414	14.9	0.020	21.8	_	ai	ED)	-19.9
431	14.8	0.025	21,3	_	G/	m	20.5
432	14.1	0.019	21.4	_	m	1	-20.6
433	15.3	0.022	22.0	_		,nı	-19.7
436	14_7	0.025	22.0		a.	A.	-20.7
439	15.3	0.014	21.7	_	eu .		-18.7
443	14.3	0 041	21.9			221	-22.1
445	15.0	0.000	21.9	_		627	(-14.7)
449	11.9	0.009	21.4	_	, a,	m	-21.2
451	14.7	0.025	21.6	_	-	m	-20.6
453	14 9	0.034	21.2	-		m	-21.1
454	13.3	0.006	21.7	Ež1		w	-18.9
460	15.1	0.028	21.2	_		EU	-20.6
167	15.1	0.016	21.6	and a	EN .	m	-19.2
482	14.3	0.006	22.0	Ba i	ш		-17.9
489	14.5	0.008	21.7	to to		m	-18.4
490	14.3	0.034	21.9		72	m	-21.7
494	15.3	0.020	22.0		/=	4	-19.6
500	14.3	0 017	22.0		811	90	-20.3
520	15.1	0.029	21.6	_		- ÷	-20.3
525	15.0	0.041	21.7	_	201	RE1	-20.7
531	14.9	0.011	21.4	EI:	41	m	-19.0

345. Компактиный симметричный красный объект со слабым спутником, являющийся компонентом двойной. В спектре наблюдаются умеренной питенсивности 14, и слабый дублет [NII] ДД 6548/83.

347. Компактивый очень красный объект со слабой эдинитичной обслочкой. В спектре имеется умеренной интенсивности очень диффузиая Н., Галактика, по-видимому, отно-

сится к объектам со спектральными особенностами ядер галактия Сенферта.

 Нейтрального цвета компактный объект с асимметричной оболочной. В снектре содержится умеренной интенсивности На.

358. Нейтрального цвета спиральная галактика [8] с умеренной интенсивности Н, н [N11] дд 6548/83. Ранее спектр наблюдался В. Т. Дорошенко и В. Ю. Теребижем [9]. Полученное нами значение красного смещения близко к приведенному в [9].

364. Почти звездообразный голубон объект с очень слабой оболочкой. В спектре со-

держатся сильная Н₄ и слабые [NII] ДД 6548/83 и [SII] ДД 6717/31.

Почти звездообразный голубой объект со слабой оболочкой. В спектре содержатся умеренной интенсивности Н, и слабый дублет [NH] ДД 6548/83.

373. Чрезнычайно компактный эллиптичный голубой объект с сильной H_{\bullet} и слабым

лублетом [NIII] др. 6548/83,

174. Очень компактный голубой объект, отличающийся от звезд лишь благодаря слабой оболочке. Обладает ярко выраженными спектральными особенностями ядер сейфертовских галактив — в спектре имеется яркая H, ширимой более 100 А.

375. Галактикі типа ЕО [10]: цвет красный Лучевая скорость была определена ранее М. Л. Хьюмасоном, Н. У. Майоллом и А. Р. Самдейджем [10] Мы наблюдахи очень слабые Н., [NII] д.), 6548/83 и [SII] д.), 6717/31 с красным смещением, совпа-

лающим со значением, приведенным в [10]

378. Компактный элдиптичный годубой объект с умеренной питенсивности 11, и дабым дублетом [NII] дд 6548/83.

 Залиптичный голубой объект с оболочкой. В спектре наблюдались умеренной питенсивности диффузика Н, и слабый дублет [NII] дд 6548/83.

385. Компактиый валиптичный голубой объект со слабой Н.

386. (Наго 34). Эллиптичный голубой объект со слабой оболочкой. Спектр наблюдался ранее A. А. АюПун [11]. Мы наблюдали сильную H_{τ} и умеренной интенсивности [NII] $\lambda \lambda$. 6548/83 с красным смещением, дорошо согласующимся со значением, приведениям в [11].

387. Компактими эллиптичный красный объект с умеренной интенсивности Н.

и слабым дублетом [NII] да 6548/83.

388. Нейтрального цвета эвездообразный объект с примыкающим спутинком или проектирующейся эвездой. В спектре имеются сильная H_a и слабый дублет [NII] $\chi \chi$ 6548/83.

390. Компантный валиптичный голубой объект с оболочной. В спектре содержатся

умеренной интенсивности H, и слабый дублет [NII] дл 6548/83.

391. Компактный влаиптичный голубой объект с очень сильной II, и слабыми [NII] дд 6548/83 и [SII] дд 6717/31

401. Нейтрального цвета пекулярный объект с умеренной интенсивности H_a и слабым дублетом [NII] λ), 6548/83.

402. Нейтрального цвета некулярный объект со слабой Н.

403. Звездообразный голубой объект с умеренной интенсивности Н, и слабым дублегом [SII] 3,2, 6717/31.

414. Нейтрального цвета эллиптичный объект с выбросами или слабыми спираль-

ными рукавами. В спектре имеются слабые Н " и [NII] да 6548/83.

431. Очень компактими почти симметричный голубой объект с учеренной интенсивности диффузиой Н_{в. и} слабым дублетом [NII] д.), 6548/83. Линии наклоним. 432. Галантика типа SBO [8] со слабой кольцевой оболочкой: цвет голубой. В спектре содержатся сильная H₀ и умеренной интенсивности [NII] дд 6548/83.

433. Нейтрального цвета очень компактный симметричный объект, являющинся компонентом явойной. В спектре имеется умеренной интенсинности диффузика На.

436. Компактный симметричный голубой объект с сильной Н_в и слабым дублетом [NII] дд 6548/83

439. Компантный эланптичный голубой объект, являющийся компонентом двойной. В спентре имеются сильная Н₂ и слабый дублет [NII] ДД 6548/83.

443. Симметричный годубой объект со слабой Н.

445. Эллиптичный красным объект со слабой H₁. Красное смещение при нашем разрешении неотличимо от муля. Абсолютная величина вычислена в предполежении, что расстояние галантини равно 7.5 Mnc.

449. Пенулярная поэдняя спираль [8] с ярким, по-видимому, голубым ядром. В спентре наблюдались умерсиной интенсивности Н, и слабый дублет [NII] \(\lambda\right) 6548/83.

451. Нейтрального цвета очень компактный аллиптичный объект с умеренной интексняности наклонной H

453. Почти звездообразный голубой объект с умеренной интенсивности диффузиой Н.,

454. Крайне компактивій очень голубой элліптичный объект со слабыми Н, и [SII] 2.3 6717/31

| 360, Согласко | 8| — пара галактик. Объект наблюдался в 1974 году ії в [1] был отнесен в галактикам без вынесновных линій. Наблюдения 1975 года выявили слабую

467. (1 Zw. 101). Компактний вланитичный голубой объект в слабом тумане. Спектр наблюдался ранее У. А. У. Сарджентом [12], обнаружившим эмиссионные лими водорода и [ОП] д. 3727. Полученное нами красное смещение по умеренной интенсивности диффузиой Н_Ш и слабому дублету [NП] д. 6548/83 совпадает со значением, приведенным в [12]. Димин намлоним.

482. Эдлиптичный годубой объект. Спектр ранее наблюдался В. Т. Дорошенко и В. Ю. Теребижем [9]. На нашей спектрограмме присутствуют умеренной интенсивности Н. и слабые [811] 3.2, 6548/83 и [811] 3.2, 6717/31 с красным смещением, близким

к значению, приведенному в [9].

489. Очень помпактный валиптичный голубой объект с умеренной интенспиности

Н. и слабыми [NII] 22 6548/83 и [SII] 22 6717/31.

490. (1 Zw. 129). Почти симметричный голубой объект. Спектр наблюдался ранке У. А. У. Сардичитон [12], обнаружившим эмиссионные линии. Наше определение върасного смещения по сильной H_v и учеренной питенсивности [NII] $\chi\lambda$ 6548/8.3 совпавает со значением, приведенным в [12].

494. Компактный красный объект со слабой оболочкой. Входит в сосанизиную светящейся полосой цепочку, членом которой является также 111 Zw 75. Спектр содержит

слабую Н"-

500. Эллиптичный голубой объект с иссимметричной оболочкой. Спектр солержит сильную H_n и слабый дублет [NII] 22 6548/83. В статье [1] вта галактика вместо Ле 499 была ошибочно отмечена нами в числе сбъектов бел эмиссионных линий.

520. Нейтрального цвета очень компантный аланптичный объект со слабой Н.,.

525. (Ярчайшан из четырех галактик в группе I Zw. 192). Компактиый вланптичный солубой объект с умеренной интенсивности H₁ и слабым дублетом [NII] 2.2, 6548/83.

531. Компактный почти симметричный голубой объект с умеренной интенсивности
Н_е и слабым дублетом [SII] 2,2 6717/31

Кроме объектов, перечисленных в табл. 1, наблюдались также галактики № 343, 344, 346, 349, 352, 354, 355, 356, 357, 361, 362, 365, 367, 369, 372, 380, 383, 384, 389, 393, 395, 396, 397, 400, 404, 405, 406, 410, 413, 418, 419, 420, 422, 423, 424, 426, 427, 429, 430, 434, 437, 441, 442, 456, 458, 459, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 468, 473, 480, 483, 487, 495, 501, 502, 508, 510, 511, 512, 530, в спектрах которых эмиссионные линии обнаружены ие были. Как видим, относительное количество галактик с эмиссионными линиями в этой серии наблюдений несколько меньше, чем в $\begin{bmatrix} 1 & 2 \end{bmatrix}$ и $\begin{bmatrix} 9 \end{bmatrix}$. (Отчасти это может быть обусловлено тем, что использованная при наблюдениях фотоэмульсия была невысокого качества. На пленке часто встречались дефекты, и в ряде случаев ислыя было быть уверенным в отождествлении слабых линий). Тем не менее объекты с эмиссионными линиями составляют половину галактик, о наблюдениях которых сообщалось в $\begin{bmatrix} 1 & 2 & 9 \end{bmatrix}$ и настоящей статье.

Бюрананская астрофизическая обсерватория Государственный астрономический институт им. П. К. Штериберга

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. III

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV

The results of spectral observations of 107 objects from list [3] of galaxies of high surface brightness are presented. The emission lines are detected and redshifts are measured in the spectra of 42 galaxies. The object No. 374 reveals the prominent spectral property of nuclei of Seyfert galaxies. The same feature in less degree is present in the spectrum of galaxy No. 347 ns well.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 М. А. Аракслян. Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 15, 1975.
- 2. М. А. Аракслан. Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 377, 1975
- 3. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюрананской обс., 47, 3, 1975.
- F. Zuicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 1, 1961.
- F. Zwicky. E. Herzog. Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 11, 1963.
- F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Calaxies, vol. III, 1966.

- 7. F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies. vol. IV, 1968.
- 8. P. Nilson. Uppsala General Catalogue of Galaxies, 1973.
- 9. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 11, 631, 1975.
- 10. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
- 11. D. L. DuPuy, A. J., 75, 1143, 1970.
- 12. W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

ВЫБРОСЫ РАДИОИСТОЧНИКОВ ИЗ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН, Э. Ц. ШАХБАЗЯН Поступила 12 марта 1976

Исследование распределения радиоисточников молонгловских и парксовских каталогов [9—11] показало, что в окрестностях нормальных спиральных галактик, расположенных в области обзоров каталогов, наблюдается более высокая плотность радионсточников по сравнению со средней плотностью фона. Наблюдаемое число радиоисточников на площадках с радиусом в 20' вокруг спиральных галактик видимых величин в пределах $11^{\rm m}-13^{\rm m}$ от 2τ до 4τ превышает ожидаемое число, рассчитанное, исходя из средней плотности радиоисточников рассмотренных каталогов. В 14 других контрольных тестах отличие наблюдаемого количества радиоисточников от ожидаемого оказалось в пределах одного τ .

Таким образом, результаты данного исследования подтверждают сделанный ранее в работе [8] вывод о существовании в окрестностях 7—8% спиральных галактик физически связанных с ними радиоисточников.

Решение проблемы существования в окрестностях нормальных галактик радиоисточников, физически связанных с ними, имеет весьма важное значение, поскольку из доказательства наличия таких радиоисточников следовало бы, что и из обычных, нормальных галактик, так же как и из радиогалактик, происходит выброс радиоизлучающих облаков.

В работах [1-7], основанных на исследовании окрестностей очень небольшого числа галактик, были получены противоречивые результаты и они не привели к выяснению рассматриваемого вопроса. Между тем. в работе одного из авторов настоящей статьи [8] на основе исследования окрестностей около трехсот нормальных галактик довольно убедительно было показано, что в окрестностях около 7-8% из исследованных спиральных галактик имеются ассоциированные с ними одиночные радиоисточники, находящиеся на расстояниях до примерно 20' от них. Отсюда следует, как на это указывают и Арп и др. [6], что при исследовании окрестностей небольшого числа галактик, как это было сделано в [1-7], невозможно об-

наружить наличие физически связанных с ними радноисточников. Кроме того, необходимо, чтобы рассматриваемые галактики находились на приблизительно одинаковых расстояниях от нас. В работе [8], в которой были рассмотрены галактики, видимые фотографические звездные величины которых находятся, в основном, в пределах 11^n-13^m было показано, что обнаруженные близ галактик радиоисточники находятся от них на расстояниях от 10 до 100^a кис. При рассмотрении более ярких, и, потому, в среднем, более близких к нам галактик небольшой вффект повышения плотности радиоисточников в их окрестностях будет очень трудно заметить, поскольку физически связанные с ними радионсточники будут находиться от них на больших угловых расстояниях.

Для проверки реальности существования радиоисточников, выброшенных из ядер спиральных галактик, мы воспользовались опубликованными за последнее время каталогами радиоисточников [9—10] на частоте 408 M_{1B} , а также [11—12] на частоте 2700 M_{1B} . Из парксовских каталогоя мы выбрали указанные два из-за большей площади неба, охваченных наблюдениями при их составлении.

В молонгловском каталоге [10] включены радиоисточники, плотность потока которых превышает 0.25 янский. Однако выборка радиоисточников, включенных в каталог, полна для несколько более мощных радиоисточников и потому мы исключили при нашем рассмотрении радиоисточники с потоками меньше 0.3 янский. И хотя выборка радиоисточников в каталоге [9] полна для более слабых радиоисточников, мы и здесь, в целях соблюдения однородности материала, отбросили радиоисточники слабее 0.3 янский. Если принять, что средний спектральный индекс ф радиоисточников равен 0.7, то минимальная плотность потока включенных в рассмотрение радиоисточников будет раявна около 0.12 янский на частоте 1410 Mig, что почти в 2.5 раза меньше минимальной плотности потока радиоисточников, обнаруженных в [8]. Средняя плотность рассмотренных в данной работе радиоисточников каталогов [9, 10] равна 1.48 радиоисточника на квадратный градус.

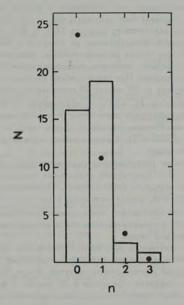
На площали неба в 0.464 стерадиана, охваченных наблюдениями в Молонгло, оказалось 38 спиральных галактик с видимыми фотографическими величинами в пределах 11^m—13^m. На площадках с радиусом в 20' вокруг атих галактик оказалось 26 радиоисточников^{**}. При этом не учтены 4 радиоисточника, расположенных на расстояниях до 2' от центров галактик и непосредственно отождествояемых с ними. Расстояния этих 26 радиоисточников от соответствующих галактик превышают 6' и они никак не могут быть отождествлены с ними. Исходя из средней плотности радиоисточни-

^{*} В [8] в результате опечатин указано расстояние в 1000 илс.

^{**} Здесь и делее, где поэможно, принимались по внимание координаты галактик, определенные п [13—14]. В противном случае использовались координаты из [15].

ков следовало ожидать, что на рассмотренной площади будет находиться 18+4.3 радионсточника. Следовательно, в окрестностях рассмотренных галактик оказалось 7-8 лишиих радиоисточников по сравнению с ожидаемым пон их случайном распределении.

К тому же выводу приводит и следующее рассмотрение. При случайном распределении радиоисточников следовало ожидать, что в среднем на каждой плошадке с радиусом в 20' должно находиться 0.5 радиоисточников. Тогда, по закону Пуассона можно подсчитать количество площадок, в которых не должно быть ни одного радионсточника, должен быть один радиоисточник, два радноисточника и т. д. и сопоставить полученные значения с осальными значениями, полученными из наблюдений. Результаты этих подсчетов приведены на рис. 1, на котором точками указаны ожидаемые коли-



чества площадок, а в виде гистограммы обнаруженные количества. Рассмотрение рисунка показывает, что количество площадок без радиоисточников явно меньше, а количество площадок с одним радиоисточником — больше ожидаемого. Вероятность того, что отклонение наблюдаемых величин от ожидаемых является случайным, меньше 0.01.

Следует заметить, что полученный избыток в 7—8 радиоисточникоя достаточно хорошо совпадает с тем, который следовало ожидать согласно [8]. Поскольку только около 7—8% спиральных галактик с видимыми величинами в пределах 11—13 могут иметь находящиеся на некотором расстоянии от них и физически связанные с ними одиночные радиоисточники, то следовало ожидать, что в окрестностях рассмотренных галактик по сравнению с фоном мы должны обнаружить избыток всего в три радиоисточника с плотностями потома, превышающими 0.3 якский на частоте 1410 Мтм. А так как минимальная плотность потока рассмотренных нами радиоисточников меньше около 2.5 раза, то количество ожидаемых избыточных радиоисточников меньше около 2.5 раза, то количество ожидаемых избыточных радиоисточников должно быть, возможно, в два-три раза больше.

Аналогичный результат был получен и при исследовании распределения радиоисточников парксовского каталога [11]. В втот каталог включено 613 радиоисточников, обнаруженных на площади в 0.394 стерадиана. Минимальная плотность потока радиоисточников, включенных в каталог, равна 0.08 янский. Средняя плотность радиоисточников составляет 0.474 радионсточника на стерадиан. При такой средней плотности следовало ожидать, что на расстояниях до 20′ вокруг 29 спиральных галактик с видимыми величинами в пределах 11^т—13^т, оказавшихся в области парксовского обзора, может находиться всего около 5 радиоисточников. А оказалось, что там имеется 15 радионсточников. Здесь также не учтены радионсточники (таких оказалось 2), непосредственно отождествленные с соответствующими галактиками.

Итак, рассмотрение распределения радионсточников различных каталогов показывает, что в окрестностях спиральных галактик плотность радиоисточников фона несколько выше среднего. Однако это отклонение количества радионсточников, хотя и находится в согласии с предсказанным в [8], не столь велико, составляет всего около $2\sigma - 4\sigma$ ($\sigma = 1 N$), чтобы можно было только на основании наличия такого отклонения придавать ему определенный физический смысл.

Для проверки значимости полученного результата мы подсчиталч число радионсточников, расположенных на расстояниях от 20′ до 30′ и от 30′ до 40′ от положений рассмотренных галактик. Затем были подсчитаны радионсточники на площадках с радиусом в 20′ вокруг 16 и 25 аллиптических галактик, тех же видимых величин, расположенных соответственно в областях молонгловского и парксовского обзоров. Кроме того, подсчеты радионсточников были проведены на площадках, расположенных на 8° к востоку и на 10° к западу от галактик, расположенных в области марксовского каталога, и на 2° к северу и к югу от галактик, расположенных в области парксовского каталога. Результаты всех подсчетов сведены в таба. 1 и 2.

Tab.suga 1 РЕЗУЛЬТАТЫ ПОДСЧЕТА РАДИОИСТОЧНИКОВ МОЛОНГЛОВСКИХ КАТАЛОГОВ

	Омидленое ко- личество радио- источнивов	Наблюдаемое ко- личество радмо- источников
Площадки с раднусом в 20' вокруг 38 S-галактик	18±4.3	26
Те же площалки, смещениме на 8 к постоку от положений галантик	18±4.3	18
Te же площадии, смещенные на 10 и западу от положений галангии	18±4.3	15
Кольца с внутрениим радмусом в 20' и внешним радмусом в 30' вокруг тех же галактик	21+4.6	17
Кольца с внутренним разнусом в 30' и внешним раднусом в 40' вокруг тех же галактик	28+5.3	31
Площадки с радпусом в 20' вокруг 16 Е-галактик	8+2.8	8
Te же площадии, смещенные на 8 и постому от положений галактик	8+2.8	9
Те же площадки, смещенные на 10 — к западу от положений галактик	8+2.8	10

Tabinya 2 РЕЗУЛЬТАТЫ ПОДСЧЕТА РАДИОИСТОЧНИКОВ ΠΑΡΚΟΟΒΟΚΟΓΟ ΚΑΤΑΛΟΓΑ

	Ошидаемое ко- личество радио- источников	Наблюдаемое ко- личество радио- источников
Площадки е разпусом в 20' вокруг 29 5-галактик	5+2.2	15
Te же площадки, смещениме на 2° к югу от поло- мений галактик	5±2.2	4
Te же площадии, смещенные на 2° к северу от по- ложений галактик	5+2.2	8
Кольца с внутренним раднусом в 20' и внешним раднусом в 30' вокруг тех же галактик	6+2.5	9
Кольца с внутренины раднусом в 30' и внешним раднусом в 40' вокруг тех же галантик	8+2.8	10
Площадки с разпусом в 20' вокруг 25 Е-галантик	4+2	5
Te же площадки, смещениме на 2° к югу от по- ложений газантик		5
Те же площадки, смещенные на 2° к северу от по- ложений галантия	4+2	4

Рассмотрение таблиц показывает, что только в двух из 16 произведенных тестов наблюдается заметное, около 20 и 40 отклонение имеющегося количества радиоисточников от ожидаемого. Во всех остальных случаях отклонение в пределах о. Это значительно повышает вес первых двух тестов и убеждает в правильности вывода, сделанного в [8] о том, что в окрестно-316 - 2

стях некоторых спиральных галактик имеются физически связанные с ними радиоисточники.

В случае рассмотренного нами второго парксовского каталога [12] был получен отрицательный результат — количество радиоисточников на расстояниях до 20' от 58 спиральных галактик с теми же видимыми величинами оказалось в пределах ожидаемого. Это, по всей вероятности, объясияется небольшим количеством слабых радиоисточников, зарегистрированных в этом каталоге. Действительно, плотность радиоисточников каталога [12], равная 0.315, в полтора раза уступает плотности радиоисточников каталога [11].

Таким образом, получениые результаты достаточно убедительно показывают, что из обычных спиральных галактик возможны выбросы радиоизлучающих облаков и что, тем самым, спиральные галактики, по этому
своему качеству, принципиально не отличаются от радиогалактик. Ядрам
обоих типов галактик присуща одинаковая форма активности. Конечно,
мощность излучения выброшенных из спиральных галактик радиоисточников значительно слабее.

Авторы выражают признательность М. А. Мнацаканяну за полезное обсуждение, С. Е. Нерсесяну и С. С. Мкртчяну за помощь при выполнении данной работы, а также Х. Арпу и А. Виллису за предоставление результатов их исследований до опубликования.

Бюраканская астрофизическая обсерваторыя

THE EJECTIONS OF RADIO SOURCES FROM SPIRAL GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN, E. Ts. SHAHBAZIAN

It is shown that the density of radio sources of the Molonglo [9, 10] and Parks [11] lists in the areas with radius of 20' around spiral galaxies of visual photographic magnitudes in the limits of 11^m-13^m is somewhat more than the mean values of densities of radio sources in the considered lists. The observed number of radio sources in the immediate vicinities of galaxies exceeds by about 2τ and 4τ ($\tau=1/N$) the expected number of sources in the case of their random distribution. In 14 control tests (see Tables 1 and 2) the deflections of the real numbers of radio sources from the expected ones are within one τ . The obtained results support the conclusion made earlier [8] on the existance of radio sources in the vicinities of $\tau=1/N$ of spiral galaxies, physically associated with the latters.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M. L de Jong. Ap. J., 142, 1336, 1965.
- 2. M. L. de Jong, Ap J., 144, 555, 1966.
- 3. O. de La Beaujurdiere, J. Kuzes. A. M. Le Squeren, Nguyen-Quang-Rien, Ann. d'Ap., 31, 389, 1968.
- J. H. Arp. Ap. L. 183, 791, 1973
- 5. M. L. de long, P.A.S.P., 86, 99, 1974.
- 6. H. Arp. R. Carponter, S. Gulkles, M. Klein, Ap. J. (in pross), 1975.
- 7. A. G. Willia, Astron. Astrophys (in press), 1476.
- 8. Г. М. Товмасян, Астрофизика, 4, 117, 1968.
- J. M. Davies, A. G. Little, B. Y. Mills, Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl. ser., No. 28, 1973.
- 10 J. M. Sutton, J. M. Davies, A. G. Little, H. S. Murdock, Austr. J. Phys., Astrophys., Suppl. ser., No. 33, 1974.
- 11. A. J. Shimmins, Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl. ser., No. 21, 1971.
- 12. J. V. Wall, J. G. Bolton, A. E. Wright, A. Savage, J. Van der Hagen, Austr.
 | Phys. Astrophys. Suppl. ser., No. 39, 1976.
- 13 L. Gallouet, N. Heldmann, Astron. Astrophys. Suppl. sor., 3, 327, 1972.
- 14 L. Gallouet, N. Heldmann, F. Dampterre, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 19, 1, 1975.
- G. de. Vaucouleurs and A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Gelaxies, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

ВАНЯНИЕ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКИ НА БЛИЗКИЙ ИНФРАКРАСНЫЙ СПЕКТР χ ЛЕБЕДЯ

Т Е ДЕРВИЗ

Поступила 10 июля 1975 Пересмотрена 10 сентября 1975

Спектральные наблюдения в области 6500—8300 А долгопериодической переменот у Лебедя были проведены в минимуме блеска 1973 г. Получено отпосительное раризеление энергии в спектре звезды в указаниюй области. По интенсивности полос
мощения VO проведена спектральная влассификация в получена средияя вависив между показателями цвета V—R и R—I и спектральным типом в течение цикаа.
На посходящей ветян кривой блеска двезда испытывает значительное покрасшение по
нависино оболочки в минимуме блеска. Полное визуальное поглощение в оболочке составляет Z^m.

Особенности спектров долгопериодических переменных в эпоху мининума все еще плохо изучены. Между тем, сейчас сложилось представление, это именно в момент визуального минимума в звезде происходит какое-то событие, которое и вызывает всю дальнейшую последовательность спекгральных и фотометрических изменений, наблюдаемых в ее излучении.

С сентября по декабрь 1973 г. на Бюраканской станции АО ЛГУ в поху минимума блеска наблюдалась долгопериодическая переменная χ Лендя (MSe, P=406.8). Использовался дифракционный спектрограф с превразователем ФКТ-1 с обратной дисперсией 380 А/мм. Спектральная область охватывала интервал от 6500 до 8300 А. Спектры расширялись до $3-0.5\,$ мм. Время экспозиции составляло от 3 до 10 мин. Последующая бработка спектрограмм проводилась на микрофотометре интенсивностей ГАО АН УССР. В табл. 1 приводятся необходимые данные о наблюдениях.

С помощью стачдартной звезды были получены исправленные за инструментальную систему кривые распределения внергии у Лебедя в указан-

		11 / 1	Таблица /
J. D.	Фаза	my	Число спентрограмм
2441930	0.52	13 ^m 1	5
937	0.54	13.1	4
966	0.61	13.8	3
2442002	0.70	12.6	3
038	0,78	10.2	2

Величины въс влиты из [1].

ные моменты временн (рис. 1). В качестве стандарта использовалась звезда ц Лебедя (КО III), распределение энергии которой известно [2], а разность зенитных расстояний ее и х Лебедя составляет ≈ 2.°5. Спектро-

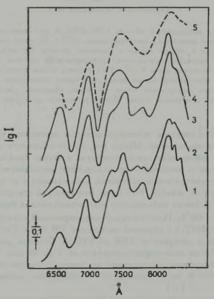


Рис. 1. Распределение энергии в спектре χ Лебедя. 1—1X.73 г., 2—X.73, 3—XI.73, 4—XII.73, 5—M6III.

граммы стандартной звезды получались каждую ночь до или после спектрограмм д Лебедя. На рис. 1 кривые сдвинуты по оси ординат и расположены в порядке увеличения фазы. Кривая 1 представляет собой среднее значение для фаз 0.52 и 0.54. Пунктиром показано распределение знергии и звезде типа МбПП (самый поздний из известных непеременных гигантов), взятое из [2].

В этой спектральной области у х Лебедя нет участков, свободных от молекулярного поглощения, за исключением «эмиссионноподобного» пика у 7. 8150 A. который используется для некоторых типов холодчых звезд как истиный непрерывный спектр. Однако, у у Лебедя и его положение и интенсипность меняются с фазой из-за наложения более слабых полос. Кривая, относящаяся к фазе 0.61, соответствует моменту визуального минимума блеска звезды. На рис. 1, (кривая 2), видно значительное уменьшение глубины полос и, вследствие втого, кажущееся увеличение температуры по сравнению с соседними фазами. Такое ослабление полос поглощения в спектрах долгопериодических переменных вблизи минимума блеска было обнаружено еще Мерриллом [3]. Наши наблюдения показывают, что ослабление спектра происходит довольно быстро: кривые 1 и 2 получены є интервалом в 30 дней. Через такой же промежуток времени после минимума (кривая 3) ослабления уже не заметно. Отсутствие наблюдений с блаьшим временным разрешением не позволяет пока сказать точнее, достигает ли втот эффект наибольшей величины в момент минимума блеска или несколько сдвинут по фазе.

Спектральный тип. Наблюдаемые в спектре у Лебедя молекулярные полосы представлены в табл. 2. Отождествление проводилось с помощью [4, 5]. В атой области спектра наиболее сильные полосы принадлежат

	Ta	блица 2
/ (A)	Переход	0,00
6174 ZrO		0-0
6481 ZrO	Q1	0-0
6499 ZrO	?−e 15	0-0
6651 TiO	No His Ra	1 0
6681 TiO	33,-311, R,	1-0
7054 TiC	-1 -111 R2	0-0
7059 TiO	Q2	0-0
7345 VO	С-система	1 - 0
7589 TiO	44,-411, R,	0-1
7851-7967 VO	С-системи	0-0
8205 TiO	14,-18, R1	0-2

у-системе TiO. Резкий обрыв длинноволнового конца спектра (см. рис. 1) обусловлен началом полосы б-системы TiO с $\lambda\lambda$ 8442 A, 8451 A. Более слабые полосы в области 7300—7400 A и 7800—7900 A относятся к молекуле VO. Эти полосы быстро усиливаются при низкой температуре и при T<2800°К полностью подавляют находящиеся в этой же области полосы LaO [6].

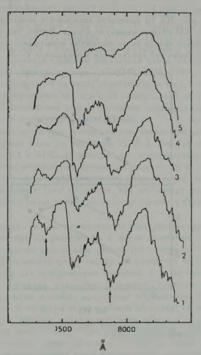
Полосы ZrO $\lambda\lambda$ 6474, 6481, 6499 A хорошо видны на спектрограммах в фазы, предшествующие минимуму. При увеличении температуры они ослабевают. Поскольку у Лебедя известна как звезда спектрального типа, промежуточного между М и S, а наши наблюдения в инфракрасной области свидетельствуют о преобладании М-характеристик в ее спектре, мы не использовали относительно слабые полосы ZrO для спектральной классификации.

Трудности в оценке интенсивности молекулярных полос в спектрах холодных звезд общензвестны. Следуя [7], мы определяли интенсивность полосы поглощения по отношению к гладкой кривой, соединяющей ближайшие к полосе пики интенсивности. Значения относительной глубины полос, выраженные в звездных величинах, $\Delta m = 2.5 \ \lg l_0/l_{\rm molocim}$ приведены в табл. 3.

				7	аблица
J_D_ (A)	6681	7054	7345	7900	Спектр
2441930	1 ^m 08	1 10	0 29	0'''91	M9.9
937	0.76	0,94	0.25	0.81	M9.7
966	0.34	0.50	0.13	0.55	M9.5
2442002	1.29	1.28	0.06	0.65	M9.4
038	1.12	1.27	0.03	0.32	M9.3

Относительные изменения полос TiO за время, охватываемое нашими наблюдениями, невелики, за исключением ослабления их в момент минимума блеска. Более же слабые полосы VO обнаруживают сильную зависимость от фазы (рис. 2), что свидетельствует об изменения происходят очень быстро: кривые 1 и 2 получены с интервалом в 7 дней. Точно так же ведут себя полосы TiO и VO в спектре х лебедя в более далекой инфракрасной области (л. — 1 мкм) [7]. Поэтому суммарная интенсивность полос VO была взята нами как индекс спектрального типа и спектральная классификация проводилась в соответствии с зависимостью «индекс молекулярных полос — спектральный тип», полученной в [7] для Ме переменных. Нульпункт был определен на основании того, что приводимое в [7] и одно из наших наблюдений у лебедя относятся к одной и той же фазе. Спектральших наблюдений у лебедя относятся к одной и той же фазе. Спектральших наблюдений у лебедя относятся к одной и той же фазе. Спектральших

ный тип в соответствующие фазы приведен в таба. 3. Полученные значения отличаются от других оценок спектрального типа [8, 9] не более, чем на половину подкласса. Такое различие в спектральном типе звезды может осально существовать в различных циклах.



Рыс. 2. Изменение интенсивности полос VO дд. 7345 и 7850 А с фазой. 1—4.1X.73. 2—12 IX.73. 3—11.X.73. 4—18 XI.73. 5—22 XII.73 г.

Зависимость спектр—цвет. Фазовые изменения цвета для χ Лебедя изучены мало, особенно для эпохи минимума. Фотометрические оценки по-казателей цвета V—R и R—I недавно опубликованы Барисом [11]. Они охватывают фазы от 0 до 0.4 и от 0.8 до 1.0. В [10] приведены данные для R—I по всему циклу. Несколько оценок для фаз 0.7—0.8 получены одно-

временно с нашими наблюдениями на ИК-фотометре АО ЛГУ. Данные разных авторов иногда различаются на 0°1-0°3, что вызвано не только ошибками наблюдений, но и различным поведением звезды в разные циклы. Из усредненных кривых, построенных по этим данным, были получены средние значения цветов V—R и R—I в фазы, соответствующие нашим изблюдениям. На рис. 3(a, b) приведена зависимость между цветом и интемсивностью полос VO вблизи минимума блеска. Видно, что при одинаковой интенсивности полос звезда после минимума испытывает довольно сильное покоаснение. Особенно это проявляется в показателе V—R.

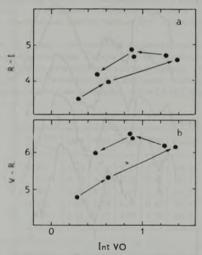


Рис. 3. Зависимость между суммарной интенсивностью полос поглощения VO и цветом у Лебедя а минимуме блеска 1973 г.

Это соотношение между спектральным типом и цветом не является, по-видимому, особенностью отдельного цикла, а сохраняется и при переходе к средним величинам, взятым по нескольким циклам. Средние цвета и спектральные типы по данным [7—9] и нашим позволяют построить среднюю зависимость «цвет—спектральный тип» для почти всего цикла х лебедя рис. 4 (a, b). При этом, чтобы избежать ошибки, вызванной иекоторым изменением периода у звезды, относительные фазы определялись непосредственной привязкой к кривой блеска, и в каждом цикле за 1 принималась реальная величина периода. Сплошной кривой на рис. 4 показана

зависимость Джонсона для непеременных гигантов [12]. Стрелка указивает увеличение фазы. Видно, что покраснение сохраняется на всей восходящей ветви кривой блеска. В среднем оно составляет: $\Delta (V-R) = +1^m0$; $\Delta (R-1) = +0^m5$.

Следует отметить, что отдельные части подобных «петель» для х Лебедя, а также для двух других звезд типа S (R Андромеды и R Близнецов) и инфракрасных звезд ТХ Жирафа и NML Тельца были обнаружены и 1967 г. при наблюдении с узкополосными фильтрами в области 1 ликм [7]. При этом использовался сложный показатель цвета, отражающий распределение энергии между точками с л. 8140, 8834, 9190 и 10400 А. Хотя поливи ципа и пля одной из звезд отнаблюден не был, полученные в этом работе данные показывают, что и в этом спектральной области у х Лебедя наблюдается несоответствие между большими показателями цвета и относительно слабыми молекулярными полосами.

Представленную на рис. 4 зависимость невозможно объяснить влиянием молекулярных полос на величины $V,\,R,\,I,\,$ так как соответствующие поправки $\Delta(V-R)$ и $\Delta(R-I)$ зависят от спектрального типа и потому они, хотя и уменьшат крутизну кривых на рисунке, по не устранят разницу в цвете между одинаковой температурой до и после минимума блеска. По этой же причине нельзя объяснить, как вто делает Барис [11], влиянием молекулярных полос петлю, которую описывает χ Лебедя на диаграмме $V-R,\,R-I$.

Нет оснований считать, что изменения спектрального типа звезды пропсходят существенно по разному до и после минимума. Поэтому можно
объяснить полученные результаты, рассмотрев изменения цвета. Как видно из рис. 4, зависимость цвет—спектр до минимума хорошо совпадает с
кривой Джонсона для непеременных гигантов, т. е. на этой стадии цветовые изменения, счевидно, полностью отражают изменения температуры.
Если около минимума в звезде происходит образование или сильное увемичение оптической толщины околозвездной оболочки, то она может создавать покраснение, которое накладывается на обычное изменение цвета,
смответствующее росту температуры после минимума. Косвенным указанием на существование такой оболочки у х Лебедя может служнът о обстоятельство, что наибольшей величины несоответствие между очень красным цветом и относительно ранним спектром достигается у NML Тельца
[7], для которой наличне оболочки установлено с несомненностью.

Если в качестве первого приближения принять закон ослабления света в оболочке сходным с законом для межзвездной среды, то из известных соотношений:

$$E(R-1) = 0.7 E(B-V); A_V = 3E(B-V)$$

с учетом полученных нами избытков следует, что полное видимое погло-

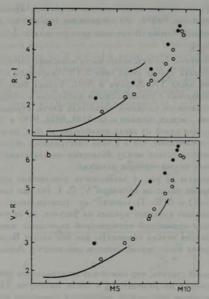


Рис. 4. Средняя зависимость между спектральным типом и цветом у Лебедя в течение цикла.

щение в оболочке составляет около 2^m . В максимуме блеска покраснение авезды мало, $E(B-V)=0^m04$, и было отнесено целиком за счет межзвездного поглощения [10]. Таким образом, по мере того, как оболочка рассенвается при приближении к максимуму, показатели цвета снова приходят в соответствие со спектральным типом.

Аенинградский государственный университет

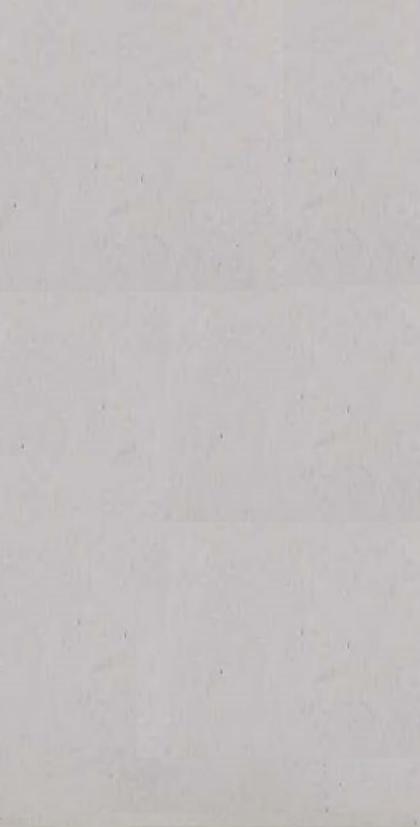
INFLUENCE OF THE CIRCUMSTELLAR SHELL ON THE NEAR-INFRARED SPECTRUM OF % Cyg

T. E. DERVIZ

Spectroscopic observations in the region of wavelengths from 6500 to 8300 A of long-period variable % Cyg have been carried out at minimum light 1973. Spectral classification has been made by using the intensity of VO-bands and the average relation (V-R, Sp) and (R-I, Sp) has been plotted for the whole cycle. On the rising branch of light curve (V-R) and (R-I) colors are redder as compared with the spectral type. This fact can be explained by growth of the circumstellar shell at minimum light. Total visual absorption of shell is about 2^m .

AUTEPATYPA

- Observations of Variable Stars, Kapteyn Astronomical Laboratory Report, No. 25, 1974.
- 2. В Страйжис, В. Свидерскене, Бюля. Вильнюсской АО. № 35, 1972.
- 3. P. W. Merrill, Spectra of Long-Period Variable Stars, Chicago, 1940.
- 4. Р. Пирс. А. Гейдон, Отождествление молекулярных спектров, ИЛ, М., 1949.
- A. Gatterer, J. Junkes. E. W. Salpeter. Molecular Spectra of Metallic Oxides Specola Vaticano, 1957.
- 6. P. C. Keenan, Ap. J., 120, 484, 1954.
- 7. R. F. Wing, H. Spinrad, L. V. Kuhi, Ap. J., 147, 117, 1967.
- 8. G. W. Lockwood, R. F. Wing, Ap. J., 169, 63, 1971.
- 9. S. Wyckoff, Ap. J., 162, 203, 1970.
- 10. O. J. Eggen. Ap. J., 177, 489, 1972
- 11. T. G. Barnes, Ill, Ap. J., Suppl. ser., No. 221, 1973.
- 12. H. L. Johnson. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 193, 1966.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТР EW LAC В 1974 ГОДУ

Н. Ф. ВОПХАНСКАЯ
Поступная 2 пюля 1975
Пересмотрена 13 октября 1975

В работе сообщается о результатах исследования спектра EW Lac в 1974 г Проведент искладавая классификация EW Lac и показано, что ее светимость меняется от номи. Определены физические параметры оболомки: влектронняя температура и концентрация, полное число атомов водорода по лучу эрения, турбулентияя скоросты, оптиженая толща, масса, состояние возбуждения и понизации. Измерены лучевые скорости иса, присутствующих в спектре линий. По результатам этих измерений сделано заключение о сложном характере движения вещества в оболочке и о пульсации повертностных слоев звезды.

Звезда EW Lac (НD 217050, MWC 394) относится к группе Везвезд мощиыми оболочками. Впервые существование у этой звезды оболочка было замечено по спектрограмме, полученной в 1913 г. Следующие нафаюдения были проведены в 1918 г. и признаков оболочки в спектре отмечено не было. Их не было до 1921 г. В 1921 г. появляются линии спектра оболочки. Спектр постепенно усиливался и достиг наибольшего развития примерно к 1928 г. С тех пор спектрограммы EW Lac получаниеь довольно регулярно до 1948 г. с несколькими перерывами сроком не более чем 2 года. Все время спектр оболочки существовал, но интенсивность его менялась. Состояние спектра оболочки в 1940 г., когда он был ччень развит, дано в работе [1]. Следующие наблюдения были проведены Оземре в 1953—1958 и в 1960 гг. [2]. Оболочка в эти годы существовала. Таким образом, на основании результатоя почти полувековых спектральных наблюдений можно сделать заключение, что большую часть времени явезда окружена оболочкой.

Фотоэлектрические наблюдения, проведенные Уокером [3] в 1950— 1952 гг., и наблюдения по международной кооперативной программе в 1956 году, показали, что блеск EW Lac непостоянный. Он изменяется с периодом 0 8 и амплитудой, равной примерно 0 2. Продолжительность минимума блеска — около 0°4. Оказалось, однако, что величина периода и фаза минимума также не остаются постоянными. Для объяснения наблюдаемых изменений блеска в [3] предположено неравномерное распределение яркости по поверхности звезды.

Наши наблюдения EW Lac были предприняты в связи с объявлением международной программы исследования Ве-звезд в 1974 г. Наблюдения проводились при помощи дифракционного спектрографа, установленного в кассегреновском фокусе 60-сантиметрового рефлектора. Спектрограммы получались на эмульсиях Kodak IIaO и OaF. Обратная дисперсия равна примерно 29 А/мм. Данные о полученных спектрограммах приведены в табл. 1.

Таблица 1 ЛАННЫЕ ОБ ИСПОЛЬЗОВАННЫХ СПЕКТРОГРАММАХ

Ут спектро- граммы	вицикоприб (мим.)	Спектральная облясть	Дата набаюдения	
1	15	49703820	26.VIII.1974	
2	7	4970-3820	41	
3	90	6700-5300	**	
4	30	6700 5300	-	
5	15	6700 5300	-	
6	7	6700-5300	-	
7	97	4600 3600	27. VIII.1974	
8	42	4600 - 3600	-	
9	20	4600 - 3600		
10	75	6700 5300	-	
- 11	22	6700 - 5300	-	
12	30	6700 - 5300	28. VIII, 1974	

Спектр оболочки представлен многочисленными узкими и резкими линиями поглощения нейтральных и однократно нонизованных металлов. Потенциалы возбуждения верхних уровней линий оболочечного спектра невеляки: ≲ 5—6 зв. Линин, возникающие в атмосфере самой В-явезды, широкие и мелкие и характеризуются высокным потенциалами возбуждения: 25-30 вв. Они принадлежат элементам Hel, OII, CII, NIII.

Табл. 2 содержит эквивалентные ширины W, измеренные по спектрограммам, полученным 26-28 августа 1974 г. Сравнение величин W за ати две даты показано на рис. 1, из которого видно, что линии оболочки 26 августа заметно интенсивнее, чем 27 августа. Линин звезды (они отмечены на рис. 1 крестиками) не изменились. Это позволяет думать, что об-

 $T_{a6 {\it Auga}}$ 2 $_{
m SKB}$ ИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ (A) В СПЕКТРЕ EW LAC 26 м 27 ABГУСТА 1974 г.

), A	Отожде-	26.V11I	27.VIII	I ₊ A	Отожде-	26, VIII	27. VII
895.9	Nal (1)	0.45	1.22			(2.64)	(2,13)
890.0	Nal (1)	0.79	1.64	4325.0	Sell (15)	0.03	0.04
875.6	Hel (11)	1.58	2.43	4320.7	Sell (15)	0.07	0.07
966.1	VII (29)	0.24	-	4314.1	Sell (15)	0.09	_
951.7	VII (29)	0.29	-	4305.7	Sell (15)	0.03	_
941.0	Grll (36)	0.24	- 1	4303.2	Foll (27)	-	0.10
923.9	Fell (42)	0.27	-	4267.0	CII (6)	0.51	0.54
912.4	VII (222)	0.11	-	4258.2	Fell (28)	0.07	
902.9	VII (29)	0.07	-	4252.6	Crll (31)	0.05	-
713.1	Hel (12)	0.53	- 1	4250,8	Fel (42)	0.05	_
661.6	OH (1)	0.50	_	4242.5	MgII (20)	0.23	_
649.1	OII (1)	0.35	-	4242.4	Crll (31)	0.09	0.06
634.1	Crll (44)	0.07	-	4233.2	Fell (27)	0.14	0.07
631.9	Fell (219)	0.09	- 11	4226.7	Cal (2)	0.39	0.11
618.8	Crll (44)	0.07	_	4202.0	Fel (42)	0.03	-
610.6	Fell (170)	0.12	-	4199.1	Fell (141)	0.07	_
558.7	Crl1 (44)	0.08	-	4178.9	Fell (28)	0.09	0.06
555.0	Crit (44)	0.17	0.10	4173.4	FeII (27)	0.16	0.06
551.7	Fel (972)	0.06	-	4169.0	Hel (52)	0.56	0.36
547.0	Fal (39)	0.24	0.08	4143.8	He1 (53)	0.95	0.57
518.2	NIII (3)	0.24	0.33	4130.9	Sill (3)	0.15	0.18
508.3	Fell (38)	0.06	_	4128.0	Sill (3)	0.16	0.17
481.1	MgII (4)	0.54	0.44	4120.8	Hel (16)	0.78	0.64
471.5	Hel (14)	1.78	1.47	4101.7	H	4.76	4.01
444.2	VII (30)	0.05	-			(2.75)	(2.45
437.6	Hel (50)	0.28		4074.9	CII (36)	0.27	0.20
415.1	Fel (41)	0.05	0.06	4054.1	O11 (50)	0.35	
414.9	OII (5)	0.28	0.44	4041.3	NII (39)	0.18	0.11
387.9	Hel (51)	0.76	0.66	4035.1	OII (51)	0.52	_
385.4	Fell (27)	0.09	-	4026.2	He! (18)	1.50	0.98
383.6	Fel (41)	0.11	0.10	4009.3	Hel (55)	0.94	0.49
374.5	Sell (14)	0.05	-	4002 1	Felf (29)	0.18	-
369.3	Oll (26)	0.30	0.24	3995.0	NII (12)	0.58	-
360.8	Fel (903)	0.24	_	3970 1	H.	6.85	4.11
357.6	Fell (-)	0.30	0.08			(3.52)	(2.34
351.8	Fell (27)	0.34		3964.7	Hel (5)	0.27	-
340.5	H ₂	4.98	3.99	3947.5	OI (3)	0.21	-

Таблица 2 (продолжение)

>, A	Отожде-	26.VIII	27.V111	λ, Α	Отожде- стваение	26.\ 111	27.VIII
3938.3	Fell (3)	0 16		3721.9	H _{t4}		1.22
3933.7	Call (1)	0.51	0.28	3712.0	H ₁₅		1.40
3926.5	Hel (58)	2.35	0.46	3703.9	H ₁₄	-	1.34
3889.0	Hu	3,91	3.85	3697.2	H ₁₇	-	0.81
		(2.31)	(2,34)	3691.6	H ₁₀		t).66
3867.5	Hel (20)	0.24	0.26	3686.8	H ₁₀	-	0.55
3856.0	Sill (1)	0.12	0.15	3682.8	H ₁₀	- '	0.58
3835.4	H,	3.50	3.65	3679.4	H ₂₁	-	0.40
3819.6	Hel (22)	_	1.00	3676 4	H ₂₂		0.33
3797.9	H ₁₀	-	3.85	3673.8	H,,		0.33
3770.6	H ₁₁	_	3.31	3671.5	H ₁₄	-	0,19
3750.2	H ₁₂		2.66	3669.5	H ₁₅		0.21
3743.0	CrII (6)	-	0.07	3668.7	Hza		0.23
3741.6	Till (72)	-	0.08	3666.1	Н,:	-	0.13
3734 4	Н,,	_	1 72	3664 7	H ₂₅	-	0.08

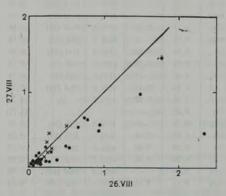


Рис. 1 Сравиение эквивалентных ширин за 26 и 27 августа. Крестиками отмечены линии звезды,

работка спектрограмм была проведена достаточно однородно и наблюдаемые изменения спектра оболочки реальны. Своеобразно поведение линий Hel. Несмотря на то, что линии Hel возникают скорее всего в атмосфере В-звезды, их имтенсивность сильно меняется и характер изменения подобен изменению интенсивности в спектре оболочки (рис. 1). На рис. 2 припедена запись в относительных интенсивностях участка спектра, содержашего линию Не1 д. 3926 А за 26 и 27 августа. Различие между инми хорешо заметно. На рис. 3 сравнены эквивалентные ширины спектра оболочки 26 августа и Оземре [2]. Видно, что в 1960 г. спектр оболочки был гораздо сильнее, чем в 1974 г.

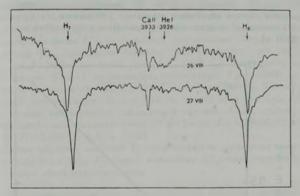


Рис. 4. Запись участков спектров, полученных в разные даты.

Была проведена спектральная классификация EW Lac по критериям. указанным в работах [4, 5]. Спектральный класс равен В 3-2, причем. В 3 более вероятно. Класс светимости получился разным в разные даты. Характер изменения светимости, определенной по водородным линиям. оказался противоположным тому, что дают критерии, составленные по лииням других элементов: по водородным линиям светимость эвезды 26 августа соответствует классам V—IV, а 27 августа, когда спекто оболочки ослаб, - классу 111. По линиям других элементов получен противоположный результат: при усилении спектра оболочки 26 августа светимость звезды была la—lb, при ослаблении оболочечного спектра 27 августа — V—IV. Способом, описанным ниже, нам удалось разделить линии водорода на оболочечную и звездную. При этом предполагалось, что в оболочке формируется ядро линии, а в атмосфере звезды — внешние части контура. Эквивалентная шионна звездной линии указана в табл. 2 в скобках. При использованин эквивалентных ширин водородных линий звезды класс светимости EW Lac праучился II—Ib, Причем, 26 августа, когда оболочечный

спектр был достаточно интенсивен, класс светимости ближе к II, а 27 августа, когда интенсивность спектра оболочки заметно уменьшилась, светимость скорее Ib. Различие светимости, определяемой по водороду и линиям других элементов, объясняется, по-видимому, тем, что доля звездной линии в общей интенсивности линии водорода, велика, поэтому по водородным линиям заметны изменения, которые происходят в атмосфере звезды. Светимость, определенная по критериям, в которые входят линии оболочки и Hel, отражает состояние оболочки она уменьшилась с уменьшением интенсивности спектра оболочки и возрасла с увеличением его интенсивности. На основании вышеизложенного принимаем спектральный класс EW Lac B3 II—I.

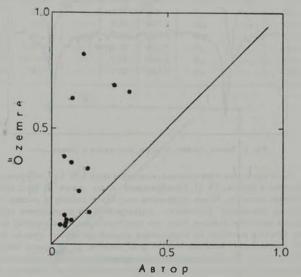


Рис. 3. Срависине вививалентных ширин, измеренных автором, с результатами ра $\text{Gotm} \ [2],$

Электронная температура оболочки. Зная спектральный класс эвезды и определив из наблюдений величину бальмеровского скачка D_{\bullet} можно оценить влектронную температуру T_{\bullet} оболочки. Пусть D_{\bullet} — величина бальмеровского скачка в спектре авезды без оболочки, D_{\bullet} , σ — наблюдаемая ве-

 $_{\Lambda \Pi \Pi \Pi \Pi \Pi \Pi}$ скачка и спектре звезды с оболочкой, D_s — величина скачка в спектре оболочки. Нетрудно показать, что

$$D_0 = \lg |(B - A) I_0 I_0 + B|, \tag{1}$$

где $B=10^{D_0}$, $A=10^{D_0}$, I_* I_0 — отношение интенсивности ивлучения то спектре знезды и оболочки за пределом бальмеровской серии. Величину D_0 принимаем из работы [6]. Для гигантов спектрального класса B3 средняя величина D_* 0.13 (для класса B2 D_0 0.08). Наблюдаемая величина D_* 0 оказалась равной, по нашим спектрограммам. 0.06. По формуле (1) вычисляем величину D_0 для нескольких значений отношения I_0 I_0 и используя соотношение между D_0 и T_* из работы [7], определяем неличину T_* . Оказалось, что разумное значение T_* можно получить при I_0 I_1 0.2. Сделаем оценку иначе. Для звезды B3 II-I аффективная температура T_{eff} 18000 K [8]. Согласно результатам [9], T_* 2.3 T_{eff} и T_* = 12000 K. Такому значению T_* соотнетствует D_0 — 1.12 и по (1) получаем I_0 I_0 — 0.19, что хорошо согласуется с предыдущей оценкой. Если считать, что звезда имеет спектральный класс B2 II-I и ее T_{eff} = 20000 K, то получим T_* = 13000 K и I_0 I_0 — 0.05.

Таким образом, значение T_c практически не зависит от принятого спектрального класса. Наоборот, отношение I_0/I_{Φ} очень чупствительно к величине спектрального класса.

Электронная концентрация и величина N.H. Методом предельного перехода к оптически тонкому слою было определено полное количество водоряных атомов во втором квантовом состоянии по лучу эрения $\lg N_2H$. Рементаты приведены в табл. 3, там же для сравнения указаны результаты райоты $\{2\}$.

Таблица З НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ EW LAC

	I Ig N	1	Ig #w			
	Оболочка	Зненда	и-т	Н	Н	Dr., RM CER
Автар	=15.98 (26.VIII)	=15.8 (20.VIII)	12 4	14.4	14.5	4 (26.VIII)
	15.98 (27.VIII)	15.8 (26.VIII)				8 (27.VIII)
Озенре	16.28	15 97	13.67	14.6	14.6	3-40

Величина электронной концентрации п. была определена двумя способами: по формуле Инглиса-Теллера и по распределению интенсивности в крыльях водородных линий [10]. Вторым способом значение п. определялось по крыльям линий H₂ и H₃. Методом последовательных приближений решалась система уравнений:

$$|\lg c_n = 5/2 \lg W - 0.752 - 3/2 \lg R_0 - 5/2 \lg U'(z) \lg \alpha = 1/5 \lg c_n - 1/5 \lg R_0 + \lg r,$$
(2)

где U(u) — мекоторая функция, затабулированная в [10]. Глубина R, звездной линии определяется недостаточно уверению. Она заключена в пределах 0.1—0.2. Для дальнейшего примем среднее значение R_a =0.15. Благодаря тому, что в (2) величина R_a входит под знаком логарифма, неуверенность в определении R_a не сильно скажется на окончательном результате. Для оценки параметра Колба r использовались значения T_a и n_a , определенные ранее. Решение (2) дает величину

$$c_n = C_n (2.603 e)^{32} N_2 H n_{e_1} ag{3}$$

из которой сразу получаем значение N Hn., постоянные C_n взяты из работы [11]. Результаты приведены в табл. 3. Значение n_n , определенное по крылу звездной водородной линии, характеризует электронную плотность в атмосфере звезды и на внутренней границе оболочки. Поэтому оно больше значения n_n , вычисленного по формуле Инглиса—Теллера, которое характеризует более внешние слои оболочки.

Турбулентные скорости в оболочке и ее оптическая толща. Используя эквивалентные ширины линий оболочечного спектра, приведенные в табл. 2, мы построили кривые роста для обеих ночей и по ним определнаи турбулентные скорости V_I в оболочке. В качестве теоретической использовалась кривая роста Унзольда, рассчитанная для модели атмосферы Шварцшильда—Шустера, Результаты приведены в табл. 3.

Зная турбулентную скорость, определим оптическую толщу т в оболочке по формуле

$$\lg \tau = 1.15 + \lg n + \lg f - \lg V_t$$
. (4)

В (4) все обозначения имеют общепринятый смысл. Результаты определения приведены в табл. 4, из которой видно, что оптическая толща оболочки 26 августа примерно в 2 раза больше, чем 27 августа. В таблице также приведены оптические толщи за пределом бальмеровской $\tau(B)$ и лаймановской $\tau(L)$ серий. При вычислении $\tau(B)$ и $\tau(L)$ принималось, что казаффициент поглощения, рассчитанный на один атом, за пределом бальмеровской серии равен $3 \cdot 10^{-17}$, а за пределом лаймановской серии $0.6 \cdot 10^{-17}$. Как будет показано ниже, (gN, H = 17.97).

 $T_{a6\mu u \mu a}$ оболочки в линиях бальмеровской серии

,lata	H ₂	Нэ	H _T	Нв	H ₁₀	H:0	H ²⁰	1 (B)	=(L)
20	1.5·10 ¹ 9.4·10 ³	2.1 10 ² 1.1 10 ²			1			1	
Этношение	1.6	1,9	2	2	2	2	2	>1	>1

Аучевые скорости и скорость воищения. Для измерения лучевых скоростей V, был использован прибор, в котором наведение на линию производилось по контуру, развернутому в прямом и обратном направлениях [12]. Оказалось, что для водородных линий невозможно совместить прямое и обратное изображение одновременно для всех частей контура. Этим обстоятельством мы воспользовались для разделения линий оболочки и звезды. На рис. 4 представлено изменение лучевой скорости с номером линии

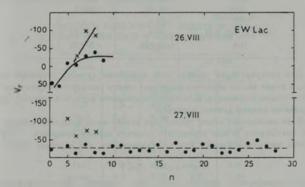


Рис 4 Изменение хучевой скорости - намером водородной линии.

в серии. Видно, что 27 августа лучевая скорость, определенная по линиям оболочки, постоянна и равна — 25.6 км/сск. Лучевая скорость, определенная по линиям звезды, гораздо больше (— 80 км/сск) и, возможно, имеет некоторый ход с номером линии. 26 августа, когда спектр оболочки бы белее интенсивен, изменение лучевой скорости с номером линии иное: в перых линиях бальмеровской серии V_{τ} , определенная по линиям оболочки, изменяется от ± 50 км/сск до — 25 км/сск, по линиям звезды от —25 км/сск до — 100 км/сск. Результаты измерения лучелых скоростей и средина

квадратичные ошибки приведены в табл. 5. Ошибка не указана в том случае, когда V, определена по одной линии. Знак + соответствует сжатию оболочки, — расширению.

Таблица \$
РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Элемент	26.VIII.1974	27.VIII.1974	28.VIII.197		
FeI	+92+25	÷124±5			
Fell, Crll, Till, Sell, VII	-28±13				
MgH	-34.5				
Call	-39.2	-20±8			
Sill	-21.9±0.3				
Н (оболочии, абсорбции)	-30±10				
Н4 (оболочия, выиссия)	-114.7	~ 48.9	-64.9		
H (snesga)	-92 <u>+</u> 20	- 80+19			
Cal	-171	-224	1		
Nal	-45±5	-50±1			
01	-59.4	_			
Off. Cif. Nif, Niff	8+8	+64±10			
Hel	21±10	-82士22			

Для интерпретации результатов измерения лучевых скоростей надо знать, в каких частях оболочки возникает спектр соответствующего алемента. Это можно установить, если известна скорость осевого пращения, определенная по линиям данного элемента.

Если расширение линии происходит только из-за вращения ввезды, то по ее полуширине можно определить скорость осевого вращения $V \sin i$. Влияние инструментального контура исключалось, как в работе [13]:

$$\Delta r_D = \gamma \left(\Delta r^2 - \Delta r^2 \right)^{1/2}, \tag{5}$$

где $\Delta\lambda$ — измеренная ширина линии. $\Delta\lambda_a$ — ширина инструментального контура, γ — некоторый коэффициент мало отличающийся от единицы. Величину $\Delta\lambda_a$ мы определили по слабым линиям спектра сравнения. Она оказалась равной 0.83 А. Скорость вращения определялась только по линиям, ширина которых уверению больше ширины инструментального контура, а интенсивность далека от насыщения. Скорость вращения звезды была определена по пяти линиям следующих алементов: CII, OII, NII и NIII. Для 26 августа $V\sin i$ оказалось ранным 410 км/сек, для 27 августа 370 км/сек. В каталогах [14 - 16] для EW Lac приводится величина скорости вращения от 325 до 380 км/сек. Таким образом, полученная нами ско-

рость осевого вращения звезды находится в удовлетворительном со-

Считаем, что вращение оболочки подчиняется закону сохранения угло-

$$r/R = V_0 V_1 \tag{6}$$

V— скорость вращения оболочки на расстоянии ℓ от оси вращения. Зная из (6) размеры оболочки, можно определить ковффициент дилюции Φ

$$w = \frac{1}{4} \left(\frac{R}{r} \right)^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{V}{V_0} \right)^2. \tag{7}$$

Результаты приведены в табл. 6 для обеих дат. Для 27 августа не удалось определить размеров оболочки и коэффициента дилюции по линиям $F_{\rm c}$ I, 11 и OI, так как интенсивности линий значительно уменьшились и их контуры стали чисто инструментальными.

Таблица б ВЫСОТЫ ОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРОВ РАЗ-НЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И КОЭФФИЦИЕНТЫ ДИ-ЛЮЦИИ

26.3			
	/111	27.	VIII
riRas	-	r/R so	-
8.9	0.003	- 1	
6.6	0.006	_	-
2.2	0.05	1.1	0.2
4.7	0.01	2.7	0.03
4.2	0.01	4.5	0.01
3.9	0.02		-
0.8	0.4	0.7	0.5
4.3	0.02	2.8	0.08
	8.9 6.6 2.2 4.7 4.2 3.9 0.8	R: P cn 8.9 0.003 6.6 0.006 2.2 0.05 4.7 0.01 4.2 0.01 3.9 0.02 0.8 0.4	r/Rea m r/Rea 8.9 0.003 — 6.6 0.006 — 2.2 0.05 1.1 4.7 0.01 2.7 4.2 0.01 4.5 3.9 0.02 — 0.8 0.4 0.7

Как видно из таба. 6, дальше всего от поверхности звезды возникают линии Fel, а ближе всего — линии Hel. Линии Hel возникают в слое, расположенном глубже слоя формирования линии Oll. Cll, NII и 111, по которым определена скорость осевого вращения звезды.

Из. табл. 5 и 6 следует, что 26 августа поверхностные слои звезды, которые примыкают к внутренним слоям оболочки, расширялись со средней скоростью около — 8 км/сек, а 27 августа они сжимались со скоростью + 64 км/сек. Более глубокие слои звездной атмосферы, в которых возникают линии Hel, сначала расширялись со скоростью — 21 км/сек. а

затем со скоростью — 82 км/сек. Таким образом, измерения лучевых скоростей показали, что поверхностные слои звезды не остаются неподвижными, а движутся с переменной скоростью как по величине, так и по изправлению, что обязательно должно повлиять на состояние оболочки.

Самые внешние слои оболочки, в которых возникают линии Fel, 26 ацгуста сжимались со скоростью + 92 км/сек, а 27 августа скорость сжатия возрасла до + 124 км/сек. Более глубокие слои, в которых формируются линии однократно ионизованных металлов (Fell, Cril, Till, Scil), 26 августа сжимались со скоростью + 28 км/сек, в то время как еще более глубокие слон, расположенные ближе к поверхности звезды, в которых возникают линии Н.а. MgII, Call, Sill, расширялись со средней скоростью — — 30 км/сек. 27 августа все эти элементы имели скорость около —20 км/сек. Турбулентная корость, определенная по кривой роста, 26 августа была равна 4 км/сек. а 27 августа возрасла вдвое. Этот факт можно объяснить, если обратиться к анализу полученных лучевых скоростей. 26 августа внутренние и внешние слои оболочки двигались навстречу друг другу. В какой-то момент произошло их столкновение, после которого величину и направление скористи определило движение более массивной водородной оболочки и лучевые скорости сравнялись. Однако в результате столкновения двух потоков развилась турбуленция и турбулентная скорость возрасла. Интенсивность спектра оболочки коррелирует с характером этих движении. Это наглядно демонстрирует рис. 5а, b, на котором хорошо заметно изменение интенсивности эмиссионной линии Нь с увеличением савига

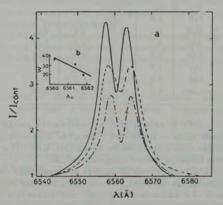


Рис. 5. Соотношение между интенсивностью г положением выиссионной линии H в разные ночи.

линии в коротковолновую сторону. Большая ширина эмиссионных линий указывает на то, что они возникают в очень протяженной оболочке.

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство: бальмеровские линии поглощения оболочки, которые формируются на расстояниях 5—6 $R_{\rm ext}$, имеют скорости меньше, чем скорости, сответствующие сдвигу эмиссионной линии $H_{\rm ext}$. Основываясь на результатах табл. 6, можно предположить, что эмиссия в $H_{\rm ext}$ возинкает на расстоянии $= 10\,R_{\rm ext}$. Если это так, то скорость водородных атомов возрастает к внешней границе оболочки Это говорит о том, что плотность оболочки убывает во внешних слоях и, возможно, о том, что структура оболочки убывает во внешних слоях ин наблюдаемое ускорение к постепенному растеканию и потере звездой оболочки — трудно сказать. Если считать, что масса звезды $\mathfrak{M}=12-13\mathfrak{M}_{\rm ext}$, а раднус $R_{\rm ext}=5R_{\rm ext}$ [8], то скорость убегвния на расстоянии $10R_{\rm ext}$ райна примерно 300 κ m/се κ . Таким образом, наблюдаемые скорости значительно меньше скорости убегания.

Возбуждение, ионизация и масса оболочки. В работе [17] было показано, что распределение интенсивности в крыльях эмиссионных линий H_1 определяется затуханием вследствие излучения. При выполнении условия аптически тонкого слоя можно подсчитать число атомов в третьем квантовом состоянии N_2

$$N_3 = 4.59 \, (\Delta \iota)^2 I (\Delta \iota), \tag{8}$$

где $I(\Delta\lambda)$ — интенсивность в крыле линии на расстоянии $\Delta\lambda$ от ее центра. Условне оптически тонкого слоя начинает выполняться при $\Delta\lambda > 5$ А. Предположим, что подстилающая линия поглощения звезды и интенсивность континума не изменяються. Это предположение выполняется, повимому, довольно хорошо. Тогда по отношению интенсивностей в крыльях милий H, можно судить об изменении величины N, в разные моменты наблюдений. Примем значение $(N_3)_{ij}$, 26 августа за единицу, тогда получаем

$$\frac{(N_3)_{21}}{(N_3)_{24}} = 0.9, \qquad \frac{(N_3)_{22}}{(N_3)_{24}} = 1.0.$$

Видно, что 27 августа степень возбуждения в оболочке понизилась. Одновременно уменьшились интенсивность линии и ее сдвиг. 28 августа степень возбуждения возрасла до прежнего значения, но интенсивность и сдвиг линии не досгигли еще значений, наблюдавшихся 26 августа.

Определим степень возбуждения иначе. Эффективная температура звезды $T_{\rm eff}$ ранна 19000 К. Приняв $R_{\rm in}=5R_{\rm Di}$ с помощью данных, принеденных в табл. 5 и 6, оценим градиент лучевой скорости.

Он оказался равным $4\cdot 10^{-5}$. Ковффициент дилюции w примем равным 0.02. Тогда

$$x = \frac{\beta_{12}}{m} = 0.01,$$

где β_{12} — доля квантов, выходящих из среды в линии L. Зная x и T по таблицам, приведенным и работе [18], получаем

$$10^{\alpha} \frac{N_{\theta}}{N_{1}} = 0.97$$
 is $\frac{n_{r}N_{+}}{wN_{1}} = 0.022$.

27 августа $\lg N_2H=15.98$. Следовательно, полное число нодородных атомов в перном кнантовом состоянии по лучу зрения будет равно $\lg N_1H=17.97$, степень ионизации в оболочке $N_-/N_1=2\cdot 10^4$ и полное число ионизованных водородных атомов по лучу зрения $\lg N_-H=22.27$.

Оценим массу оболочки. Считаем, что оболочка сферически симметрична и целиком состоит из водорода. Пусть $R_{\rm of}=4-5\,R_{\rm as}$, тогда масса ее $\mathfrak{M}_{\rm of}=2-3\cdot 10^{-10}\mathfrak{M}_{\odot}$.

Выше мы показали, что значение $\lg N_z H$ 26 августа больше, чем 27 августа. Это значит, что степень возбуждения, ионизация и масса оболочки 26 августа будут больше, чем 27 августа.

Заключение. Проведенное рассмотрение показало, что оболочка не является неизменным, застывшим образованием, а заметно изменяется за время порядка одних суток. Поверхнестные слои В-звезды, примыкающие к внутренним слоям оболочки, также не остаются неподвижными. Наблюдаемое изменение лучевых скоростей позволило предположить, что они пульсируют. Отмеченное в работе [3] квазипериодическое изменение блеска можно объяснить тем, что амплитуда и продолжительность пульсаций не являются строго периодическими.

В заключение выражаю глубокую благодарность В. С. Павловой за составление программы вычисления лучевых скоростей и проведение необходимых вычислений.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

THE SPECTRUM OF EW LAC IN 1974

N. F. VOYKHANSKAYA

The results of investigations of the spectrum in 1974 have been reported. Spectral classification of EW Lac has been carried out and it is shown that its luminosity varies from night to night. The physical parameters of the envelope: electron temparature and concentration, total number of hydrogen atoms along the line of sight, turbulent velocity, optical depth, mass, excitation and ionization states are determined. Radial velocities of all the lines present in the spectrum are measured. By the results of these measurements a conclusion is made on the complex character of motion of matter in the envelope and on the pulsation of the star's surface layers.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 R. B. Baldwin, Ap. 1., 97, 388, 1943.
- 2. K. Ozemre, Ann. Astrophys., 30, 495, 1967.
- 3. M. F. Walker, Ap. J., 118, 481, 1953.
- 4. А. А. Боярчук, Изв. КрАО, 17, 89, 1957.
- 5. II M. Konbison, Han KpAO, 20, 156, 1958.
- 6. D. Chalonge, L. Divan, Ann. Astrophys., 3, 201, 1952.
- 7. Цой Дий О., Астрон. ж., 33, 682, 1956.
- 8. Basic astronomical data, Ed. K. Aa. Strand, 1969, Chicago,
- 8. Basic astronomical data. Ed. K. Aa. 7 Иой Авй О. Астрон. ж., 33, 682, 1956.
- 10. G. Traving, Ap. J., 135, 439, 1962.
- 11. C. de Jager, Ann. Astrophys., 23, 889, 1960.
- 12. Ю. Ф. Антролов, Новая техника в астрономии, вып., 4, 75, 1972.
- 13. Su Shu Huang, Ap. J., 118, 285, 1953.
- 14. A. Slettebak, Ap. J., 110, 498, 1949.
- 15. А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Изп. КрАО, 31, 44, 1964.
- A. Uesugi, I. Fukuda, Contr. Inst. Astrophys. Kwasan. Obs. Kyoto, No. 189, 205, 1970.
- 17. А. А. Боярчук, И. И. Проник, Изв. КрАО, 31, 3, 1964.
- 18. В. В. Соболея, Движущиеся оболочки звезд. Л., 1947.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

ЗАВНСИМОСТЬ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН (ЭНЕРГИЙ) ВСПЫШЕК ОТ ВОЗРАСТА СКОПЛЕНИЯ. В КОТОРОЕ ВХОДЯТ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

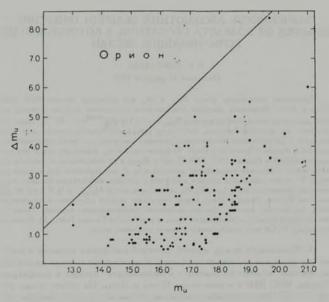
Э. С. ПАРСАМЯН Поступила 24 февраля 1976

Приводятся зависимости между \mathbf{n} и \mathbf{m}_u для агрегатов Орнона, NGC 7000. Пледа и Ясель. Вычислены значения максимальных абсолютных вельичии веньшиек для звезд различных светимостей по формуле $\mathbf{M}_{\mathrm{gen}} = 2.5 \, \mathrm{Ig}$ ($\mathbf{10}^{-0.4M} = 10^{-2.4M} (\text{табл. 2})$. Показано, что величины веньшиек могут быть ограничены прямой, которая дает представление о распределении максимальных значений амплитуд для звезд различных светимостей в агрегате. Приводятся (табл. 3) параметры k и m_{gen} характеризующие вти прямых для агрегатов Орнона, NGC 7000. Плед и Ясель и их зависимость от возраста. Из свя и между k (угловой козффициент прямых) и Ig T для агрегатов, для которых известно T, можно определить возраст агрегатов, в которых наблюдалось большое количество веньживающих звезд (рис. 5). Нз зависимости между $\mathbf{M}_{\mathrm{min}}$, и Ig T (рис. 6) для агрегатов Орнона, Плеяд и Ясель можно определить возраст отдельных велыхивающих звезд, для которых известно большое количество произблюденных вепышек Таким пунко позраст UVCet на порядом больше возраста остальных велышек T жим пунко позраст UVCet на порядом больше возраста остальных велыхивающих звезд в окрестности Солица (табл. 5). Показано, что позраст UVCet на порядом больше возраста остальных велых звезд в мерестности Солица (табл. 5). Показано, что позраст UVCet на порядом больше возраста остальных велых в

1. Зависимость между верхней границей амплитуды велышек и светимостью звезд для различных скоплений. К настоящему времени накопилось достаточное количество данных о вспыхивающих звездах в ассоциациях Ориона, NGC 7000 и в скоплениях Плеяд и Ясель. На основе новых дапных [1—31] были построены диаграммы, где на осн ординат нанесены значения амплитуд вспышек Δm_{u_1} а на оси абсцисс ультрафнолетовые величины самих вспыхивающих звезд (рис. 1—4). Из полученых таким образом зависимостей между Δm_{u_1} и m_{u_2} получены нижние оценки верхиих границ наблюденных в данном скоплении велячин Δm_{u_2} для различных значений m_{u_2} . Использованные данные получены при экспозициях 10—15 минут в ультрафиолетовых лучах и \leqslant 5 минут в фотографических [1—31]. Для ассоциации Ориона и Плеяд в основном были использованы наблю-

дения п ультрафиолетовых лучах. В тех случаях, когда данная вспыхивающая звезда наблюдалась преимущественно в фотографических лучах и величины Δm_u и m_u были неизвестны, они определялись из приближенных соотношений, полученных на основе наблюдений вспышех влектрофотометрическим методом в двух цветах:

$$m_u = m_{pg} \div 1^m 0$$
, $\Delta m_u = \Delta m_{pg} \div 1^m 5$, ecan $\Delta m_{pg} > 1^m 0$
 $\Delta m_u = \Delta m_{pg} + 1^m 0$, ecan $\Delta m_{pg} < 1^m 0$,



 $P_{\text{mc}}, \, 1$. Завысимость маженмальных амплитуд вспышен Δm_u от m_u для ассоциации Ормона.

В скобках обозначены максимально ожидаемые амплитуды для звезд тех светимостей, для которых еще нет наблюдательных данных.

2. Зависимость верхних границ светимостей вспышех от нормальных светимостей звезд для различных скоплений. Имея максимальные значения

амплитуд вспышек, можно определить максимальные абсолютные ведичины самих вспышек для звезд различных абсолютных яркостей по формуле

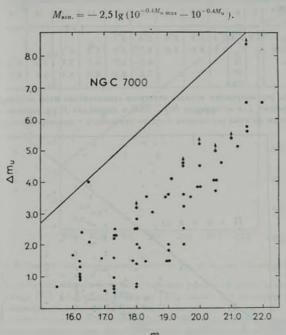


Рис. 2. Зависимость максимальных амплитул Апц от m, для ассоциации NGC 7000.

Таблица 1 МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ Am. ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ m.

т п	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
Орион	2*2	3 ^m 1	471	50	6 ^m 0	6 9	7009	(8 ^m 8)	(9"8)	
NGC 7000				3.6	4.6	5_5	6.4	7.3	8.3	(8 ^m 8
Паояды		2.2	3.0	3.9	4.7	5.5	6.3	7.1	7.9	(8.8)
RCAH				2.4	3.1	3.9	4.7	5.4	6.2	(7.0

Tabauga 2

Смоп-	5	6	7	8	9	10	11	12	13	-14	15	16
Орион NGC 7000	2 9)	2 ^m 9 3.5	2 ^m 9 3.6	3 [®] 0 3.7	3 ² 1 3.8	3 ^m 8	3 9			
Плояды Ясли		3				6.5 7.8	8.1	6.9 8.2	7.1 8_4			(7 th 7)

Из рассмотренных четырех агрегатов сравинтельно мало наблюдательных данных для ассоциации NGC 7000 и скопления Ясли, поэтому к результатам по этим скоплениям следует относиться с некоторой осторожно

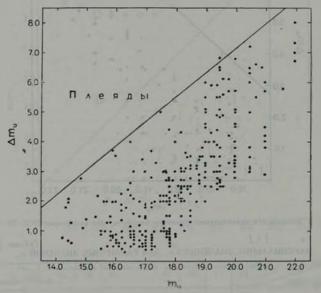
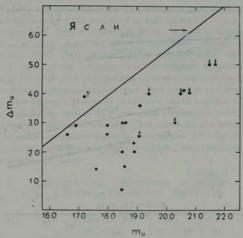


Рис. 3. Зависимость максимильных амплитул 1m, от m, для скоплония Пленд.

стью. В среднем во всех четырех агрегатах наблюдается некоторое уменьшение абсолютной яркости максимальной вспышки с уменьшением абсолютной яркости вспыхивающей звезды, т. е. с уменьшением массы звезды. При втом несколько уменьшается и абсолютная яркость максимальной вспыш-Чем массивнее звезды, тем энергетичнее их вепышки с мажсимальной амплитулой.



ампантуд 1т., от п., дая спопления Ясая. **МОВСИМОЛЬНЫХ**

Аналогичная зависимость быля найдена ранее для звезд в окрестности Солнца [32] и ассопнации Ориона [33], однако для скопления Плеяд такая зависимость в работе [33] не была обнаружена. Из табл. 2 следует. что в случае ассоциаций Орнона и NGC 7000 абсолютная максимальная светимость вспышек очень мало меняется в днапазоне абсолютных светимостей равном 6-7 звездным величинам. Что касается скоплений Плеяд н Ясель, то эдесь наблюдается заметное изменение абсолютной спетимости полышей с изменением светимости звезды (оис. 5).

Особенно это заметно начиная с абсолютных светимостей М. = 12", что соответствует в скоплении Плеяд и Ясель звездам типа М.

Исходя из сказанного можно думать, что у звезд типа М наменение абсолютной величины вспышки со светимостью происходит быстрее, чем у знеза спектральных типов G-K

3. Зависимость параметров, характеризующих распределение вспышек на диаграмме Ати - ти от возраста скопления. Как видно из диаграмм ∆m_н — m_н (рис. 1—4), величины вспышек для каждого скопления ограничены прямой, которая проведена на каждой диаграмме и которая дает представление о распределении максимальных значений амплитуд для звезд различных светимостей.

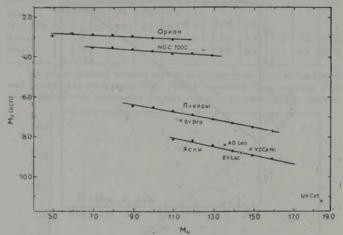


Рис. 5. Зависимость максимальных абсолютных светимостей вспышен Мивел от абсолютимх светимостей звеза в агрегатах Орнона, NGC 7000, Плева и Ясель и звеза в окрегимости Солица.

Рассмотрим параметры, характеризующие эту прямую для скоплений разных возрастов. Представим уравнение этих прямых в виде $\Delta m_u = k \, (m_u - m_{u0})$, где k—угловой ковффициент, m_{u0} — значение m_u , при котором $\Delta m_u = 0$, т. е. точка пересечения с осью абсцисс. В табл. 3 приведены значения параметров m_{u0} и k для различных скоплений.

				Таблица З
Скопаения	m _u 0	Muo	k	Sp
Орион	10 ^m 7	2**6	0.96	G5
NGC 7000	12.0	3.1	0.91	G6-G8
Пасиды	11.3	5.8	0 82	G8
REAM	13.0	7.1	0.78	K1-K2

Как видно из табл. 3, параметры $m_{\rm eff}$ и k изменяются с возрастомскоплений.

В табл. 3 приводятся также абсолютные светимости звезд Мио пристетвующие им спектральные классы. Для ассоциации Орнона и скопления Плеяд [21] эти значения были определены из диаграмм, представляюших зависимости амплитуды вспышки от спектрального класса. Что касается ассоциации NGC 7000 и скопления Ясель, то относительно вспыхиваюэтих агрегатах нет достаточных данных о спектрах. Относительно NGC 7000 можно лишь предполагать, что спектралькласс на границе между вспыхивающими и невспыхивающими: будет между G6-G8. Для определения спектральных классов авеад скопления Ясель можно использовать тот факт, что по мере увеличения возраста скопления уменьшается рассеяние скопления около главной последовательпости. Следовательно, можно по нормальной светимости звезды определить соответствующий спектральный класс. Используя данные табл. 1, для скопления Ясли можно построить искомую зависимость АШ-Sp. В табл. 4 приводятся величины вспышек для звезд различных спектральных классов для трех скоплений.

Таблица 4 МАКСИМАЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ДЛЯ ЗВЕЗД РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬных классов KO K3 K5 MI M7 CROSS-Асния 3 0 5"0 8"4 2.5 3.8 6.1 Пленды HEAH (2.0)(3.8) (5.0) (7.4)

4. Возможность относительного определения возраста отдельных вепычивающих звезд. Возрасты звезд в окрестности Солнца. Полученные на основе наблюдательных данных значения k для различных скоплений, для которых известен возраст, позволяет найти зависимость k от возраста скоплений, в которых пронаблюдено большое количество вспыхивающих звезд. Для этого по значениям k для ассоциации Ориона и скоплений Плеяд и Ясли были построены зависимости k от $\lg T$ (рис. 6). Теперь, имея из табл. 3 значение k для ассоциации NGC 7000, можно определить ее возраст. Он оказался равным 2.10° лет, что хорошо согласуется с наличием в этом агрегате звезд типа T Тельца.

Возраст отдельных вспыхивающих звезд также можно определить, если пронаблюдено большое количество вспышек, позволяющих определить величину $M_{\rm acn}$ (для максимальной вспышки). Для этого по данным табл. 2 были построены зависимости между $M_{\rm aco}$ и Γ для различных $M_{\rm u}$ для ассоциации Орнона и скоплений Плеяд и Ясель (рис. 6). Зная $M_{\rm u}$ для максимальной вспышки легко определить из этой зависимости возраст звезды. По значениям $M_{\rm u}$ для различных $M_{\rm u}$ можно определить и возраст скоплений, но в этом случае необходимо знать расстояние до скопления.

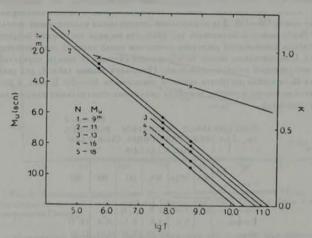


Рис. 6. Зависимость величины k от $\lg T$ и зависимость максимальной абсолютной светимости всиышек $M_{u,\text{new}}$ от $\lg T$.

Благодаря большому количеству зарегистрированных вспышех (n=96), можно оценить нозраст вспыхивающей звезды H11 2411—члена скопления Гнад. Ее возраст оценивается равным 1.1-10° лет. Возраст вспыхивающей ВЗП 18, проектирующейся на скопление Плеяд (n=43), получается равным 2.5-10° лет.

Этот же метод позволяет оценить возраст вспыхивающих звезд в окрестности Солица. Последнее представляет интерес для решения вопроса, имеют ли вспыхивающие звезды в окрестности Солица общее происхождение. В табл. 5 приводятся значения \mathbf{M}_{ecn} для звезд в окрестности Солица, для хоторых имеется большое количество электрофотометрических наблюдений.

На рис. 5 приводятся зависимости Мися от Ми для атих звезд. В последнем столбце табл. 5 приводятся определенные вышеналоженным методом возрасты наиболее изученных вспыхивающих звезд в окрестности

Таблица 5

Энезды	P6	Jus"	M _u	Marin	T (sem)
BY Dra	10"7	4"3	11.4	7-1	1.1-10*
AD Leo	12.0	5.2	13.6	8.4	4.8:101
EV Lac	12.9	5.6	14.4	8.8	5.6 101
YZ CMi	13.8	6.3	14.9	8.6	3.5 101
UV Cet	15.6	7.4	18.5	11.2	4.5 (10)

Солнца. Возраст звезды UV Cet оказался на порядок больше остальных. Возраст остальных звезд также имеет разброс больший, чем можно ожидать для членов одного скопления. Если послположить, что эти звезды часны одного скопления, то для них k=0.66 и возоаст получается оавным 3-1010 1cT/

Інорананская астрофизическая обсерваторыя

DEPENDENCE OF ABSOLUTE MAGNITUDES (ENERGIES) OF FLARES ON THE CLUSTER'S AGE CONTAINING FLARE STARS

F S PARSAMIAN

The relation between Amu and mu for aggregates of Orion, NGC 7000, Pleiades and Preasepe are given. The maximal absolute magnitudes of flares for the stars of different luminosities are calculated by the formula $M_1 = 2.5 \lg (10^{-0.1 M_{\odot}} - 10^{-0.4 M})$ (Table 2). It is shown that the value of flares can be limited by the straight lines, which render an idea about the distribution of maximal value of amplitudes of flares in the stars of different luminosities. The parameters k and m., which characterize those straight lines for the aggregates of Orion, NGC 7000. Plejades and Preasene and their dependence on age are given From the relation between k (the angular coefficient) and lg T for the aggregates with known T the age of the aggregates is possible to define, if a good number of flare stars are observed in them (fig. 5). From a relation between M. and Ig T (Fig. 6) for the aggregates of Orion, Pleiades and Preasepe the age of individual flare stars is possible to evaluate if a good number of flares are known in them. Thus the ages of some flare stars of solar vicinity are defined (table 5). It is shown, that UV Cet is older than other stars by about one order.

AHTEPATYPA

- G. Haro, Stars and Stellar Systems, 7, ed. B. C. Middlehurat and L. H. Aller, University of Chicago Press, 1968, p. 141.
- 2. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 31, 23, 1969.
- 3. E. Parsantan, E. Chautro, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 31, 35, 1969.
- 4. G. Haro, E. Chautra, Bol. Ohs. Tonantzintla, 5, 34, 23, 1970.
- 5. G. Haro, E. Chavira, Bol. Ohs. Tonantzintla, 5, 34, 181, 1970.
- 5. G. Haro, G. Gonzalez, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 34, 191, 1970.
- 7. G. Haro. G. Gonzalez, Bol. Obs. Tanantzintia, 6, 38, 149, 1972.
- 8. G. Haro, E. Chautra, G. Gonzalez, Bol. Inst. Tonantzintla, 1, 1, 3, 1973.
- 9. G. Horo, E. Chavira, Bol. Int. Tonantzintia, 1, 1, 17, 1973.
- 10. L. Rosino, Contr. Obs. Asiago, No. 189, 1966.
- 11. L. Rosino, L. Pigatto, Contr. Obs. Asiago, No. 231, 1969.
- 12. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Obs. Asiago, No. 246, 1971.
- 13. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Ohs. Asiago, No. 266, 1971.
- 14. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Obs. Asiago, No. 273, 1973.
- 15. L. Pigatto, IBVS, No. 775, 1973.
- 16. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Obs. Asiago, No. 295, 1974.
- В. А. Амбарцумин, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамин, О. С. Чавушин, Л. К. Ервстова, Астрофизика 6, 7, 1970.
- В. А. Амбарцумин, Л. В. Мирголи. Э. С. Парсамин, О. С. Чавушин, Л. К. Ервегова, Асторфизика. 7. 319. 1971.
- В. А. Амбаруумян, Л. В. Мирволн, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушин, Л. К. Ерастова,
 Э. С. Казарян, Г. Б. Озанян, Астрофизика, 8, 485, 1972.
- В. А. Амбарцумян, А. В. Мираоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастова,
 Э. С. Козарян, Г. Б. Озанян, И. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
- 21. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюрананской обс., 44, 3, 1972.
- 22. Э. С. Парсанян. Сообщ Бюрананской обс., 46, 3, 1975.
- 23 Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюраканской обс.. (в печаты).
- 24. L. K. Erustova, M. K. Tsvetkov, IBVS, No. 909, 1974.
- 25. M. K. Tsvetkov, H. S. Chavashian, K. P. Tsvetkova, IBVS, No. 938, 1974.
- 26. M. K. Tsvetkov, L. K. Erastova, K. P. Tsvetkova, IBVS, No. 1002, 1975.
- 27. I. Jankovich, IBVS, No. 839, 1973.
- 28. И. Янкович, Кандидатская диссертация, Ереван, 1974.
- 29. L. G. Bulaza, R. A. Vardanian, IBVS, No. 493, 1970.
- 30. L. G. Baluza, M. Kun, G. Szecsenjt-Nagy, 18VS, No. 803, 1973.
- 31. W. Gotz, IBVS, No. 771, 1973.
- 32. Р. Е. Гершберт П. Ф. Чутайнов, Или. Кр.АО. 40, 7, 1969.
- 33. B. H. Kpacnobabyen, P. E. Гершверг, Изв. КрАО, 53, 154, 1975.

АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

ЧАСТОТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЛИНЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. ИВАНОВ, А. Б. ШНЕГІВАГІС Поступила 19 июня 1975

Исследуется наменение спектрального состава первоначально строго монохроматического назучения в ходе миногократими рассенийи. С ростом числа рассенийй, испытаними фотоком, информация о его первоначальной частоте замывается (частотная релаксация). Показано, что частотная релаксация, тесно связанная с релаксацией распределения скоростей возбужденных атомов и максвелловскому, происходит очень быстро. Этим объясилется высокая точность приближения полного перераспределения по частотам, широко используемого в теории образования спектральных линий.

- 1. Численные эксперименты показывают (см., в частности [1—3]), что в задачах о переносе линейчатого излучения предположение о полном перераспределении по частотам (ППЧ) является разумным приближением и тогда, когда между частотами фотома до и после рассеяния есть корреляция. В настоящей заметке показывается, что причиной этого является существование частотной релаксации, состоящей в том, что хотя при каждом рассеянии корреляция и существует, за несколько рассеяний она практически полностью замывается. Частотная релаксация, как оказывается, прочислодит очень быстро, в чем и состоит причина высокой точности и широкой области применимости приближения ППЧ.
- 2. Изменение спектрального состава излучения в пределах линии в ходе рассеяний обусловлено двумя факторами: во-первых, пространственными градиентами ингенсивности (из-за влияния границ и неоднородности в распределении первичных источников в среде) и, во-вторых, собственно процессом частотной релаксации. Чтобы изучить релаксацию по частоте в чистом виде, нужно рассмотреть вволюцию при последовательных рассеяниях спектрального состава однородного и изотропного поля излучения в бескомечной среде.

Пусть $R_n(x, x_0)dx$ — вероятность того, что фотон, имевший первоначально (в полете) частоту x_0 , после n актов рассеяния в бесконечной однородной среде экажется переизлученным в интерявле частот (x, x+dx). Нормировка R_n :

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_n(x, x_0) dx = 1.$$
 (1)

Корреляция частот фотона до и после единичного акта взаимодействия с веществом определяется функцией R_i . Ее явный вид обусловлен многими деталями процесса рассеяния (ролью столкновений, отношением естественной ширины линии к доплеровской и т. п.), и повтому в различных случаях жазывается разным [4, 5]. Впрочем, пока для нас конкрегный вид R_i несущественен.

Очевидно, что

$$R_{n}(x, x_{0}) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{n-n}(x, x') R_{m}(x', x_{0}) dx', \quad m \leq n,$$
 (2)

поскольку многократное рассеяние — марковский процесс. С увеличением числа рассеяний информация о начальной частоте фотона постепенно замывается, так что зависимость от x_n в $R_n(x_n, x_n)$ при $n \to \infty$ должна исчезать. Устремляя в (2) одновременно $n \to \infty$ и $m \to \infty$ и учитывая (1), получаем

$$R_n(x, x_0) - A_2(x), \quad n \to \infty,$$
 (3)

где $\alpha(x)$ — некоторая пока неизвестная функция с вытехающей из (1) нормировкой

$$A\int_{-\infty}^{\infty} z(x) dx = 1.$$
 (4)

В рассматриваемой задаче фигурирует единственная имеющая непосредственный физический смысл функция одной частотной переменной — ко-эффициент поглощения в линии. Следует ожидать, что им и будет поэтому функция $\alpha(x)$.

Приближение ППЧ состоит в том, что R_1 берется равным $R_1(x, x_n) = -R_-(x, x_n) = A\alpha(x)$, τ , ϵ , принимается, что для того, чтобы информация о первоначальной частоте фотома полностью исчезла, достаточно одного рассевния. Понятно, что точность и область применимости атого приближения должны определяться скоростью сходимости R_n при $n \to \infty$ к своему пределу R_n .

Более формальный вывод (3) можно дать, исходя из уравнения переноса

$$\omega \nabla I(\mathbf{r}, \ \omega, \ \mathbf{x}) = -\sigma(\mathbf{x}) I(\mathbf{r}, \ \omega, \ \mathbf{x}) +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \int d\omega' \int \mathbf{r}(\mathbf{x}', \ \mathbf{x}; \ \omega \omega') I(\mathbf{r}, \ \omega', \ \mathbf{x}') d\mathbf{x}' + I_0(\mathbf{r}, \ \omega, \ \mathbf{x}),$$
(5)

 $r_Ae\ I(r, \omega, x)$ — интенсивность излучения в точке r в направлении ω на частоте $x,\ r(x',x;\omega\omega')$ — функция перераспределения фотонов по частотам и направлениям, $I = a \lambda b \delta e \chi 0$ однократного рассеяния, $I_0(r,\omega,x)$ — интенсинность прямого излучения первичных источников. Если расстояния измеряются в длинах свободного пробега фотона центральной частоты линии (x=0), то z(x) есть профиль коэффициента поглощения в линии с нормиронкой z(0)=1. В интересующем нас однородном и изотропном поле излучения интенсивность не зависит от r и ω . Если ее при $I_0=\delta(x-x_0)$ обозначить через $I(x,x_0)$, то (5) примет нид

$$\sigma(x) I(x, x_0) = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x) I(x', x_0) dx' + \lambda(x - x_0), \qquad (6)$$

FRE

$$r(x_0, x) = \frac{1}{4\pi} \int_{x_0}^{x_0} r(x_0, x; \omega \omega_0) d\omega_0, \tag{7}$$

причем

$$\int_{0}^{\infty} r(x_0, x) dx = a(x_0). \tag{8}$$

Представим / в виде разложения

$$I(x, x_0) = \sum_{n=0}^{\infty} I_n(x, x_0),$$
 (9)

п-ый член которого дает вклад в интенсивность за счет л-кратно рассеянных фотонов. Подстановка (9) в (6) дает

$$\alpha(x) I_n(x, x_0) = \int r(x', x) I_{n-1}(x', x_0) dx'.$$
 (10)

Величина $I_n(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ с точностью до постоянного множителя есть вероятность обнаружить в чисто рассенвающей среде среди n-кратно рассеянных фотонов фотон с частотой $(\mathbf{x}, \mathbf{x}+d\mathbf{x})$. Так как время, проводимое таким фотоном в пути между рассеяннями, пропорционально 1/2 (\mathbf{x}) , то $I_n(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ должно зависеть от \mathbf{x} как $R_n(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)/2$ (\mathbf{x}) , так что $\mathbf{x}(\mathbf{x})/2$ (\mathbf{x}) , $\mathbf{x}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ весем \mathbf{x} , получаем $C_n(\mathbf{x}_0) = C_{n-1}(\mathbf{x}_0)$, так что $C_n(\mathbf{x}_0)$ от n не зависит. При n=0 мы имеем $I_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = a(\mathbf{x}_0)$, $a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = a(\mathbf{x}_0)$, и из условия нормировки (1) таким же образом находим $C_0(\mathbf{x}_0) = a(\mathbf{x}_0)$, так что окончательно

$$z(x) I_n(x, x_0) = z(x_0) R_n(x, x_0).$$
 (11)

Подстановка (11) в (10) дает

$$R_{n}(x, x_{0}) = \int_{0}^{\infty} r(x', x) R_{n-1}(x', x_{0}) \frac{dx}{(x')}.$$
 (12)

При n = 1 отсюда следует, что

$$R_1(x_1, x_0) = r(x_0, x)/x(x_0), \tag{13}$$

и поэтому (12) можно переписать также в виде

$$R_n(x, x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} R_1(x, x) R_{n-1}(x', x_0) dx'.$$
 (14)

Мы пришли, таким образом, к соотношению (2) с m=1.

Как известно (см., например, [5—6]), функция перераспределения симметрична: $r(x_0, x) = r(x, x_0)$, что с учетом (13) дает $\#(x_0) R_1(x, x_0) = 2(x) R_1(x_0, x)$. Интегрируя это равенство по псем x_0 и учитывая (1), получаем

$$\alpha(x) = \int_{-\infty}^{\infty} R_1(x, x_0) \alpha(x_0) dx_0.$$
 (15)

Формула (15) показывает, что существует стационарное распределение фотонов по частотам, не меняющееся при рассеяниях. С точностью до постоянного множителя оно дается функцией $\alpha(x)$. Соглаено общим свойствам марковских процессов можно утверждать, что функция $R_n(x, x_0)$ должна тогда при $n \to \infty$ становиться пропорциональной $\alpha(x)$, т. е. должно выполняться (3).

4. Существование описываемой (3) частотной релаксации не зависит $_{01}$ вида R_{i} , однако для оценки ее скорости конкретизация формы R_{i} необходима.

Рассмотрим случай, когда в системе покоя атома частота при рассеянии сохраняется, а естественной шириной линии можно пренебречь по сравнению с доплеровской. Если кроме того принять, что рассеяние изотропно (случай I—A по терминологии [5]), то

$$R_1(x, x_0) = e^{\int_{-1}^{2} \infty e^{-t^2} dt}, \quad |x| = \max(|x|, |x_0|). \quad (16)$$

Согласно [7].

$$R_1(x, x_0) = \pi^{-1/2} \sum_{k=0}^{\infty} |2^{2k} (2k+1)!|^{-1} e^{-x^2} H_{2k}(x) H_{2k}(x_0), \tag{17}$$

где Н. (х) — полиномы Эрмита:

$$H_i(x) = (-1)^i e^{x^i} \frac{d^i}{dx^i} e^{-x^i}.$$

При таком R_1 для R_n легко получить разложение, обобщающее (17). Пользуясь ортогональностью полиномов Эрмита, из (2) находим

$$R_{n}(x, x_{0}) = \pi^{-1/2} \sum_{k=0}^{\infty} \left[2^{2k} (2k+1)^{n} (2k)! \right]^{-1} e^{-x} H_{2k}(x) H_{2k}(x_{0}), \quad (18)$$

и, в частности, в согласии с (3), $K_{-}(x, x_0) \rightarrow \pi^{-1/2} e^{-x}$ при $n \rightarrow \infty$

Приближение ППЧ в рассматриваемом случае эквивалентно отбрасыванию в (17) всех членов с k>0. Как видно из (18), с ростом n вклад членов с k>0. Убывает очень быстро (экспоненциально по n). Наглядное представление о скорости описываемого (18) процесса частотной релаксации дает рис. 1. На нем показано изменение $R_n(x,x_a)$ с ростом n для трех значений x (указанных у кривых) и $x_a=0$ и 1. На рис. 2—4 приведены графики $R_n(x,x_a)$ в функции х для трех значений $x_a(x_a=0;1$ и 2). При n>2 для $x_a=0$ и 1 и при n>3 для $x_a=2$ в масштабе рисунков кривые R_n практически слеваются с предельной кривой — соответствующей $n=\infty$.

Из рис. 2—4 видно, что в пределах доплеровского ядра линии частотная релаксации успевает сработать всего за два-три рассеяния. Поэтому когда размеры области, занятой газом, превосходят несколько длин пробега фотона центра линии, приближение ППЧ должно давать хорошую точ-

ность. Так как частотная релаксация происходит столь быстро, точность можно существенно повысить, если решение уравнения переноса, полученное в приближении ППЧ, один раз проитерировать с использованием «точ-

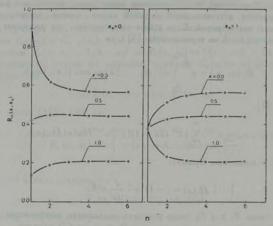
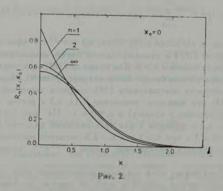
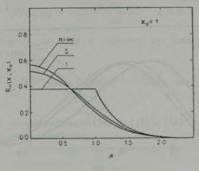


Рис. 1.



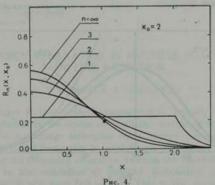
ной» функции перераспределения (16) — факт, обнаруженный эмпирически в численных экспериментах [3].

При нулевой естественной ширине линии частота фотона одвозначно определяется проекцией скорости излучившего его атома на луч зремия.

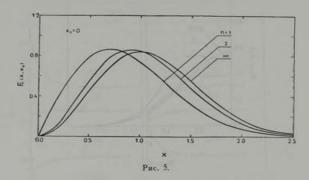


Pac. 3.

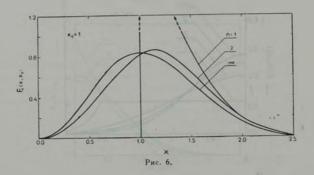
ет означает поэтому, что распределение скоро-Стремление R. к стей тех атомов, которые возбуждены п-кратно рассеянными фотонами, а



ростом п приближается к максвелловскому. У атомов, возбужденных первичным строго монохроматическим излучением частоты жее оно совершению не похоже на максвелловское — атомов со скоростями $v = v_{th} \mid x_0 \mid$, где v_{th} тепловая скорость, нет вовсе, и т. п. (подробнее см. [6], § 1.5). Рассмотрим релаксацию распределения скоростей возбужденных атомов немного подробнее.



Функция $R_n(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ есть функция распределения проекций на произвольную ось скоростей атомов, которые возбуждены фотонами, испытавшими n-1 рассеяние (скорости \mathbf{x} измеряются в единицах тепловой скорости.



л.— безразмерная частота излучения, первично возбудившего атомы). Обозначим через $F_n(x, x_0)$ функцию распределения абсолютных значений скорости таких атомов. Связь между функцией распределения $R_n(x, x_0)$ проекции случайно ориентированного вехтора скорости атомов с функцией

распределения $I_n(x, x_0)$ длины этого вектора двется следующим общим соотношением ([8], гл. I. § 10):

$$F_n(x, x_0) = -2x \frac{dR_n(x, x_0)}{dx}, \quad x > 0.$$
 (19)

 $\prod_{0 \neq 0 \neq 1}$ ставляя сюда R_n из (18) и учитывая, что $2xH_n(x) - H_n(x) = H_{n+1}(x)$, получаем

$$F_n(x, x_0) = \pi^{-1/2} \sum_{k} \left[2^{2k-1} \left(2k - 1 \right)^n (2k)! \right]^{-1} e^{-x^n} x H_{2k+1}(x) H_{2k}(x_0), \qquad (20)$$

$$x \ge 0.$$

Для F, наряду с разложением вида (20) на (19) и (16) легко получить также следующее явное выражение:

$$F_1(x, x_0) = \begin{cases} 0, & x < |x_0|, \\ 2xe^{x_0^2 - x^2}, & x > |x_0|. \end{cases}$$
 (21)

Результаты расчетов F_a иллюстрируются рис. 5 и 6. Видно, как с ростом л распределение скоростей возбужденных атомов быстро релаксирует к максвелловскому.

.\-нниградский государственный умиверситет

FREQUENCY RELAXATION IN MULTIPLE SCATTERING OF LINE RADIATION

V. V. IVANOV, A. B. SCHNEEWEIS

The changes of the spectral composition of initially exactly monochromatic radiation in the course of multiple scattering are studied. As the number of scatterings undergone by a photon increases, the information on its initial frequency is washed out (frequency relaxation). It is shown that the frequency relaxation towards the Maxwellian is intimately related to the relaxation of velocity distribution of that of the excited atoms. It is a very fast process. This is the reason of the high accuracy of approximation of complete frequency redistribution widely used in the theory of spectral line formation.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
- 2. A. G. Hearn, Proc. Phys. Soc., 84, 11, 1964.
- 3. D. G. Hummer, M. N., 145, 95, 1969.
- 4. J. T. Jefferies. Spectral Line Formation, Blaisdell Publ. Co., Waltham, Mass., 1968.
- 5. D. G. Hummer, M. N., 125, 21, 1962.
- 6. В. И. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969
- 7. W. Unno, Ap. J., 129, 388, 1959.
- 8. В Феллер, Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т. II, Мир. М., 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫГІУСК 2

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ. І

В В. ИВАНОВ

Песледуется ноле налучения в анизотронно рассенняющей бесконечной однородного однорере с плоским мономаправленным источником. Изучена угловая зависимость интенцивности диффузиого излучения в плоскости источника. Получено онтегральное уравносите полнольноше полнольноше находить взу интенсивность без определения поля излучения однагатующих. Если индикатриса рассеяния разложена по полиномам Лежандра, возможно разлечение угловых переменных. Появляющиеся при этом вспомогательные функция голька данамизами функции Амбарцумяна π^{m} (1). Для этих функций получена система лицениму интегральных уравнений — аналог известной нелинейной системы для функции досмотрен случай изотропного рассевния, для вотрого решение доведено до числа.

Внедение. Существуют всего две геометрии, для которых точное решение уравнения переноса излучения можно получить в замкнутом виде,— бесконечная и плоская полубесконечная среды. Уже для следующен по слежности геометрии — плоского слоя конечной толщины т. — приходится девельствоваться асимптотиками решении при больших т.

Ввиду их важного прикладного значения, в частности в астрофизике и геофизике, задачи о многократиом рассеянии света в полубесконечных средах были исследованы весьма детально (в качестве стандартного литературного источника мы будем пользоваться педавней книгой В. В. Соболеци [1]). Бесконечным средам уделяли гораздо меньше внимания, хотя можно было бы думать, что они будут изучены в первую очередь, так как являются более простым объектом. Причина такого положения, по-видимому, птом, что на первый взгляд бесконечная среда кажется моделью, слишком далекой от какого-либо представляющего практический интерес объекта. Впрочем, здесь нужия одна оговорка простейший случай интерес объекта. Впрочем, здесь нужия одна оговорка простейший случай интерес объекта. Впрочем, здесь нужия одна оговорка простейший случай интерес объекта.

Цель настоящей работы состоит в систематическом изучении анизотропного многократного рассеяния света в однородных бесконечных средах на основе «классического» подхода (а не метода Кейза), т. е. в построенич для бесконечных сред теории того типа, какая для полубесконечных сред дается в [1], а также в изучении связей между решениями уравнения переноса для бесконечной и полубесконечной сред.

Изложение ведется на физическом уровне строгости: вопросы, связанные со сходимостью рядов, законностью их почленного интегрирования и т. п., не обсуждаются.

Функция Грина. Основные уравнения, Функцией Грина G уравнения переноса в бесконечной однородной среде служит интенсивность налучения в такой среде с плоским мононаправленным источником. Уравнение для G имеет вид

$$\begin{split} \mu\frac{\partial}{\partial z}\,G\left(z,\;\mu,\;\mu_{0};\;\varphi-\varphi_{0}\right) &= -\,G\left(z,\;\mu,\;\mu_{0};\;\varphi-\varphi_{0}\right) + \\ &+ \frac{\lambda}{4\pi}\int\limits_{z}^{2\pi}d\varphi'\int\limits_{-z}^{1}x\left(z'\right)\,G\left(z,\;\mu',\;\mu_{0};\;\varphi'-\varphi_{0}\right)\,d\mu' + 2\pi\delta\left(\mu-\mu_{0}\right)\delta\left(\varphi-\varphi_{0}\right)\delta\left(z\right). \end{split} \tag{1}$$

причем

$$G(z, p, p_0; z - z_0) = 0, z - \pm \infty.$$
 (2)

Здесь z— оптическое расстояние от источника, $\mu=\omega n$, где $\omega=e$ диничный вектор и направлении распространения излучения, n— нормаль к слоям, направленная в сторону роста z, $\mu_0=\omega_0 n$, где ω_0 — единичный вектор направления, в котором излучает источник, z и z_0 — азимуты направлений ω и ω_0 , z— вероятность выживания фотона при рассеянии, x(z)— индикатриса рассеяния, z— угол рассеяния, z0 — вероятность выживания фотона при рассеянии, z0 — индикатриса рассеяния, z1 — угол рассеяния, соз z2 — z3 — вероятность выживания фотона при рассеянии, z3 — угол рассеяния, z4 — угол рассеяния, z5 — от z6 — от z6 — от z7 — угол рассеяния, z8 — от z8 — от z9 — от

В функции Грина G полезно отделить прямое излучение от диффузмого. Положим

$$p_0G(\tau, \mu, \mu_0; \tau - \tau_0) = 2\pi\delta(\mu - \mu_0)\delta(\tau - \tau_0)e^{-\frac{\tau}{2\tau_0}}\theta(\tau) + 2I(\tau, \mu, \mu_0; \tau - \tau_0),$$
(3)

где ϑ (т) — единичная функция скачка: ϑ (т) = 0, τ = 0, ϑ (т) = 1, τ >0. Аля интенсивности диффузного излучения / подстановкой (3) в (1)—(2) получаем

$$\mu = \frac{\partial}{\partial z_0} I(z, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = -I(z, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) + B(z, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0), \quad (4)$$

$$/(\tau, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) \rightarrow 0, \quad \tau \rightarrow \pm \infty, \tag{5}$$

 $_{\text{где}}$ через B обозначена функция источников уравнения для функции Γ рина.

$$B(\tau, \mu, \mu_0; \tau - \tau_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{1} x(\gamma') I(\tau, \mu', \mu_0; \tau' - \tau_0) d\mu' + \frac{i}{4} x(\gamma) e^{-i\pi} (\tau).$$
(6)

Здесь 7 — угол между ω и ω_i , так что $\cos \gamma = m\omega_{\alpha^+}$

$$x(\gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} x_n P_n(\cos \gamma). \tag{7}$$

Воспользовавшись теоремой сложения сферических функций

$$P_{n}(\cos \gamma) = \sum_{n} \frac{(n-m)!}{(n-m)!} P_{n}^{m}(\mu) P_{n}^{m}(\mu_{0}) e^{imx} , \qquad (8)$$

 $r_{A^{n}} P_{a}^{m}(p)$ — присоединенные функции Лежандра, эместо (7) будем иметь

$$x\left(\gamma\right) = \sum_{n=0}^{\infty} p^{n}\left(\mu_{n} \mid \mu_{n}\right) e^{-im\left(\varphi - q_{n}\right)},\tag{9}$$

FAC

$$p^{m}(\mu, \mu_{0}) = \sum_{n=1, m} c_{n}^{m} P^{m}(\mu) P^{m}(\mu_{0}), \tag{10}$$

$$c_n^m = x_n \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$
 (11)

Представим I и В в виде фурье-разложений по азимуту

$$I(z, \mu, \mu_0; \tau - \tau_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I^n(z, \mu, \mu_0) e^{-in(z-\mu_0)},$$
 (12)

$$B(z, \mu_1, \mu_0; z - z_0) = \sum_{n=0}^{\infty} B^n(z, \mu_1, \mu_0) e^{-in(z-\mu_0)}$$
 (13)

С помощью (9) из уравнения переноса (4) получаем тогда независимые уравнения для отдельных азимутальных гармоник интенсивности:

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I^m(\tau, \mu, \mu_0) = -I^m(\tau, \mu, \nu_0) + B^m(\tau, \tau, \mu_0),$$
 (14)

$$B^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = \frac{1}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu, \mu') I^{m}(\tau, \mu', \mu_{0}) d\mu' + \frac{1}{4} p^{m}(\mu, \mu_{0}) e^{-i\theta} I(\tau), (15)$$

а (5) дает

$$I^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = 0, \quad \tau = \pm \infty.$$
 (16)

Согласно (10), $p^{-m}(\mathfrak{p},\,\mathfrak{p}_n)=p^m\,(\mathfrak{p},\,\mathfrak{p}_n)$, и поэтому I^m и B^m также четны по m: $I^{-m}=I^m,\,\,B^{-m}=B^m$.

Формальное решение (14) при условии (16) имеет вид

$$I^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = \int_{0}^{\infty} (\tau, \mu, \mu_{0}) e^{\frac{-i\tau}{\mu_{0}}} d\tau, \qquad \mu > 0,$$

$$I^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = \int_{3}^{\infty} B^{m}(\tau', \mu, \mu_{0}) e^{\frac{-i\tau}{\mu_{0}}}, \qquad \mu < 0.$$
(17)

Подстановка его в (15) приводит к основному для дальнейшего интетральному уравнению для В":

$$B^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = \frac{1}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu} \int_{0}^{1} B^{m}(\tau', \mu', \mu_{0}) e^{-it} d\tau' + \frac{1}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu, -\tau') \frac{d\mu'}{\mu} \int_{0}^{1} B^{m}(\tau', \mu_{0}) e^{-it} d\tau' + \frac{1}{4} p^{m}(\mu, \mu_{0}) e^{-it} \Pi(\tau).$$
(18)

Оно отличается от соответствующего уравнения для функции B^m задачи с диффузном отражении от полупространства (см. [1], гл. II. § 2, формуля (31)) нижним пределом интеграла по τ' в первом слагаемом справа (— ∞ вместо 0) и дополнительным множителем $\theta(\tau)$ в свободном члене.

Согласно (18), B^m при $\tau = 0$ терпит разрыл со скачком

$$B^{m}(+0, \mu, \mu_{0}) = B^{m}(-0, \mu, \mu_{0}) = \frac{\lambda}{4} p^{m}(\mu, \mu_{0}).$$
 (19)

Заметим, что I для $\mu = 0$ непрерывна при $\tau = 0$, однако ее производная, как следует из (14) и (19), имеет разрыв.

Вспомогательное соотношение. Исходя из интегрального уравнения (18) для B^m , можно получить соотношение, связывающее (θ, θ^n) B^m с B^m , которое лежит в основе ряда дальнейших рассмотрений. Это соогношение имеет прямой аналог в задаче о диффузиом отражении от полубесконечной среды и выводится сходиым с ним образом.

Дифференцируем (18) по т. В результате для $(\partial/\partial\tau) L^m$ получаем интегральное уравнение того же типа, что и исходное, с заменой свободного члена

Hā

$$-\frac{1}{\mu_0}\frac{\lambda}{4}\rho^{-}(\mu,\,\mu_0)e^{\frac{\lambda}{\mu_0}}\Pi(\tau)+\frac{\lambda}{4}\rho^{-}(\mu,\,\mu_0)\,\delta(\tau).$$

Это подсказывает представление (d/d^2) $B^{\prime\prime\prime}$ в форме

$$\frac{\partial}{\partial \tau}B^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = F^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) - \frac{1}{\mu_{0}}B^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) + \frac{\lambda}{4}p^{m}(\mu, \mu_{0})^{\frac{1}{2}}(\tau), \quad (20)$$

подстановка которой в интегральное ураянение для ($\partial \phi$:) B^m приводит к уравнению для F^m вида (18) со свободным членом

$$\frac{1}{2}\int_{0}^{1}p^{m}(\mu', \mu_{0})\frac{\lambda}{4}p^{m}(\mu, \mu')e^{-\frac{\lambda}{2}}b(\tau)\frac{d\mu'}{\mu'} + \frac{\lambda}{2}\int_{0}^{1}p^{m}(-\mu', \mu_{0})\frac{\lambda}{4}p^{m}(\mu, -\mu')e^{-\frac{\lambda}{2}}b(-\tau)\frac{d\mu'}{\mu'}.$$

Поскольку этот снободный член есть суперпозиция свободных членов уравнения (18) с разными μ_0 и уравнения линейны, заключаем, что F^m есть суперпозиция функций $B^m(\tau, \mu, \mu_0)$. Учитывая, что $p^m(\mu, -\mu') = p^m(-\mu, \mu')$ и принимая во внимание (20), приходим в результате к искомому соотношению

$$\frac{\partial}{\partial z} B^{m}(z, \mu, \mu_{0}) = -\frac{1}{\mu_{0}} B^{m}(z, \mu, \mu_{0}) +
+ \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu', \mu_{0}) B^{m}(z, \mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu'} +
+ \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(-\mu', \mu_{0}) B^{m}(-z, -\mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu'} +
+ \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu, \mu_{0}) \delta(z).$$
(21)

Соотношение (21) линейно, тогда как для полубесконечной среды соотношение той же природы, как хорошо известно, нелинейно ([1], гл. 11, § 2, формула (34)). Это различие приводит к тому, что практически все нелинейные формулы и соотношения, относящиеся к полубесконечным средам, имеют для бесконечных сред линейные аналоги.

Коэффициент огражения. Угловая зависимость интенсивности излучения при $\tau = 0$, τ . е. в плоскости источника, представляет особый интерес. Введем «коэффициент отражения» от бесконечной среды р, положив по определению, подобно тому как это делается для полубесконечной среды.

$$I(0, -\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = g(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) \mu_0, \tag{22}$$

и вналогично для каждой азимутальной гармоники:

$$I^{m}(0, -\mu, \mu_{0}) = p^{m}(\mu_{0}, \mu_{0})\mu_{0}.$$
 (23)

Для бесконечной среды «коэффициент отражения» отличен от нуля при всех μ , — $1 \le \mu \le 1$, тогда как для полубесконечной среды при $\mu < 0$ он тождественно равен нулю.

При µ=0 «ковффициент отражения» р испытывает скачок, причем

$$(\rho^{m}(+0, \mu_{0}) - \rho^{m}(-0, \mu_{0})) \mu_{0} = \frac{\kappa}{4} \rho^{m}(0, \mu_{0}). \tag{24}$$

Действительно, из (17) при т=0 находим

$$\rho^{m} (\pm \mu, \mu_{0}) \mu_{0} = \int_{0}^{\infty} B^{m} (-\tau, +\mu, \mu_{0}) e^{-\frac{\pi i \tau}{\mu}}, \quad \mu > 0.$$
 (25)

Поскольку

$$\frac{1}{u}e^{-\frac{u}{\mu}}\rightarrow\delta\left(+z\right),\quad \mu\rightarrow0,$$

из (25) переходом к пределу µ→0 получаем

$$\rho^{m}$$
 (\pm 0, μ_{0}) $\mu_{0} = B^{m}$ (\pm 0, \mp 0, μ_{0}). (26)

что вместе с (19) и дает (24).

Величины рм удовлетворяют следующим соотношениям симметрии:

$$\rho^{m}(-\mu, -\mu') = \rho^{m}(\mu, \mu'),$$
 (27)

$$\rho^{m}\left(\mu, -\mu'\right) = \rho^{m}\left(\mu', \mu\right). \tag{28}$$

Первое из них выражает инвариантность поля излучения при т≖0 относительно выбора положительного направления на оси т, а второе — принцип взаимности.

Как известно, для коэффициента отражения от полубесконечной среды можно получить интегральное уравнение, позволяющее находить его по известной индикатрисе рассеяния без предварительного определения полл излучения внутри среды. Также обстоит дело и в случае бысконечной среды. Уравнения, непосредственно определяющие ρ^m для бесконечной среды, имеют вид ($\mu > 0$)

$$(\mu + \mu_0) \, \rho^m (\mu, \, \mu_0) = \frac{1}{2} \, p^m (-\mu, \, \mu_0) +$$

$$-\mu \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} p^m (\mu', \, \mu_0) \, \rho^m (\mu, \, \mu') \, d\mu' + \mu_0 \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} p^m (\mu, \, \mu') \, \rho^m (\mu', \, \mu_0) \, d\mu',$$

$$(\mu - \mu_0) \, \rho^m (-\mu, \, \mu_0) =$$

$$= \mu \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} p^m (\mu', \, \mu_0) \, \rho^m (-\mu', \, \mu_0) \, d\mu'.$$
(30)

Чтобы получить (29), нужно, заменив в (21) μ на $-\mu$, умножить это соотношение на e^+ и, считая $\mu > 0$, проинтегрировать по τ от 0 до ∞ . Воспользовавшись (25) и тем, что согласно (15) и (22)

$$B^{m}(\pm 0, \mu, \mu_{0}) = \mu_{0} \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} p^{m}(\mu, \mu') \, r^{m}(-\mu', \mu_{0}) \, d\mu' + \frac{1}{4} p^{m}(\mu, \mu_{0}) \, \theta(\pm 0),$$
(31)

после небольших преобразований мы и придем к (29). Уравнение (30) получается из (21) умножением на e^{-1} и интегрированием по τ от $-\infty$ до 0. Отметим, что (31) позволяет переписать (29) и (30) также в форме

$$(\mu + \mu_0) e^{\mu} (\pm \mu_1, \mu_0) = B^{\mu} (-0, \pm \mu_0, \mu) \pm B^{\mu} (\pm 0, \pm \mu_1, \mu_0), \mu > 0.$$
 (32)

Уравнение (29) есть (линейный) аналог известного (нелинейного) уравнения для m-ой азимутальной гармоники коэффициента отражения от полубесконечной среды, имеющего вид ($\{1\}$, гл. $\{1\}$, $\{2\}$, формула ($\{3\}$))

$$(n + n_0)^{n} (\mu, \mu_0) = \frac{\lambda}{4} \rho^m (-\mu, \mu_0) +$$

$$+ \mu \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_{0}) z^{m}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{0}) d\mathbf{r}' + \mu_{0} \frac{1}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mathbf{p}, \mathbf{r}') z^{m}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_{0}) d\mathbf{r}' + (33)$$

+
$$\mu p_0 \lambda \int_0^1 p^m (p_1, \mu') d\mu' \int_0^1 p^m (\mu', - \mu'') p^m (\mu'', \mu_0) d\mu''$$
.

Основное отличие (29) от (33) состоит в отсутствии нелинейного слагаемого, в остальном структура этих уравнений одинакова.

 $\rho_{a3.10}$ жение коэффициента отражения. До сих пор мы не использовали того, что согласно (10) функция двух переменных $\rho^m(\mu, \mu_a)$ разлагается по функциям одной переменной. Это, как мы сейчас увидим, поэволяет разделить переменные μ и μ_a в $\rho^m(\mu, \mu_a)$, выразив эту функцию через некоторые вспомогательные величины, зависящие от одного аргумента.

Вводя разложение ри из (10) в (31), получаем

$$B^{m}(-0, n, \mu_{0}) = \frac{\lambda}{8} \sum_{m=1}^{\infty} c_{m} F_{m}(\mu) \left(z_{n}^{m}(\mu_{0}) \pm P_{n}^{m}(\mu_{0}) \right), \tag{34}$$

где обозначено

$$\varphi_{-}^{m}(\mu_{0}) = P_{-}^{m}(\mu_{0}) + 4\nu_{0} \int_{-1}^{1} P_{-}^{m}(-\mu') \, \rho^{m}(\mu', \, \mu_{0}) \, d\mu'. \tag{35}$$

Подстановка (34) в (32) дает (µ>0)

$$(\mu + \mu_0) \varphi^m (-\mu, \mu_1) = \frac{1}{8} \sum_{n=0}^{\infty} c^m (\pi_n^m (\mu) P^m (-\mu_0) \pm \varphi^m (\mu_0) P^m (-\mu)).$$
(36)

 $\Im \gamma \sigma$ и есть искомое разложение ρ^m по функциям одной переменной.

Вспомогательные функции $\tau_{m}^{m}(\mu)$ удовлетворяют следующей системе линейных интегральных уравнений, которая получается подстановкой вместо I^{m} под интегралом в (35) его разложения по функциям τ_{m}^{m} из (36):

$$\varphi_n^m(\mu) = P_n^m(\mu) +$$

$$+ \mu \dot{\nu} \sum_{l=|m|} c_l^{m} \int_{a_l}^{\frac{1}{4}} \frac{\varphi_l(\mu^*) f_{n_l}^{m}(\mu^*, \mu) - \varphi_l^{m}(\mu) f_{n_l}^{m}(\mu, \mu^*)}{\mu^*} P_n^{m}(\mu^*) d\mu^*, \tag{37}$$

где

$$f_{nl}^{m}(\mu^{i}, \mu) = \begin{cases} \mu' P_{l}^{m}(\mu), & n+l - \text{четно,} \\ \mu P_{l}^{m}(\mu), & n+l - \text{нечетно.} \end{cases}$$
(38)

Поскольку

$$P_n^{-m}(\mu) = (-1)^m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} F_n^m(\mu)$$
(39)

и $\rho^{-m} = \rho^{m}$, так как $I^{-m} = I^{m}$, то из (35) имеем

$$\varphi = (\mu) = (-1)^m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \varphi_n^m(\mu). \tag{40}$$

К функциям $\tau_{-}^m(\mu)$ можно придти и из других соображений. Пусть G^m-m -ая азимутальная гармоника функции Грина G. Согласно (3), при $\tau=0$ функции G и G^m терпят разрыв. Положим по определению

$$G^{m}(0, \mu, \mu_{0}) = \frac{1}{2} (G^{m}(-0, \mu, \mu_{0}) + G^{m}(+0, \mu, \mu_{0})).$$
 (41)

Тогда, как легко нидеть,

$$\mu_0 G^m(0, \mu_0, \mu_0) = \frac{1}{2} \sigma(\mu - \mu_0) + 2 \rho^m(-\mu_0, \mu_0) \mu_0.$$
 (42)

Рассматривая $\psi_0 G^m (0, \psi, \psi_0)$ как функцию ψ , разложим ее по системе ортогональных функций $P_n^-(\psi)$, $n=\lfloor m \rfloor$, $\lfloor m \rfloor + 1$,

$$\mu_0 G^m(0, \mu_1, \mu_0) = \sum_{m=1,m=1}^{\infty} \frac{I_m^m(\mu_n) P_n^m(\mu)}{I_m^m(\mu)}.$$
 (43)

Здесь

$$\gamma_n^m(\mu_0) = \frac{2n+1}{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \mu_0 \int_{-1}^{1} G^m(0, \mu_0, \mu_0) P_n^m(\mu) d\mu. \tag{44}$$

Подставляя (42) в (44), находим, что

$$\gamma_{n}^{m}(\mu_{0}) = \frac{2n+1}{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \gamma_{n}^{m}(\mu_{0}), \tag{45}$$

Таким образом, функция (p_0) с точностью до постоянного множителя есть ковффициент при n-ом члене разложения $p_0G^m(0, p_1, p_0)$ по функциям $P_n^m(p)$.

Полезно сопоставить найденное выше разложение $p_n^m(\mu, \mu_0)$ вида (36) с тем, которое получается, если исходить из (43). Ив (42), (43) и (45) находим, что при $\mu > 0$

$$\varphi^{m}(\mu, \mu_{0}) \mu_{0} = \frac{1}{8} \sum_{n=|m|}^{\infty} (2n-1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \varphi_{n}^{m}(\mu_{0}) P^{m}(-\mu). \tag{46}$$

Поменяем здесь местами μ и μ_0 и воспользуемся симметричностью $g^{\pm}(\mu,\,\mu_0)$. Складывая результат с (46) и используя обозначение (11), будем иметь ($\mu>0$)

$$(\mu + \mu_0) F^{-}(\mu, \mu_0) = \frac{1}{8} \sum_{n=1m^{\frac{1}{2}}}^{\infty} \frac{2n+1}{x_n} c_n^m(\varphi_n^m(\mu) P_n^m(-\mu_0) + \varphi_n^m(\mu_0) P_n^m(-\mu)).$$
(47)

Разложение $ho^m(\mu,\ \mu_0)$ при $\mu < 0$ получается аналогично и в комбинации с (47) дает ($\mu > 0$)

$$(\mu \pm \mu_0) \, \ell^m \, (\pm \mu_1, \mu_0) = \frac{1}{8} \, \sum_{n=[n]}^{\infty} \frac{2n+1}{x_n} \, c_n^m \, (\tau_n^m \, (\mu) \, P_n^m \, (\pm \mu_0) \pm \tau_n^m \, (\mu_0) P_n^m (\pm n)). \tag{48}$$

Справедливость (48) легко проверить подстановкой в правую часть вместо их выражений из (35), что приводит к тождеству. При преобразованиях следует воспользоваться разложением *H*-функции по присоединенным функциям Лежандра.

Сравнение (36) и (48) показывает, что общая структура втих рядов одна и та же. Однако ряд (48) сходится медленнее, чем (36) (так как $(2n+1)/|x_n| > 1$ при n > 1), и это различие очень важно. В частности, если $x_n = 0$ при n > N, то (48) и в этом случае содержит бесконечное число чле-

нов, тогда как ряд (36) обрывается. Иначе говоря, если в разложении индикатрисы по полиномам Лежандра имеется N+1 член, то согласно (36) функцию $\rho^m(\mu, \mu_0)$ можно выразить в замкнутой форме через первые $N-\|m\|+1$ коэффициентов ее разложения по функциям $P^m_*(\mu)$.

Изотролное рассеяние. При x(y) = 1 интенсивность диффузного излучения не зависит от азимута, так что остаются только члены с m = 0. Функ- $H(\mu)$ для этого частного случая будем обозначать $H(\mu)$ (эту функиню Н(и), относящуюся к полному пространству, не нужно путать с обычной полупространственной И-функцией). Происхождение обозначения слелующее. В дальнейшем (в статье III) будет показано, что для бесконечной среды, так же, как и для полубесконечной, при произвольной индикатрисе пассеяния функции = (и) при любом $n, n = |m|, |m| + 1, \dots$ выражаются черев одну функцию $H'''(\mu)$, играющую более фундаментальную роль. чем функции фт (ц). При изотропном рассеянии Ф (ц) совпадает с $H(\mu)$. Поэтому используя обозначение $H(\mu)$ вместо $\varphi_0^0(\mu)$, мы тем самым подчеркиваем, что никаких дальнейших упрощений, связанных с приведением к Н-функциям, не существует. Верхний индекс о для простоты записи будет везде опускаться, так что $H = H^{\circ}$, $\rho = \rho^{\circ}$ и т. д.

При изотропном рассеянии коэффициент отражения от бесконечной среды согласно (36) представляется в виде

$$p(\pm \mu, \mu_0) = \frac{1}{8} \frac{H(\mu) + H(\mu_0)}{\mu + \mu_0}, \quad \mu > 0, \tag{49}$$

где Н(µ) определяется интегральным уравнением

$$H(n) = 1 + i \pi \int_{0}^{1} \frac{\pi' H(n') - \pi H(n)}{\mu'^{2} - \mu^{2}} dn', \qquad (50)$$

являющимся частным случаем (37). Явное выражение для $H(\mu)$ см. ниже, формула (59).

Уравнение для функции источников при х(у) = 1 согласно (18) есть

$$B(\tau, \mu_0) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_3(|\tau - \tau'|) B(\tau', \mu_0) d\tau' + \frac{\lambda}{4} e^{\frac{-\lambda}{2} \eta_0} \eta(\tau), \qquad (51)$$

где

$$E_{\epsilon}(t) = \int_{0}^{1} e^{-\frac{t}{\mu}} \frac{d\mu}{\mu}.$$
 (52)

Его решение имеет вид

$$B(\tau, \mu_0) = \frac{\lambda}{4} \int_{0}^{\infty} \Phi(\tau - \tau') e^{-\frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\lambda}{4}}} d\tau' + \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\lambda}{4}} \theta(\tau), \tag{53}$$

где $\Phi(\tau)$ — резольвентная функция уравнения (51), т. е. стремящееся х нулю при $|\tau|$ — ∞ решение уравнения того же вида, что п (51), во со свободным членом $\lambda/2$ $E_{\tau}(|\tau|)$. Как известно (см., например, [2], гл. IV, § 15; [3], § 5.5)

$$\Phi(z) = 2kB^2e^{-k|z|} + \frac{\lambda}{2} \left(R(\mu) e^{-\frac{k|z|}{\mu}}, \right)$$
 (54)

1,10

$$B^{\circ} = \frac{1 - k^{\circ}}{2(k^{\circ} + \lambda - 1)}.$$
 (55)

$$R(\mu) = \left[\left(1 - \frac{\lambda}{2} \mu \ln \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \right)^2 + \left(\lambda \frac{\pi}{2} \mu \right)^2 \right]^{-1}$$
(56)

и 1/k — диффузионная длина.

Согласно (34) имеем

$$\frac{1}{A}H(\mu_0) = B(+0, \mu_0) + B(-0, \mu_0), \tag{57}$$

что пместе с (53) дает

$$H(\mu) = 1 + \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\tau') e^{\frac{-(\tau')}{2}} d\tau'. \tag{58}$$

Уравнение (50) для H-функции и формула (58) были наплены в работе В. В. Соболева [4], однако выражение (49) для коаффициента отражения $\rho(\mu, \mu_a)$ через $H(\mu)$, по-видимому, является новым. Впрочем, в упомчнутой только что статье [4] имсется очень близкий результат: через H-функцию выражена сумма $\rho(\mu, \mu_a) + \rho(-\mu, \mu_a)$ (в наших обозначениях: в [4] те же символы имеют другой смысл).

Вводя (54) в (58) и интегрируя, получаем $H(\mu)$ в виде

$$H(\mu) = 1 + 4kB^2 \frac{\mu}{1 + k\mu} + 2r(\mu),$$
 (59)

rge

$$r(\mu) = \mu \frac{1}{2} \int_{1}^{1} R(\mu') \frac{d\mu'}{\mu + \mu'}$$
 (60)

Значения функции $r(\mu)$, найденные по (60), даны в табл. 1. Там же приведены значения $H(\mu)$, полученные из (59). Рассматриваемая для всех $\mu \geqslant 0$, функция $H(\mu)$ монотонно возрастает от H(0)=1 до $H(\infty)=-(1-\lambda)^{-1}$. Легко также видеть, что

$$ik\int_{-1}^{1} pH(p) \frac{dp}{1 - k^2p^2} dp = 1.$$
 (61)

Это следует из (50) при µ = 1/k.

Когда λ близко к единице (точнее, при $\mu = \text{const} \ \lambda \! \! \to \! 1$), из (59) находим

$$H(\mu) = \frac{\sqrt{3}}{1 - \frac{1}{1 - \lambda}} \mu + 1 - 3u^2 + 2r_0(\mu) + O(\sqrt{1 - \lambda}), \tag{62}$$

где через $\ell_n(\mu)$ обозначена функция $\ell(\mu)$ для $\lambda=1$. Отметим, что

$$\int_{0}^{1} r_{0}(u) \, u du = \frac{1}{a}, \tag{63}$$

$$\frac{\sqrt[3]{3}}{\sqrt{1-i}} = H(1) \rightarrow 2q \text{ (iii)}, \quad \lambda \rightarrow 1, \tag{64}$$

где $q(\infty) = 0.710446...$ — постоянная Хопфа. Как видим. H-функция, а следовательно и $p(\mu,\mu_o)$, при $\lambda \to 1$ расходятся как $(1-\lambda)^{-1}$. Такая расходимость не есть характерная особенность изотропного рассеяния, она имеет место при любой индикатрисе. Этот вопрос будет подробно рассмотрен во второй части работы.

Характер угловой зависимости интенсивности диффузного излучения в плоскости источника иллюстрируется рис. 1. На ием в виде полярных диаграмм даны графики $\rho(\mu,\mu_o)$ для $\lambda=0.95$ и иескольких значений μ_o , указанных у кривых. Полярный угол $\theta=$ агс соз μ отсчитывается так, что $\mu>0$ для излучения, распространяющегося в сторону нижней полусферы. На рис. 2 приведены полярные диаграммы $\rho(\mu,\mu_o)/\rho(1,\mu_o)$ для $\mu_o=1$ и

Тиблица 1

λ	1.0 0.95	0.90	0 85	0.8	0.7	0.6	0.5
16	$r(p) = (p) \mid H(p)$	$r(a) \mid H(a)$	r (a) H (a)	r (p) H (p)	r (9) H (9)	r (9) H (9)	r (a) H (p)
0.05	0.0695 0.0672 1.473	40.0647 1 3399	0.0622 1.2736	0.0595 1.2306	0.0540 1.1725	0.0480 1.1322	0.04131.1009
0.10	0.1077 0.1043 1.874	49.10081.6121	0.0971 1.4846	0.09331,4023	0.0852 1.2944	0.0762 1.2218	0.0660 1.1670
0.15	0.1356 0.1316 2.244	00.1274 1.8556	0.1231 1.6692	0.1185 1.5502	0.1087 1.3965	0.0976 1.2952	0.0849 1_2200
0.20	0.1576 0.1532 2.591	00.14862.0791	0.14381.8358	0.1387 1.6818	0.1275 1.4855	0.1149 1.3581	0.1003 1.2649
0.25	0.17570.1710 2.920	00.1661 2.2868	0.1609 1.9884	0.1553 1.8011	0.1433 1.5647	0.1294 1.4133	0.1133 1.3037
0.30	0.1909 0.1860 3.233	40.1808 2.4813	0.1753 2.1295	0.1695 1.9103	0.1567 1.6861	0.14191.4625	0.1245 1.3380
0.35	0.2040 0.1989 3.533	0 0 . 1936 2 . 6644	U.1879 2.2609	0.1818 2.0110	0.1683 1.7011	0.1527 1.5068	0.1342 1.3687
0,40	0.2154 0.2102 3.820	40.2047 2.8374	0.1988 2.3838	0 1925 2.1045	0.1786 1.7607	0-1623 1.5470	0.1429 1.3962
0.45	0.2255 0 2202 4.096	50,2145 3.0015	0.2085 2.4993	0.2020 2 1917	0.1877 1.8156	0.1708 1.5837	0.1506 1 4213
0.50	.23444 0 . 2290 4 . 362	30.2233 3.1573	0.2171 2.608.	0.2105 2.2733	0.1958 1.8665	0.1784 1.6175	0.1575 1.4442
0.55	0.2424 0.2307 4.618	5 0 . 2311 3 . 3058	0.2249 2.7107	0.2182 2.9348	0.2031 1.9138	U.1853 1.6487	0.1638 1.4652
0.60	0.2497 0.2441 4.865	70.2382 3.4474	0.2319 2.8080	0.2251 2.4219	0.2098 1.9579	0.1916 1.6776	0.1695 1 4846
0.65	0.2562 0.2507 5.104	50.2447 3.5828	0.2383 2.9003	0.2314 2.4899	0.2159 1.9992	0.1973 1.7045	0.1747 1.5025
0 70	0.2622 0.2566 5.335	40.25063.7123	0.2442 2.9880	0.2372 2.5543	0.2215 2.0380	0.2026 1.7296	0.1795 1.5192
0.75	0.2677 0.2621 5.558	90.25603.8365	0.2495 3.0715	0.2425 2.6152	0.2266 2.0745	0.2075 1.7531	0.1840 1.5348
0.80	0.2728 0 2671 5.775	30.26103.9554	0.2545 3.1511	0.2474 2.6730	0.2313 2.1089	0.2120 1.7752	0.1881 1.5493
0.85	0.2774 0 2718 5.985	00.26574.0700	0.2591 3.9271	0.2519 2.7280	0.2357 2.1413	0.2161 1.7959	0.1919 1.5629
0.90	0,2818 0.2761 6.188	4 u . 2699 4 . 1799	0.2633 0.2998	0.2562 2.7804	0.2398 2 1721	0.2200 1.8154	0.1955 1.5757
0.95	0.2858 0.2801 6.385	70.27394.2857	0.2673 3.3694	0.2601 2.8303	0.2436 2.2012	0.2236 1 8339	0.1988 1.5877
1.00	0.2896 0.2838 6.577	3 0 . 2777 4 . 3877	0.2710 3.4361	0.2637 2.8779	0.2472 2.2289	0.2270 1,8513	0.2019 1.5991

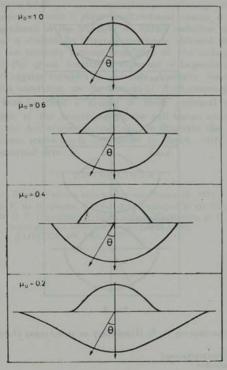
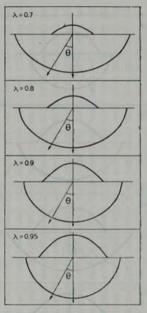


Рис. 1.

мескольких значений λ. В пределе при λ→1 относительное угловое распро деление интенсивности стремится к изотропному.



Puc. 2.

Автор признателен А. Б. Шненвансу за вычисление Н-функций.

Ленинградский государственный университет

RADIATION TRANSFER IN AN INFINITE ATMOSPHERE, I

V. V. IVANOV

A radiation field in an anisotropically scattering infinite homogeneous atmosphere with a plane unidirectional source is considered. Angular dependence of the intensity of diffuse radiation at the plane of the source is studied. An integral equation is obtained which enables one to find this intensity without knowledge of the radiation field at all depths. If the phase function is expanded in Legendre polynomials. separation of angular variables is possible. Auxiliary functions which appear in this separation are the analogs of Ambartsumian's functions # (a). For these functions a system of linear integral equations is obtained which is the counterpart of the well known nonlinear system satisfied by the Ambartsumian functions. To illustrate the results, the case of isotropic scattering is considered in detail, with the presentation of numerical data.

ARTEPATYPA

- 1 В В. Соболев. Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972
- 2 K M. Case, F. de Hoffmann, G. Placsek, Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1953.
- Б. Левисон, Теория переноса неитронов, Атомиздат, М., 1960.
- 4 B B Cofones. AAH CCCP, 129, 1265, 1959.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAH, 1976

ВЫПУСК 2

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

М. М. БАСКО Подумила 3 реврамя 1975 Персемотрена 8 мая 1975

В сильном магнитном поле сечения выслантарных процессов возимодействия излу— веществом зависят от угла между направлением поля и распродуранения важномагинтной волим. Для решения уровнения переноса в этом случае применным меторазработамные при научении переноса валучения в линиях Подробно рассмотрей изоской посубесконечной атмостра, постояннам потоком лучистой анергии и и инпламыми распределением первичных источников. Направленность выходящего мерше Чандрасемара. В случае применое сильного поли, с ургао. И-функциа интана числению. Здескур с Н 2 пор. с — гиромастота влектроноя.

Общепринятая модель рентгеновского пульсара в двойной системе подится к следующему: на вращающуюся замагниченную нейтронную позду падает вещество, перетекающее с нормальной компоненты пары. Магнитное поле направляет палающее вещество в область магнитных понков, предстадляющих собой в этом случае яркие горячие пятна на понкрхности нейтронной звезды. Рентгеновское излучение, идущее от этих пятен, пульсирует на частоте вращения неитронной звезды. Сравнение с анивми наблюдений показывает, что для объяснения наблюдаемой формы рентгеновскых импульсов необходимо предположить, что излучение горячих пятен направлено.

Если маглитное поле на поверхности нейтронной звезды достаточно илико, $H = 10^{12} \div 10^{13}$ гс. и $V = V_H - cH/2\pi m_e$ с, то сечения рассеяния и поглощения излучения становятся анизотропными [1]. В данной работе приподится решение задачи о переносе излучения в плоской атмосфере с линзотропными сечениями, угловая зависимость которых имеет вид (1)—(4). На этом решении основана модель карандашной диаграммы направ-

ленности излучения аккрецирующих рентгеновских пульсаров, подробны обсуждающаяся в [2].

1. Сечения элементарных процессов. Наибольший практический интерес представляют два основных процесса, дающих вклад в непрозрачность атмосферы: тормозное поглощение и томсоновское рассеяние. В магнито-активной плазме независимо друг от друга распространяются два типа электромагнитных воли: «обыкновенная» и «необыкновенная» — каждая со своей поляризацией. В пределе экстремально сильного метинтного поля, когда во всем интересующем нас диапазоне частот $\mathbf{v} \ll \mathbf{v}_H$, т. е. когда kT. $\ll m_H$, генерацией необыкновенной волны можно пренебречь. Коаффициент тормозного поглощения и дифференциальное сечение рассеяния обыкновенной волны в этом пределе принимают вид $\{1,3\}$:

$$k_{ff}(\mathbf{v}, \theta) = k_{ff}(\mathbf{v}) \sin^2 \theta, \tag{1}$$

$$d\sigma_{\tau}(\theta - \theta') = \frac{3}{8\pi} \sigma_{\tau} \sin^{\tau} \theta \sin^{\tau} \theta' d\Omega'. \tag{2}$$

Здесь и инже предполагается, что магнигное поле направлено вдоль оси z, которая нормальна к плоскости полубесконечной атмосферы; полярные углы θ и θ' измеряются по отношению к этой же оси; $k_{IJ}^{r}(\mathbf{v})$ — коаффициент тормозного поглощения в отсутствие магнитного поля, $\sigma_{T}=6.65$ %, $\times 10^{-3}$ см² — сечение рассеяния Томсона.

Понятие плоской полубесконечной атмосферы с сечениями вида (1)— (2) не влодие корректно, поскольку оптическая толща гакой атмосферы вдоль направления $\theta=0$ равна $=_{ff}=\tau_*=0$, тогда как вдоль любого другого направления $\theta=0$ эта толща $\tau_{ff}=\tau_*=\infty$. Чтобы избавиться от этой некорректности, а заодно и оценить влияние малой, но конечной величнию отношения v/v_{ff} , введем малый параметр $\varepsilon=(v/v_{ff})^2$ и примем следующий вид угловой зависимости сечений элементарных процессов:

$$k_{ff}(\mathbf{v}, \theta) = k_{ff}^{(0)}[\sin^2\theta + \varepsilon], \tag{3}$$

$$d\sigma_{s} (\theta - \theta') = \frac{3}{8\pi} \left(1 - \frac{3}{2} z \right)^{-1} \sigma_{T} (\sin^{2}\theta + z) \left(\sin^{2}\theta' + z \right) d^{2}. \tag{4}$$

Хотя пыписанные пыражения и не представляют собой точный вид разложения соответствующих сечений вплоть до первого порядка малости по $(v/v_H)^2$, тем не менее они качествению правильно описывают поведению этих сечений вблизи малых углов $0 \ll 1$.

2. Уравнение переноса и интегральные уравнения стационарности. Уравшение переноса в плоской полубесконечной атмосфере, основной вклад я непрозрачность которой дают тормозное поглощение и томсоновское рассеяние с сечениями вида (3)—(4), имеет вид

$$\frac{\partial I(v, z, \tau)}{\partial z} = -(1 - \mu^2 + \epsilon) [k_T(z) + k_{ff}(v, z)] I(v, z, \mu) +$$

$$+ (1 - \mu^2 + \epsilon) k_T(z) \frac{3}{4} \left(1 + \frac{3}{2} \epsilon\right)^{-1} \int_{-1}^{+1} (1 - \mu'^2 + \epsilon) I(v, z, \mu) d\mu' +$$
 (5)

+
$$(1 - \mu^2 + \epsilon) k_{ff}(v, z) \frac{1}{2} B(v, T_s).$$

Здесь $\mu = \cos\theta$, $I(v, z, \mu)$ — интенсивность излучения, $k_T(z) = z_T N_*(z)$ и $k_{ff}(v, z)$ — ковффициенты непрозрачности атмосферы и отсутствие магнитного поля (индекс $_00^{\text{th}}$ $_000^{\text{th}}$ $_000^{\text{th}}$ $_000^{\text{th}}$ $_000^{\text{th}}$ $_000^$

Решение уравнения (5) мы будем проводить в приближении серой атмосферы; т. е. предположим, что коэффициент тормозного поглощения $k_{ff}(\mathbf{v},z) = k_{ff}(z)$ и постоянная в не зависят от частоты. Внодя в качестве независимой переменной оптическую толщу

$$z = \int_{z}^{\infty} [k_T(z) + k_{ff}(z)] dz,$$

переписываем (5) в виде

$$\frac{\mu}{1 - \mu^{2} + \epsilon} \frac{\partial I(z, \mu)}{\partial z} = I(z, \mu) - \frac{k_{T}}{k_{T} + k_{ff}} \frac{3}{4} \left(1 + \frac{3}{2}\epsilon\right)^{-1} \int_{-1}^{1} (1 - \mu'^{2} + \epsilon) I(z, \mu') d\mu' - \frac{k_{ff}}{k_{T} + k_{ff}} \frac{z T_{+}^{4}}{2\pi}.$$
(6)

$$3_{Aecb}$$
 $I(z, \mu) = \int\limits_0^\infty I(v, z, \mu) \, dv, z$ — постоянная Стефана-Больцмана.

На протяжении всей статьи в качестве независимой переменной, характеризующей данный слой атмосферы, используется оптическая толща т, на которой этот слой был бы расположен в отсутствие магнитного поля. Как показано ниже, существует аналогия между рассматриваемой вадачей и задачей о переносе излучения в линии в предположении полного перераспределения по частотам. В такой аналогии оптической толще т соответствует оптическая толща в центре линии.

Обозначим

$$L(z) = \frac{3}{4} \left(1 + \frac{3}{2} z \right)^{-1} \int_{-1}^{1} (1 - p^{2} + z) I(z, p) dp$$
 (7)

и введем функцию источников

$$S(\tau) = \frac{k_T}{k_T + k_H} L(\tau) + \frac{k_H}{k_T + k_H} \frac{\sigma T_{\star}^4}{2\pi}$$
 (8)

Тогда уравнение переноса (6) может быть записано в виде

$$\frac{\mu}{1-u^2+\varepsilon}\frac{\partial I(z,\mu)}{\partial z}=I(z,\mu)-S(z). \tag{9}$$

Разрешая его относительно $I(\tau, \mu)$ при обычном граничном условин $I(\sigma, \mu)|_{\tau=0} = 0$ и подставляя результат в (7), получаем

$$L(z) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} K_{1}(|z-\bar{z}|) S(\bar{z}) d\bar{z}, \qquad (10)$$

rie

$$K_{\epsilon}(\tau) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \pi \right)^{-1} \int_{0}^{1} \frac{(1 - \mu^{2} + \pi)^{2}}{\mu} \exp \left[-\frac{\tau}{\mu} (1 - \mu^{2} + \pi) \right] d\mu, \quad (11)$$

Ядро К, (т) нормировано обычным образом:

$$\int_{0}^{\infty} K_{1}(z) dz = 1.$$

Подставляя (10) в (8), получаем согласно терминологии, принятой в [4]. интегральное уравнение стационариости:

$$S(z) = \frac{k_T}{k_T + k_{ff}} \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} K_i(|z-z|) S(z) dz + \frac{k_{ff}}{k_T + k_{ff}} \frac{zT}{2z}$$
(12)

Если известно распределение температуры по атмосфере $T_*(z)$, то функции $k_T(z)$ и $k_{ff}(z)$ известны, и интегральное уравнение (12) становится линейным. Решин его, найдем S(z), а затем, по известной S(z), из (9) можно без труда найти I(z), μ).

Однако в астрофизике часто встречается ситуация, когда *Т*. (2) де известна, а известно распределение источников анергии по атмосфере. В атом случае уравнение (12) удобно переписать в виде:

$$S(z) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} K_{\epsilon}(|z-\bar{z}|) S(\bar{z}) d\bar{z} - \frac{3}{8} \left(1 + \frac{3}{2} z\right)^{-1} \frac{dF(z)}{dz}.$$
 (13)

 $\Im_{\mathcal{A}$ есь $\pi F(z) = 2\pi \int\limits_{-1}^{1} \mu I(z,\mu) \, d\mu$ — поток лучистой энергии через единич-

ную площадку, нормальную к оси 2. Ниже все внимание сосредотачивается на уравнении (13), которое будет называться основным интегральным уравнением.

3. Решение основного интегрального уравнения. Рассматриваемая в данной статье задача во многом напоминает задачу о переносе излучения в линии: подобно тому, как в далеких крыльях линии фотоны могут свсбодно выходить из глубоких слоев атмосферы, в сильном магнитном поле фотоны свободно выходят из глубоких слоев при малых углах θ , если только $\varepsilon < \theta^2$ (в частности при $\varepsilon = 0$). Эта аналогия позволяет воспользоваться для решения уравнения (13) (которое отличается от аналогичных уравнеиий, описывающих перенос излучения в линиях и при монохроматическом консервативном рассеянии, лишь видом ядра К. (т)) тем математическим аппаратом, который был развит в работах В. В. Соболева и К. Кейса (К. Case); подробную библиографию см. в [4]. Как будет видно из дальнейшего, в математическом отношении рассматриваемая задача представмет собой промежуточный случай между монохроматическим рассеянием и переносом в линии. Поэтому все время будет проводиться сравнение с этими двумя крайними случаями: индексом «S» будут обозначаться все функции, описывающие монохроматическое консервативное рассеяние, а пидексами «D» и «L» — функции, описывающие перенос в линии соответственно с доплеровским профилем (сечение поглощения пропорционально $\exp \left[- v/v \right]^2$) и с лоренцовским профилем (сечение поглощения пропоринонально $[1+(v/v_a)^2]^{-1}$).

Ядро интегрального уравнения $K_i(au)$ представляется в стандартном виде суперпозиции экспонент

$$K_{\epsilon}(z) = \int_{x}^{\infty} e^{-ijx} G_{\epsilon}(x) \frac{dx}{x}.$$
 (14)

 $r_A e^{-x} = p/(1 - p^2 + z)$, a

$$G_{\varepsilon}(x) = \begin{cases} \frac{3}{2} \left(1 + \frac{3}{2} s \right)^{-1} \frac{n^{3}}{(1 + n^{2} + \varepsilon) x^{3}}, & 0 < x < \varepsilon^{-1}; \\ 0, & x > \varepsilon^{-1}. \end{cases}$$
(15)

Асимптотическое поведение $G_{i-0}(x)=G_{i}(x)$ и $K_{i+0}(1)=K_{0}(1)$ при $x\to\infty$ в сравнении с изученными ранее (см., например, [4]) аналогичными асимптотиками имеет вид:

$$G_{a}(x) = \begin{cases} 1, & 0 \le x \le 1; \\ 0, & x > 1; \end{cases} G_{0}(x) \sim \frac{3}{4x^{3}}; G_{D}(x) \sim \frac{1}{2x^{2} \sqrt{\pi \ln x}};$$

$$G_{L}(x) \sim \frac{2}{2x^{3}};$$

$$K_{\sigma}(z) \sim \frac{e^{-z}}{z};$$
 $K_{\sigma}(z) \sim \frac{3}{2e^{z}};$ $K_{B}(z) \sim \frac{1}{2e^{z}\sqrt{\pi \ln z}};$ $K_{L}(z) \sim \frac{1}{3\sqrt{\pi e^{z}}};$

Если $0 < z \ll 1$, то при $1 \ll z \ll z^{-1}$, ядро $K_1(z) \sim 3.2\,z^3$, а при $z \gg z^{-1}$ опо убывает экспоненцивльно. $K_2(z) \sim \frac{3}{4}\,\frac{z^3}{z}\,e^{-z}$. Отметим, что рас-

сматриваемая задача не сводится полностью к задаче о переносе излучения в линии с определенным профилем, поскольку для ятого необходимо $G_{\rm s}(x)=$ const при 0 < x < 1. Асимптотическое поведение $G_{\rm o}(x) \sim (3/4)x^{-3}$ при больших x соответствует профилю линии, который обращается в нуль по линейному закону на некотором конечном расстоянии от центра линии.

Чтобы решить уравнение (13), нужно найти резольвенту Г. (*, *):

$$S(z) = S^*(z) + \int_{z_0}^{\infty} \Gamma_*(z, z) S^*(z) dz;$$

злесь

$$S^{*}(z) = -\frac{3}{8} \left(1 - \frac{3}{2}z\right)^{-1} dF(z)/dz,$$

Резольвента $\Gamma_{\epsilon}(z,z')$ выражается через резольвентную функцию $\Phi_{\epsilon}(z) = \Gamma_{\epsilon}(z,0) = \Gamma_{\epsilon}(0,z)$:

$$\Gamma_{\varepsilon}(\varepsilon,\,\varepsilon') = \Phi_{\varepsilon}(\,|\,\varepsilon-\varepsilon'|\,) + \int\limits_{0}^{\min\{\varepsilon_{\varepsilon},\,\varepsilon'\}} \Phi_{\varepsilon}(\varepsilon-t)\,\Phi_{\varepsilon}(\varepsilon'-t)\,dt,$$

которая в сною очередь удовлетворяет интегральному ураннению

$$\Phi_{\epsilon}(z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} K_{\epsilon}(\{z-\xi\}) \Phi_{\epsilon}(\xi) d\xi + \frac{1}{2} K_{\epsilon}(z). \tag{16}$$

Преобразование Лапласа от $\Phi_{\epsilon}(\tau)$ приводит к хорошо известной H-функции Чандрасекара:

$$H_i(x) = 1 + \int_0^\infty \Phi_i(t) e^{-t/s} dt,$$
 (17)

которая удовлетноряет нелинейному интегральному уравнению

$$H_{\epsilon}(x) = 1 + \frac{1}{2} x H_{\epsilon}(x) \int_{0}^{\infty} \frac{H_{\epsilon}(1) G_{\epsilon}(1)}{x+1} d\tilde{s}.$$
 (18)

Это уравнение можно также переписать в виде

$$H_{i}(x) = \frac{2}{\int\limits_{\lambda}^{\infty} \frac{1}{1+x} H_{i}(\xi) G_{i}(\xi) d\xi}$$
(19)

В дальнейшем нам понадобится функция P_{i} (τ_{i} x), удовлетворяющая интегральному уравнению

$$P_{t}(z, x) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} K_{t}(|z-t|) P_{t}(t, x) dt + e^{-zx}.$$
 (20)

она выражается через $H_i(x)$ и $\Phi_i(z)$:

$$P_{1}(z, x) = H_{1}(x) \left\{ e^{-z/x} + \int_{0}^{z} \Phi_{1}(t) \exp\left[-(z-t)/x\right] dt \right\}.$$
 (21)

Таким образом, решение уравнения (13) эквиналентно нахождению

H-функции $H_{*}(x)$, удовастворяющей уравнению (18). Из (18) и (19) видно, что $H_{*}(x)$ в интервале $0 \le x < \infty$ монотонно нозрастает от $H_{*}(0) = 1$ до $H_{*}(\infty) = \infty$, и

$$\int_{0}^{\infty} H_{\epsilon}(x) G_{\epsilon}(x) dx = 2.$$
 (22)

Можно показать также, что если $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$, то $H_{\epsilon_1}(x) \gg H_{\epsilon_2}(x)$. Легко до-казывается, что при $x \gg \varepsilon^{-1}$

$$H_{\epsilon}(x) \sim \frac{2x}{\int\limits_{0}^{x} iH_{\epsilon}(i) G_{\epsilon}(i) di} = \frac{2}{z_{1}(i)} x.$$

Первый момент H-функции $z_1(\varepsilon)$ слабо зависит от ε при ε 1 его можно оценить численно, положин $G_{\varepsilon}(x) = G_{0}(x)$ и $H_{\varepsilon}(x) = H_{0}(x)$ в интервале $0 < x < \varepsilon^{-1}$. Такие оценки показывают, что $z_1(0.01) = 3.4$, а $z_1(0.0001) \simeq 4.3$. При $1 \le x \le \varepsilon^{-1}$ функция $H_{\varepsilon}(x) \sim \frac{2}{1-3}$ $x/\sqrt{\ln x}$.

Остановимся подробнее на двух конкретных случаях распределения источников лучистой энергии dF(au)/d au по атмосфере:

а) Постоянный поток лучистой энергии, F = const. В этом случае уравнение (13) становится однородным. Дифференцируя его по τ и сравнивых результат c (16), заключаем, что $dS(\tau)/d\tau = S(o)$ Φ_r (τ), откуда

$$S(z) = L(\tau) = S(0) \left[1 + \int_{z} \Phi_{\alpha}(t) dt \right]$$
 (23)

Интенсивность выходящего налучения имеет вид:

$$I(0, \mu) = \frac{3}{4} \left(1 + \frac{3}{2} z \right)^{-1} \frac{F}{z_1(z)} H_4 \left(\frac{\mu}{1 - \mu^2 + z} \right)$$
 (2.4)

6) Экспоненциальное распределение первичных источников, $F(\tau) = F(0) e^{-\tau \tau}$. Сравнивая в этом случае (13) с (20), делаем вывод, что

$$S(z) = \frac{3}{8} \left(1 + \frac{3}{2} z \right)^{-1} F(0) \frac{H_t(z_0)}{z_0} \left| e^{-iz_0} + \int_0^z \Phi_t(t) \exp\left(-\frac{z - t}{z_0}\right) dt \right|. \tag{25}$$

Интенсивность выходящего излучения дается выражением:

$$I(0, \mu) = \frac{3}{8} \left(1 + \frac{3}{2} \epsilon \right)^{-1} F(0) \frac{H_1(\tau_0) H_1[\mu/(1 - \mu^2 + \epsilon)]}{\mu/(1 - \mu^2 + \epsilon) + \tau_0}.$$
 (26)

113 (24) видно, что угловое распределение выходящего излучения при $\varepsilon \ll 1$ является существенно анизотропным; диаграмма направленности относнтся к типу «карандашных». Угловая полуширина «карандаша» $\theta_0 \sim 1$. Если в (24) перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$ при фиксированном потоке t, то диаграмма направленности примет вид $I(\sigma, \mu) = 1/2F\delta(1-\mu)$. С другой стороны, выражение (24) есть предельный случай диаграммы (26) при

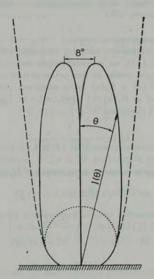


Рис. 1. Индикатриса проинтегрированной по частоте интенсивности издучения, выходящего из чисто расссивающей атмосферы с сечением рассеяния (2). Сплошивя лииим—выспоневцияльное распределение первичных источников. Штриховая диния—постоянный поток дучистой внергии. Пунктирная диния—постоянный поток дучистой внертив в атмосфере с изотройным сечением рассеяния.

т_к→∞. На рис. 1 штриховой линией изображен предельный вид диаграммы (24) при е→0 и I(0, 1)=const, который в то же время представляет собой предельный вид (26) при е=0 и т_к→∞. На этом же рисунке для срав-

нения приведена нидикатриса выходящего излучения в случае монохроматического консервативного рассеяния, когда поток лучистой энергии в атмосфере постоянен. В этом, хорошо изученном случае, $I_*(0, \mathfrak{p}) = (1 \ \overline{3} \ A) FH_*(\mathfrak{p})$, где F— постоянный поток энергии, а $H_*(\mathfrak{p})$ — функция Амбарцумяна.

В случае экспоненциального распределения источников энергии диаграмма направленности выходящего излучения (26) зависит от двух параметров: ϵ и τ_a . При $\tau_a\ll\epsilon^{-1}$ форма диаграммы определяется лишь значением τ_a ; угловая полуширина «карандаша» $\theta_a\sim 1.1$ τ_a . Индикатриса пыходящего излучения при $\epsilon=0$ и $\tau_a=20^\circ$ представлена на рис. 1 сплошной линия. В обратном пределе τ_a индикатриса (26) переходит в обсужданиуюся ранее индикатрису (24).

4. Случай предельно сильного поля, $\psi_H = 0$. Переход к пределу $r \to 0$ не приводит к появлению каких-то особенностей ин в основном интегральном уравнении (13), ни в последующих выкладках. Поэтому случай $\varepsilon = 0$ заслуживает того, чтобы на нем остановиться подробнее.

Асимптотика $G_n(x)$ и $K_n(x)$ была выписана ранее. Функция $H_n(x)$ монотонно возрастает от $H_n(x)=1$ до $H_n(\infty)=\infty$. При $x\gg 1$ асимптотическое поцедение $H_n(x)$ имеет вид x^{n+1}

$$H_0(x) \sim \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{x}{1 \ln x}$$
 (27)

Действительно, будем искать асимптотику $H_0(x)$ в зиде $\frac{Cx}{|\ln x|}$. Для этого оценим интеграл и (19):

$$\int_{0}^{\infty} \frac{\xi}{\xi + x} H_{0}(\xi) G_{0}(\xi) d\xi = \int_{0}^{1} \frac{\xi H_{0} G_{0}}{\xi + x} d\xi + \int_{1}^{\infty} \frac{\xi H_{0} G_{0}}{\xi + x} d\xi.$$

Сразу ясно, что при $x = \sqrt{\frac{H_0 G_0}{1+x}} \ \vec{a} \sim \frac{1}{x} \cdot \text{тогда}$ как

Автор выражает благодарность В. В. Иванову, указавшему на наличне дамной аспылтотний и предложившему ее кратини вывод, изложенный инже.

Значение $\tau_{\rm c}=20$ соответствует длине пробега ~ 50 г/см², на которон быстрые протоны, движущиеся и плазме вдоль направления магинтного поля, останавливаются за счет ядерных столкновений; подробнее см. [2]

$$\int_{1}^{\infty} \frac{\xi_{0} H_{0} G_{0}}{\xi + x} d\xi \sim \frac{3C}{2} \int_{1}^{\infty} \frac{d|\ln \xi|}{\xi + x} = \frac{3C}{2} \int_{1}^{\infty} \frac{V \ln \xi}{(x + \xi)^{2}} d\xi =$$

$$= \frac{3C}{2x} \int_{1/x}^{\infty} \frac{1 \ln x + \ln t}{(1 + t)^{2}} dt \sim \frac{3C}{2} \frac{1 \ln x}{x}.$$

Подставляя этот результат в (19), убеждаемся в справедливости (27). Отметим, что из (27) следует, что $\lim_{\epsilon \to 0} z_1(\epsilon) = +\infty$.

Функция $H_{a}(x)$ была рассчитана численно. При этом использовалось интегральное представление [4]:

$$H_0(x) = \exp\left\{-\frac{1}{\pi}\int \frac{\ln\{1-V_0(1/x)\}}{1+1^2}\right\}$$

где

$$V_{\phi}(u) = \int_{1}^{\infty} \frac{G_{\phi}(t)}{1 + u^{\phi}t^{1}} dt.$$

Рассчитанные значения $H_e(x)$ в широком интервале изменения x приведены в табл. 1. В интервале $5 \subset x \subset 10^4$ результаты расчетов можно представить с точностью $\sim 1\%$ в виде аппроксимационной формулы

$$H_0(x) \simeq 1.625 x (\ln x)^{-0.645}$$
 (28)

Для сравнения приведем асимптотики хорошо изученных Н-функции:

$$H_{*}(x) \sim \sqrt{3} x$$
; $H_{D}(x) \sim 2\pi^{-1.4} x^{1/2} (\ln x)^{1.4}$; $H_{L}(x) \sim \left(\frac{9}{2}\right)^{1.4} x^{1.4}$.

Следствием того, что $\lim_{x\to 0} H_0(x)/x=0$, является сноеобразная качественная особенность диаграммы направленности (26): в центре "карандаша" присутствует "дырка", поскольку $\lim_{x\to 0} I(0, \mu)=0$ (см. рис. 1).

Полуширина "дырки" $\theta_h\sim 1/V$ x_h , где $H_0\left(x_h\right)/x_h\sim (1/2)\,H_0\left(\tau\right)/\tau_0$. Численные расчеты показывают, что "дырка" довольно узка: при $\tau_0=20$ ее полуширина $\theta_h\sim 30'$.

Наряду с направленностью выходящего излучения, значительный интерес представляет распределение плотности лучистой энергии 8, (т) в атмосфере.

	_			Таблица 1		
in (20 z)	x	$H_{a}(x)$	In (20 x)	×	H ₀ (x)	
0	0.05	1.144	5,0	7.421	7.69	
0.2	0.06107	1.168	5.2	9.064	8.86	
0 4	0.07459	1.196	5.4	11.07	10.2	
0.6	0.09111	1.229	5.6	13.52	11,9	
0.8	0.1113	1.268	5.8	16.51	13.8	
1.0	0.1359	1.312	6.0	20.17	16.1	
1.2	0.1660	1.364	6.2	24.64	18.9	
1.4	0.2028	1.424	6.4	30.09	22.1	
1.6	0.2477	1.493	6.6	36.75	26.0	
1.8	0.3025	1.574	6.8	44.89	30.6	
2.0	0.3695	1.668	7.0	54.83	36.2	
2.2	0.4513	1.776	7.2	66.97	42.8	
2.4	0.5512	1.903	7.4	81.80	50.7	
2.6	υ.6732	2,050	7.6	99.91	60.2	
2.8	0.8222	2.221	7.8	122.0	71.5	
3.0	1.004	2.42	8.0	149.0	85.1	
3.2	1.227	2.65	8.2	182.0	101	
3.4	1.498	2.92	8.4	222.4	121	
3.6	1.830	3.24	8.6	271.6	144	
3.8	2.235	3.61	8.8	331.7	172	
4.0	2.730	4.05		407.0	007	
4.2	3.334		9.0	405.2	206	
4.4	4.073	4.56	9.2	494.9	247	
4.6		5.16	9.4	604.4	296	
	4.974	5.87	9.6	738.2	355	
4.8	6.076	6.71	9.8	901.7	425	
			10.0	1101	510	

Плотность дучистой энергии $s_{ij}(z) = \frac{4\pi}{c} f(z)$, где $f(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{\pi} I(z, \mu) d\mu$

усредненная по углам интенсивность. Однако, в отличие от обычного мо-

нохроматического рассеяния, в даниом случае отсутствует локальная связь между f(z) и S(z); функции S(z) локально связана лишь с L(z)—интенсивностью, усредненной по углам с весом $(1-\mu^2)=\sin^2\theta$. Ограничиваясь приближенными оценками $\pi_r(z)$, мы положим $\pi_r(z)=(4\pi/c)L(z)$ (аналог аддингтоновского приближения). Отметим, что если $f(z,\mu)$ изотропиа, то f(z)=L(z); с другой стороны, численные оценки для $f(0,\mu)$ вида (26) при $\pi_0=20$ показывают, что на внешней границе атмосферы $\pi=0$, где поле излучения обладает максимальной анилотропией. L(0) отличается от f(0) всего на $25\pi/a$.

Функция $L(\tau) = S(\tau) + (3/8) dF(\tau)/d\tau$ выражается через резольвентную функцию $\Phi_0(\tau)$: а) при постоянном потоке $F(\tau) = F$.

$$L(z) = L(0) \left[1 + \int_{0}^{z} \Phi_{\theta}(t) dt \right]; \tag{29}$$

6) при экспоненциальном распределении источников энергии $F(\mathbf{t}) = Fe^{-\mathbf{t}\cdot\mathbf{t}\cdot\mathbf{t}}$,

$$L(z) = \frac{3}{8} \frac{F}{z_0} \left[[H_0(z_0) - 1] e^{-tt} + H_0(z_0) \int_0^z \Phi_0(t) \exp\left(-\frac{z - t}{z_0}\right) dt \right]. \quad (30)$$

Выраження (29) и (30) представляют собой частный случай (23) и (25). На (27) и (17) нетрудно показать, что при т≫1

$$\Phi_0(\tau) = \frac{2}{V \ln \tau}$$
 (31)

Отсюда следует, что при акспоненциальном распределении первичных источников $\lim \pi_*(\tau) = \lim L(\tau) = 0$. Для сравнения напомним, что в случае обычного монохроматического консервативного рассеяния $\lim f(\tau) = \frac{1}{4}FH_*(\tau_0)$.

При численных оценках ϵ_r (τ) вместо (29) и (30) удобнее воспользоваться более простыми приближенными выражениями, основанными на соотношении

$$I(0, \mu) = \frac{1 - \mu^2}{3} \int S(t) \exp \left[-\frac{t}{2} (1 - \mu^2) \right] dt \simeq S\left(\frac{t}{1 - \mu^2}\right).$$
 (32)

Отметим, что (32) есть точное равенство в том случае, когда $S(\tau)=a+b\tau$. Таким образом, мы вправе ожидать, что (32) даст хорошее приближение к действительности там, где $S(\tau)$ мало отличается от линейной функции. Из (32) и (24), (26) сразу имеем:

$$L(\tau) \simeq \begin{vmatrix} L(0) H_0(\tau), & \text{koras } F(\tau) = \text{const}; \\ \frac{3}{8} F \left[\frac{H_0(\tau_0) H_0(\tau)}{\tau_0} - \frac{e^{-\tau_0}}{\tau_0} \right], & \text{koras } F(\tau) = Fe^{-\tau_0}. \end{aligned}$$
(33)

Функция ϵ , (τ), рассчитанная согласно (33) для случая $F(\tau) = F\epsilon^{-m}$, приведена на рис. 2. Для сравнения приведено также распределение плотности лучистой энергии в случае обычного консервативного рассеяния, рас-

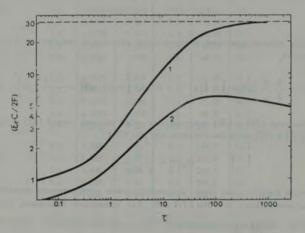


Рис. 2. Плотность лучистой внергин r, (τ) (нормированная на $2\pi^F/c$) как функция оптимеской толщи при вкспоненциальном распределении первичимх источников в двух предельных случаях: 1) сечение рассеяния наотропио; 2) сечение рассеяния имеет вид (2).

считанное согласно выражению, аналогичному (33). Из рис. 2 видно, что приближение (32) должно быть очень хорошим при $\tau\ll\tau_0$ и при $\tau\gg\tau_\infty$

Отметим, что приближение (33) эквивалентно следующей качественной картине переноса излучения в атмосфере с сечениями вида (1)—(2) наблюдатель, который смотрит на атмосферу под углом θ , эффективно ви-

дит слой $au \sim \cos \theta / \sin^2 \theta$, следовательно интенсивность воспринимаемого им излучения $I(o, \mu)$ пропорциональна плотности лучистой энергии на этой слубние.

Автор выражает глубокую признательность Р. А. Сюняеву н Ю Н. Гнедину за постанояку задачи и многочисленные обсуждения.

Институт космических исследовании АН СССР

RADIATIVE TRANSFER IN THE PLANE-PARALLEL ATMOSPHERE WITH A STRONG MAGNETIC FIELD

M. M. BASKO

In a strong magnetic field the cross-sections of elementary processes of interaction between radiation and matter depend on the angle between the field direction and the direction of electromagnetic wave propagation. In this case for the solution of transfer equation the technique can be applied which had been developed for the problems of radiative transfer in lines. Two specific distributions of primary sources, the constant radiative flux and the exponential disribution in the plane—parallel atmosphere are treated in detail. The angular distribution of emergent radiation and the distribution of radiative energy density over the atmosphere are expressed in terms of Chandrasekhar H-function. H-function is calculated in the limit $\nu/\nu_H = 0$ of an extremely strong magnetic field. Here $\nu_H = eH/2 = m_e c$ is the electron gyrofrequency.

АИТЕРАТУРА

- 1 1. Canuto, J. Lodenquat, M. Ruderman, Phys. Rev. D., 3, 2303, 1971.
- 2. M. M. Backo, P. A. Cronses, Astron. Astrophys., 42, 331, 1975.
- 1 10. H. THERUH, P. A. CHOMRES, MOTO, 65, 102, 1973.
- 4 В. В. Наднов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAH. 1976

ВЫПУСК 2

ЗОНАХ ИОНИЗАЦИИ ВОКРУГ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

В. М. ТОМОЗОВ Поступна в премя 1975 Пересметрия в ситибря 1975

Гозматривается задача со образовам стационарных зон понизации рентгеновзательным вывремя веночися выдать в V Celt. Оцениваются возможности обнива свечения дон ИПГ в химиях в додока с помощью современном аппаратуры

Поиск дон понизации вокруг вспыхивающих звезд типа UV Ceti предвы амется в последнее время плень актульной задачей, поскольку по светаких зон в водолодных хиниях можно судить о механизме вспыи их энерговыделении в форму жесткого изаучения и энергичных пастиц. Пока такие зоны вокруг ближайших вспыхивающих эвезд не обне ужены [1-3], тем не менее, расчет их физических параметров с испольвышим современных данных в межавездной среде представляется несьма желательным для выяснения наблюдательных возможностей. Впервые поовая задача была рассмотрена Артет-Цукерман [4], где предполагачто свечение околозпезаного вещества в линии водорода Н вызвапритоком протонов с внергиями от 10 до 10 Мая, ускоренных во перышке. Влияние протяженных внешних слоев звезды (хромосферы и комим) пои этом не учитывалось, хотя, как показывают оценки, потеры портин протонами в указанном диалазоне анергий на соударения в горянії плаэме короны звезды могут быть существенными. В данной заметке Маст предполагаться, исходя на аналогии между солнечными велышками и прывными прорессами на звездах IV Ceti [5, 6], что основным нонизи-Мющим фактором является рентгеновское излучение.

Всплески мягкого рентгеновского излучения от вспыхивающих звезд пока не наблюдались. Существующая липаратура способна зарегистрировать поток радиации в этсм днапазоне, в 10° раз превышающий поток в питической области спектра. По-видимому, реальные величины потоком рентгеновских квангов от звездных вспышек ниже порога чувствительно-

сти детекторов. Недавно появились сообщения о возможной связи у-всплесков, обнаруженных спутниками Vela, IMP-6 [7], со звездным вспышками. Средний поток энергии отдельного у-всплеска составляет — 10⁻³ эрг/см². Эта величния приводит к разумному значению полной энергии вспышки звезды UV Cetl = L-726-8 — 10²³ эрг [расстояние до этой звезды оценивлется в 2.7 nc], однако, если принять среднее расстояние до этой звезды оценивлется в 2.7 nc], однако, если принять среднее расстояние до этой звезды оценивлется в 2.7 nc], однако, если принять среднее расстояние до этой звезды оценивлется в 2.7 nc], однако, если принять среднее расстояние до той внерговыделение в источнике достигнет величины 10²³—10²³ эрг, что вступает в противоречие с гипотезой об электромагнитной природе вспышек звезд типа UV Ceti. Бричер и Моррисон [8], обходя ату трудность, считают, что излучение звездных вспышек в у-диапазоне обладает высокой степенью анизотропии и генерируется в гигантских магнитных структурах, подобных солнечным корональным стримерам. Интерпретации звездно-вспышечной природы у-всплесков посвящена также работа Карицкой [9].

11так, мы предположим, что в мягкой рентгеновской области спектра звездной вспышки выделяется энергия, сравнимая с энерговыделением в оптическом диапазоне. Межзвездную среду для упрощения расчетов будем считать чисто водородной. Время жизни облака газа, нонизированного излучением вспышки, определяется временем рекомбинации водорода [10], т. е.

$$t_{\mu} \simeq \frac{1}{a_t n_e} \simeq \frac{4 \cdot 10^4}{n_e} \left(\frac{T_e}{10^3 K}\right)^{1/2} \text{ sem},$$
 (1)

которое в силу малой плотности газа очень велико и заведомо превосходит временной интервал между вспышками, так что среда «помнит» большое количество вспышке. Оценим влияние ионизирующей радиации от самой звезды в «спокойном» состоянии в предположении планковского спектра. Параметры самой UVCeti [11] таковы: масса $M_a = 10^{12}$ г, радиус $r_a \simeq 4.5 \cdot 10^a$ см. ускорение силы тяжести на поперхности $g \simeq 3.3 \cdot 10^3$ см. сек", температура $T_a \approx 3000$ K, снетимость $L_a \approx 10^{10}$ арт сек. Радиус зоны ионизации r_0 покруг звезды определяется пыражением [12]:

$$r_{0} = \left(\frac{3r^{2}\Phi\left(T_{0}\right)}{4kn^{3}}\right)^{1.9},\tag{2}$$

ГДС

$$\Phi(T_*) = \left(\frac{T_*}{T}\right)^{1/2} \frac{g}{g_*} \cdot 2 \cdot \frac{(2\pi m \times T_*)^{3/2}}{h^3} \exp\left[-\frac{g}{\times T}\right]$$
(3)

Здесь $k \approx 10^{-11}$ см.— средний коэффициент поглощения за границей лаймановской серии, рассчитанный на 1 атом, $Z_1 = 2 \cdot 10^{-11}$ эрт потенциал ионизации подорода, и статистические веса нозбужденного и основного состояний атома нодорода, $T_r = 10^{1}$ К. Расчет по

формулам (2) и (3) с $n_r = 2 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$ и $n_r = 20$ см $^{-3}$ дает $r_0^{-1} = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-1} = 10^{12}$ см $^{-1} = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-1} = 10^{12}$ см $^{-1} = 10^{1$

Перейдем к оценке вклада горячей короны звезды в состояние понизации межзвездного газа. Сюняевым [13] было отмечено, что излучение горячих корон звезд спектральных классов F-G, наряду с космическими лучами и варывами сверхновых, может определять состояние ионизация межавездного газа в синрадьных рукавах Галактики, где существуют помимо разреженной горячей компоненты, и холодные плотные облака. Определенную долю в этот процесс может вносить также нонизирующее излучение корон холодных красных карликов типа dMe, к которому принадлежат вспыхивающие звезды. Существование протяженных корон у таких звезд подтверждается раднонаблюдениями вспышек, которые показывают аренф по частотам [14]. Корональные температуры определяются гравитационными потенциалами звезд [15], величины которых у карликов dM. банзки к солнечной, т. к. т. г. - М. Я. Точно оценить раднацию в рентгеновской области спектра от звездной короны затруднительно, поскольку она зависит от диссипации потока МГА воли от конвективной зоны. Поэтому будем исходить из аналогии с солнечной короной. Величина потока солнечного излучения в рентгеновском диапазоне порядка 10" эрг сек, что близко к теоретической оценке, полученной из расчета излучения оптически тонкого слоя горячего газа. В дальнейшем будем считать, что светимость короны красного карлика близка к величине L. - 1021 104 эрг/сек (полная светимость UVCeti L. ~ 1019 эрг/сек); эффективная энергия рентгеновских фотонов = = 0.3 кзв. Рассмотрим уравнение нонизационного равновесия, когда число понизаций в единицу премени равно числу рекомбинаций:

$$a(T_r) 4\pi r_i^2 N_L = n^2 \frac{4\pi s_i^2}{3} (s_i - s_i),$$
 (4)

3десь $z_i = \frac{2.5 \cdot 10^{-11}}{V T_c} c m^3 / cek = коэффициент рекомбинации на воз-$

бужденные уровни, s_0 — радиус зоны ионизации, N_L — число ионизирующих квантов, определенное выражением:

$$N_L = \frac{L_s^L}{4\pi r_s^2}$$
 (5)

Множитель а (Т.) учитывает процесс нонизации вторичными электрона-

ми, образовавшимися при поглощении рентгеновского фотона. Из (4) и (5) получаем выражения для 👫

$$s_{e} = \begin{bmatrix} 3a(T_{e}) L_{e}^{b} \\ 4\pi i (s_{e} - s_{e}) \end{bmatrix}^{1/3} n_{e}^{-2/3}.$$
 (5)

Быстрые электроны теряют энергию на ионизацию, возбуждение уровней водородных атомов и на разогрев межзвездной срезы при столжновениях с электронами. Сечение столкновении с электронами

$$z_* \sim 4 \cdot 10^{-14} \ln r \ E^2(98) \simeq 2 \cdot 10^{-12}/E^2(98) \ cm^2$$
, (6) а сечения ионизации и возбуждения примерно равны $z \approx 0.75 = a_0^2$. Отсюда получаем, что при выполнении условия $n_H/n_* > z_* / 2 \sim \frac{2 \cdot 10^4}{E^4(38)}$ вторичный влектрон с $E = I_1$ затрачивает треть своей эпергии на ионизацию нейтральных втомов и тогда $a(T_*) = \frac{1}{3} \sqrt[3]{r} \approx 7.3$. Подставляя в (6) $T_* = 10^4$ К, получаем радиус зоны стационариой ионизации $s_0 = 3 \cdot 10^{15} n_*^{-2.3}$, при $n_* = 1 \cdot cm^{-5}$, $s_0 \approx 3 \cdot 10^{19} \ cm = 200 \ a. e.$, а при более низкой плотности межзвездного газа $s_0 = 10^3 \ a. \ e.$ величину, сонпадающую с размером статической зоны ¹HII для Солнца. Поскольку s_0 слабо зависит от t_* , т. е. $s_0 > L^{4/1}$, то неудивительно, что при определенном выборе n_* излучение горячей короны звезды dMe ионизуст среду на таком же расстоянии, что и Солнце. Таким образом, можно ожидать, что излучение корон красных карликов с мощными конпективными зонами способно создавать протяженную зону стационарной ионизации.

Особо следует остановиться на ваанмодействии звездного ветра с межзвездным веществом, приводящем к образованию ударных волн. В солнечной системе фронт ударной волны на границе между солнечным ветром и
межзвездной средой находится из расстоянии 30-300 а.е. от Солнца [16].
Скорость потери массы вспыхивающими звездами на два порядка превышает солнечную $\frac{dM}{dt} \approx 10^{-11} - 10^{-12} \, M_{\odot}/ro_{A}$ [1]. Плотность ветра
л. на расстоянии r от звезды меняется по закону

$$n_{\rm o} = \frac{dM/dt}{4\pi r^2 m_H v_0}$$

(для оценок примем $v_a = 500 \ \kappa M/ce\kappa$, dM/dt (UVCeti) — $10^{-12} \ M$. 10 A), тогда динамическое давление ветра $p_a = 10^{-6}/r^2$, где r измеряется в астрономических единицах. Среднее давление межанездного газа p со-

ставляет $p \approx 10^{-12} \ \text{дин/см}^2$ с учетом вклада космических дучей малой энергии. Сравнивая p_n и p_n получаем, что $r \approx 10^1$ a_n e_n . Таким образом, знездный ветер с учетом потери массы от испышек может быть останован межзвездной средой на расстоянии, сравнимом с размером стационарной зоны ионизации реитгеновскими квантами от знездной короны в спокойном состоянии звезды.

Перейдем теперь к определению размеров зоны ионизации рентгеновским излучением звездных вспышек. При этом мы будем исходить из электромагнитной природы вспышен по аналогии с солнечными, т. е. будем считать, что явление вспышки возникает при образовании в хромосфере или нижней короне звезды токового слоя, в котором происходит анингиляция магнитных полей противоположного направления, сопровождающаяся генерацией плазменной турбулентности, ускоряющей частицы до высоких неогия [5, 17]. Из энергетики вспышех следует, что, по-видимому, пронесс аннигиляции происходит в более плотной плавме и магнитные поля вспыхивающих звеза имеют значительную большую напряженность, чем солнечные. Последнее обстоятельство подтверждается данными наблюдений, согласно которым на поверхности красных карликов существует большое количество темных пятен, что принодит к небольшим колебаниям яркости звезд, причем мощные вспышки, как правило, наблюдаются в перидды минимального блеска [18, 19]. Вопросы, связанные с образованием пятен на поверхности звезды, обладающей протяженной коннективной оболочкой, были рассмотрены Маллэном [20]. Косвенные соображения с учетом наблюдательных данных приводят к оценкам напряженности поля, заключенных в пределах от нескольких тысяч гаусс до нескольких десяткоч гысяч гаусс. Анингиляция полей такой напряженности в объеме с линейными размерами $l \approx 10^\circ$ см $\sim 0.1~r$, приводит к величине энергии, близкой по порядку величины и в ряде случаев превосходящей энергию мощной вспышки в оптическом днапазоне 1011—1011 врг. Предположим, исходя ил средней продолжительности вспышки и временного интервала между вспышками, что в среднем звезда выделяет в рентгеновском диапазоне данн воли мошность $L_{\bullet} = 6 \cdot 10^{\circ} - 6 \cdot 10^{\circ}$ времени между вспышками здесь принят равным 5 час). Следует заметить, что. согласно последним результатам исследований активности Солица, энергия солнечных магнитных полей в результате развития неустойчивостей разэнчных типов в турбулентной плазме токовых слоев эффективно передается быстрым частицам (в основном, электронам), которые, распространяясь от области ускорения в плотные слои атмосферы Солнца, генерируют излучение в оптической, рентгеновской и радио-областях спектра, т. е. приводят к явлению вспышки. В оптическом и рентгеновском диапазонах длин воли выделяется примерно по 10% энергии, заключенной в ускоренных электронах. Поскольку энерговыделение вспышек эвезд UV Ceti регистрируется в основиом в оптическом участке спектра, то можно считать в предположении общности природы солнечных и звездных вспышек, что светимость последних в рентгеновских лучах может превосходить оптическую светимость этих звезд, а в отдельных случаях для наиболее мощных вспышек достигать величины 10^{11} эрисек. Оценим возможности наблюдений зон HII, образованных вспышечным излучением. Современные приемники излучения (например, эталон Фабри-Перо в комбинации с ЭОП), при меняемые для наблюдений слабых протяженных объектов [21], способны зарегистрировать свечение в линии H_* от зоны HII с мерой эмиссии $ME=2s_0n^{-2}$, где s_0 выражено в парсеках. Из (6) получаем:

$$ME = 0.2 \, n_e^{4.5} \left(\frac{L_e}{10^{16}} \right)^{1.5}$$

Здесь $n_r \simeq n_H$ и см 3, L_{\bullet} измеряется в spi/сек. Отсюда легко заключить. что наиболее благоприятными для наблюдений будут плотные зоны НП, облучаемые звездой, имеющей большую средневспышечную светимость. Например, при $n_H=10~c.u^{-3},~L_{\star}\simeq 10^{11}~spr/cek,~ME\approx 10,~что~недостаточно$ для уверенной регистрации, а при $n_H \approx 50$ см⁻³ $-ME \approx 80$: такой источник может быть замечен при условии, если его угловой размер 21'. Нужно добавить, что давление горячего ионизованного газа в области HII, не сбалансированное давлением холодного газа HI, может приводить к движению межзвездного вещества [22]. При этом уменьшается поглощение жестких квантов и они распространяются дальше, новизуя новые слон, и размеры зоны ионизованного водорода возрастают; при обтеканин иснизационным фоонтом холодных облаков большой плотности образуются яркие погращичные ободки - римы. Таким образом, можно сделать вывод, что месы амиссии зон НП, образуемых наиболее мощиными всимшками звезд типа UV Ceti, находятся в пределах наблюдательных возможностей современной аппаратуры.

Автор глубоко благодарен Р. Е. Гершбергу за присылку некоторых материалов по вспыхивающим звездам.

СибИЗМИР СО АН СССР

ON THE ZONES OF IONIZATION AROUND STAR FLARES

V. M. TOMOZOV

The problem of formation of stationary ionisation zones by X-ray emission during UV Ceti-type star flares is considered. Possibilities of

detection of the emission of the zones HII in hydrogen lines by means of contemporary techniques are evaluated.

АНТЕРАТУРА

- А Болрчик и сб. «Космическая газодинамика», под ред. Х. Дж. Хабинга, Мир. М., 1972. стр. 324.
- 2. Р. Е. Гершберт. Всимшки красных карликовых эвезд. Наука, М., 1970, стр. 146.
- 1, Г. А. Гурзалии. Вспыхнивющие эпезам, Наука, М., 1973.
- M. C. Lortet-Zuckermann. Kleine Veröffentlichungen der Remeis-Sternwarte Bamberg Bd. IV. No. 40, 30, 1955; CR. 260, 6534, 1965.
- 5. R. E. Gerahberg, S. B. Pikelner, Comm. Astrophys. Space Phys., 4, 113, 1972.
- 6. Р. Е. Гершберт, Доклад на 67 Симполнуме МАС, М., 1974.
- T. L. Cline, U. D. Desai, R. W. Klebesudel, I. B. Strong. Ap. J. 185, 1, 1, 1973.
- 8 K. Brecher, D. Moretson, Ap. J., 187, L 97, 1974.
- 9 Е. А. Капициал. Астрон. ж., 52, 189, 1975
- 10. L. Spitzer, Diffuse matter in Space, Inter. Sci. Publ., 1968.
- 11 B. Lovell. Quart J. RAS, 12, 98, 1971.
- 12 В В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Начка, М., 1967.
- 13 Р А. Сюниси. Астрон. м., 46, 929, 1969.
- 14. F D. Kaha, Nature, 222, 1130, 1969.
- 15. C. B. Huncabhen. AAH CCCP, 72, 255, 1955.
- 16 Р Люст, в сф. «Космическая газодинамика», под ред Х. Дж. Хабинга, Мир. М., 1972, стр. 300.
- 17 В М Томолов, Астрон. ж., 49, 802, 1972.
- 18 /1 W. Yutuken, Han. KpAO, 48, 3, 1973.
- 14. B. W. Bopp, D. S. Evans, M. N. 164, 343, 1973.
- 20. D. J. Mullun, Ap. J., 192, 149, 1974
- 21. Т. А. Лозинския, Астрон. ж., 46, 730, 1969.
- 22. С. А. Каплан, С. Б. Паксльнер, Межанераная среда, Физматена, 1963

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ. 1967

ВЫПУСК 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ОБЛАСТЕЙ НІІ В ГАЛАКТИКЕ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА

Т. Б. ПЯТУНИНА

Поступила 25 марта 1975 Пересмотрена 3 нюли 1975

Появляно, что холодиме компактные области НП, возбуждаемые поэдними О и ранмими В звездами, располагаются преимущественно во внутренних сикральных рукавах Галактики, т. е. в рукавах Наугольник—Щит и Стрелец, в то время как горячие, воздождаемые ранними О-звездами, преимущественно и рукаве Кихъ—Лебедь.

В предыдущен работе автора [1] по данным радноконтинуума были получены распределения электронной температуры и плотности в зависичости от расстояния до центра возбуждения для 44 областей HII. Там же было показано, что все исследованные области НП могут быть разделены на две отличающиеся по ряду привнаков группы: (1) горячие, с температурой в центре T ес >7000°K, и (2) холодные, с T ес ≤7000°K. Высказывлось предположение, что различие электронных температур в областях НП, принадлежащих разным группам, определяется, в основном, спектральным составом ионизующего излучения. Поскольку значения электронтой температуры вычислены нами по наблюдениям в радноконтинууме, заянсимость электронной температуры от спектра возбуждающих авезд предоставляет поэможность грубой спектральной классификации возбуждающих звезд по радноданным, свободным от поглощения в межэвеэдной среде, что особенно важно для гигантских областей HII, половина из когорых вообще не отождествляется с какими-либо следами оптического излучения. Поэтому в настоящей работе это предположение обсуждается в евете новых данных, а также исследуется пространственное распределение областей HII разных типов в Галактике

Остановимся прежде всего на отождествлении областей НП и возбуждающих их знезд. Отождествления исследованных областей НП взяты, и основном, из каталога Шавера и Госса [2] и дополнены автором по опубликованным за последнее время данным. На 44 исследованных областей НП отождествлена всего 21, только 11 отождествленных областей НП обнаруживают хотя бы частичную корреляцию распределений яркости в радиодиапалоне и в оптике. В ятих областях НП осуществлен поиск возбуждающих авезд. В шести областях НП обнаружены вероятные возбуждающие звезды. Все они принадлежат к спектральным классам более ранним, чем О7. Очевидно, что объяснений этому может быть только два: либо гигантские области НП возбуждаются только звездам і спектральног з класса О9 и более ранних, как считают Мецгер и др. [3], либо возбуждающие звезды более поздиих спектральных классов ненаблюдаемы в силу каких-то причии.

Если считать, что гигантские области НП повбуждаются исключительно звездами более ранними, чем О9, то значительный процент источников с Тес≤7000°К п нашей выборке [1] может быть объяснен только эффективном «охлаждении» ионизующего излучения в пределах самой туманности. Причиной такого «охлаждения» может быть селективное поглощение наиболее внергичных квантов даймановского континуума пылью. Так, Мецгер, Смит и Чарчвелл [3] полагают, что пыль поглощает кланты за пределом новизации гелия ($\lambda < 504$ A) и четыре раза более эффективно, чем кванты (912 А> λ > 504 А). В результате, средняя энергия, приходящаяся на един L. -фотон, уменьшается, нонизующее излучение «охлаждается». Эпергия же, поглощенная пылью, переизлучается в инфракрасном диапазоне. Оченидно, что в таком случае наиболсе мощные источники инфракрасного излучения должиы быть связаны с низкотемпературными областями НП. Из-за отсутствия измерений в широком спектральном диалазоне полную инфракрасную светимость можно определить лишь для очень небольшого числа областей НП. Поэтому ограничимся статистикоп обнаружений. На 24 областей НП с Тес > 7000°К в НК-днападоне обнаружено 18, а из 20 областей НП с Тос ≤ 7000°К только 3. Правда, холодные области НП имеют значительно более низкие потоки радиоизлучения, чем горячие. Если это вызвано большей удаленностью холодных областен HII от Солица, то аналогичное соотношение будет наблюдаться и в инфракрасном днапазоне. Повтому возможна некоторая наблюдательная селекция инфракрасных источников, связанных с исследованными областями НП. Минимальный поток радиоизлучения в выборке обнаруженных НКисточников составляет ~ 20 ед. п. как для горячих, так и для холодных областей НП1. Если ограничить выборку только источниками, поток от которых на высоких частотах превышает 20 единиц, то статистика будет такона: 22 горячие области НП - 18 инфракрасных источников, 9 холодных областей НП — 3 инфракрасных источника. Как видим, статистика яви э противоречит предположению с том, что «схлаждение» исинзующего излучения в областях НП с низкой температурой обусловлено пылью. Поатля му следует принять, что холодные области НП возбуждаются звездами с

инэкой аффективной температурой: либо звездами умеренной массы $(M \leq 20~M_{\odot})$, находящимися на гливной последовательности нулевого возраста, либо массивными провволюционировавшими звездами-сверхгисантами. В связи с этим интересно отметить, что в 6 из 44 исследованиях областей HII обнаружены источники мазерного излучения $OH/H_{\odot}O$, которые, как полагают в настоящее время, связаны с коллапсом массивных протовезд [4]. Все зоны, в которых обнаружено это излучение, имеют температуры выше 10000 К. То есть скопления, возбуждающие горячие области HII, либо моложе скоплений, возбуждающих холодные области HII, и именю поэтому не содержат коллапсирующих звезд, либо связанные с инми звезды болсе массивны, поскольку величина энергии, выделяющейся при коллапсе и определяющей накачку $OH/H_{\odot}O$ мазера, прямо зависит от массы.

Рассмотрим возможность чисте наблюдательной селекции, ствующей обнаружению возбуждающих звезд поздних спектральных классов. Ангерхофер. Чарчвеля и Уолмслей [5], исследуя радиоизлучение оптически наблюдаемых областей НП из каталога Шарплесса, пришли к выводу, что области, возбуждаемые ранинми О-звездами, как правило, ограначены по плотности, в то же время области, возбуждземые более поздними эпердами, ионизационно ограничены. Так как в газово-пылевых комплексах, которым принадлежат гигантские области НП, очень велико поглошение, то вероятность отождествления нонизационно-ограниченной области НП должна быть ниже, чем области НП, ограниченной по плотности. Поатому в том случае, если соотношение, найденное Ангерхофером и др. [5], выполняется и для гигантских областей НП, вероятность отождествления тех из них, которые возбуждаются поздними О- и ранними В-звездами. должна быть существенно ниже чем тех, которые возбуждаются ранними О-звездами. Таким образом, принадлежность всех отождествленных возбуждающих звезд к ранним О-звездам может быть объяснена чисто наблюдательной селекцией. Выдвинутому нами предположению о зависимости $T_{\rm ee}$ от спектов возбуждающих звезд это объяснение не противоречит. Действительно, хотя статистическая значимость расхождений между гистограммами Т ес для неотождествленных (рис. 1а) и отождествленных (вис. 1b) областей НП невелика, она скорее подтверждает, чем опровергает это предположение. Как видно из рис. 1с, безусловное большинство источников, у которых распределения яркости в оптике и радиодналазоне корреаноуют, имеют Tec > 7000°К и все источники с отождествленными возбуждающими звездами — Т сс ≥ 9000°К.

Косвенным свидетельством того, ограничена ли область НП ионизационно или по плотности, может служить также соотношение размеров центрального плотного ядра области НП и разреженной оболочки. Структура типа ядро—оболочка является наиболее общей для гигантских областей НП, причем ядро характеризует вероятно ту конденсацию в первич-

ном облаке, из которой образовались возбуждающие звезды, а оболочки периферические, менее плотные его части. Повтому обширные оболочки должны чаще встречаться у ограниченных по плотности областей НП. Из рис. 2 видно, что горячие области НП в нашей выборке действительно имеют более оазвитые по соавцению с холодными оболочки.

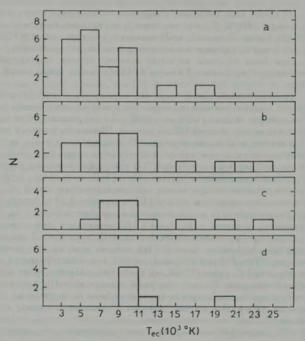


Рис. 1. Распределение влектронных температур для (а) — неотождествленных источников, (b) — отождествленных источников, (c) — источников, в которых маблюдается хотя бы частичная корреляция распределений яркости в раднодианавоне и в оптике, (d) — источников, и которых отождествлены вероитные возбуждяющие звезды.

Таким образом, приведенная статистика отождествлений, мощности инфракрасного излучения, а также мазерного излучения в молекулярных линиях ОН/Н.О. степени развития оболочки подтверждают сделанное ранее предположение о том, что горячие области НП возбуждаются ранними

О-звездами, в то время как холодиме — поздними О-звездами и раниими В Подтверждением этого вывода служит и статистика параметров возбуждения U. Из рис. З видно, что максимальный параметр возбуждения для горячих областей НП примерно в два раза выше, чем для холодимих, что спответствует рясхождению светимостей возбуждающих звезд на порядок. Примерно на перядок отличаются и потоки в L., -континууме для звезд (Об—О7), с одной стороны, и (О9.5—В0), с другой. Однако максимальное значение параметров возбуждения для холодимх областей НП около 150, что требует не менее 100 звезд О9. 5 на главной последовательности иулевого возраста, либо около 5 звезд сверхгигантов. Первое требует сильных локальных отклонений от функции первичных масс Солпитера с режим обрывом при $M > 20 M_{\odot}$, второе — длинной шкалы зволюции гителитских областей НП, сравнимой со временем эволюции массивных возбуждающих звезд, т. е. ~ 10° лет.

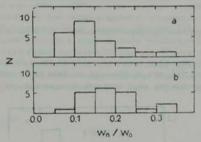


Рис. 2. Отношение размера горячего адра \mathbb{N}_n к полному размеру области HII изля областей HII размых типов: (a) — горячих с $T_{ac} > 7000^{\circ} \mathrm{K}$. (b) — холодиых с $T_{ac} < 7000^{\circ} \mathrm{K}$.

Для исследования пространственного распределения областей НП в Галактике удобно использовать галактические расстояния D_G , т. е. расстояния от источников до центра Галактики. Распределения D_G для областей НП разных типов приведены на рис. 4. Холодные области НП располагаются, в среднем, ближе к центру Галактики и заселяют, в основном, виутеренине спиральные рукава, рукав Наугольник—Щит ($D_G = 5-6$ клс) и рукав Стрелец ($D_G = 8-9$ клс). В то же время рукав Киль—Лебедь ($D_G = 10-11$ клс) заселен почти исключительно горячням областями НП.

Как было показано выше, звезды, возбуждающие холодные области HII, либо менес массивные, либо более старые по сравнению со звездами, возбуждающими горячие области HII. В принципе, расшепление спирального рукава на различные возрастные группы возможно и действительно 316—8

наблюдается во внешних галактиках. Однако величина смещения спирального узора за 10° лет составит в окрестности Солица не более 100 пс. Вре-

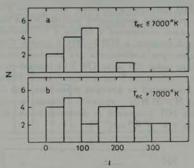


Рис. 3. Распределение параметров возбуждения U для холодимх (a) и горячих (b) областей HII

менной масштаб эволюции самого спирального узора составляет, вероятно, не менее $10^{\rm o}$ дет [6], что на два—три порядка выше времени эволюции О-звезд. Таким образом, различная локализация холодных и горячих об-

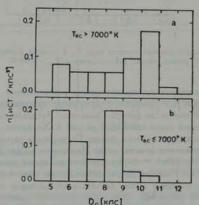


Рис. 4. Распределение областей HII разных типов по расстояниям до центра Γ_a давтиям D_G .

ластей НП, пероятно, в первую очередь вызвана локальными условиями звездообразования в различных частях Галактики.

В 1971 году Сирл [7], а позднее Бенвенути и др. [8] обнаружили систематическое повышение степени возбуждения в областях НП, принадлежащих галактикам Sc, при удалении от галактических ядер. Сирл полагает, что это вызвано уменьшением относительного обилия кислорода и адогия по пнешних частях галактик, в то время как Бенвенути и др. основной причиной считают повышение температуры возбуждающих звезд в областях НП, расположенных во внешиих частях галактик. Отметим, однаю, что, как показал Тальбот [9], эффективность и скорость звездообразования существенным образом зависят от относительного обилия тяжелых элементов, и, таким образом, от аномалии химсостава мы пновь можем придти и аномалии возбуждающих звезд.

В рамках волновой теории спиральной структуры основным фактором, способствующим уплотнению облаков межавездного газа и развитию гравитационной неустойчивости, является система ударных воли, вознівающих при вззимодействии дифференциально вращающегося газа со спиральной волной плотности. Как показал Роберте [10], аффективность уплотнения газовых облаков в ударной болне уменьшается с увеличением расстояния от внутречнего резонансного раднуса. И хотя численные оценки произвести сложно, можно полагать, что условия звездообразования во внутренних частях Галактики благоприятствуют образованию звезд мадон массы, так как критическая джинсояская масса обратно пропорциональна плотности.

Аенинградский филиал САО АН СССР

THE DISTRIBUTION OF COMPACT REGIONS HII IN THE GALAXY AND THE PECULARITY OF THEIR HEAT REGIME

T. B. PYATUNINA

The compact HII regions with low electron temperature populate mostly inner spiral arms of our Galaxy (the Norma — Scutum and the Sagittarius arms). The outer Cygnus — Carina arm is populated almost completely by hot HII regions.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Т. Б. Пятунина. Изв. САО АН СССР. 7. 101, 1974.
- 2. P. A. Shaver, W. M. Goss, Austr. J. Phys., Astrophys., Suppl. ser., 14, 133, 1970.
- 3. P. G. Mezger, L. Smith. E. E. Churchwell, Astron. Astrophys., 32, 269, 1974.
- 4. П. Мецгер. Космическая газодинамика, Мир. М., 1972. стр. 385.
- 5. P. Angerhofer, E. E. Churchwell, M. Walmsley. Astron Gesellschaft Mitt., 32, 269, 1973.
- 6. A. Toomre, Ap. J., 158, 899, 1969.
- 7. L. Searle, Ap. J., 168, 327, 1971.
- 8. P. Benvenuti, S. D'Odorico, V. Peimbert, Astron. Astrophys., 28, 447, 1973.
- 9. R. J. Tulbot, Jr. Ap. J., 189, 209, 1974.
- 10. W. W. Roberts, Ap. J., 158, 123, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAÑ, 1976

ВЫПУСК 2

О ЧАСТОТЕ КОЛЕБАНИЙ ВЫРОЖДЕННОГО ЯДРА КРАСНОГО ГИГАНТА

О. В ФЕДОРОВА Поступнав 9 апреля 1975

Изучается влияние внешиего давлени 1 мя границе погружению в протяженную чаку конфигурации на частоту се занейных аднабатических колебаний. Такую защитурацию представляет собой, например, ядро врасного гиганта. Зависимоста граничного давления от смещения границы задается при номощи мекоторого параметра су Чилению решается уравнение колебаний для ряда усечениям политроп с индексами 12 и 3 при нескольких заначениях ? Вичисления показывают, что частота колебаний тро растет с учеличением внешиего завления. В редультате авланического исследования, которое проведено как при помощи интегрального соотношения для частоты, так и нергетическия методом, получене приближенная формула, связывающая за с ра

Согласно геории звездной аволюции, красный гигант представляет соми двухфазную конфигурацию. Он состоит из компактного ядра, в некопрых случаях вырожденного, и протяженной оболочки существенно меньсматривать независимо от оболочки. От свободной конфигурации ядро отмичается тем, что давление на его поверхности не равно нулю. Представляинтерес изучить, как влияет такое граничное условие на механические сяойства ядра. Здесь мы рассмотрим задачу о линейных аднабатических плебаниях непращающейся конфигурации с висшним давлением.

Давление на поверхности, не равное нулю, приводит к специфическому граничному условию, которому должно удовлетворять уравнение колебаний. В работах, в которых исследуется устойчивость конфигураций, погруженных во внешнюю среду, ставится следующее условие на поверхности: лп=0, где бр — лагранжева вариация давления [1]. Это означает, что давление на поверхности конфигурации при колебаниях остается неизменным. Однако можно сформулировать более общее требование: лагранжевы изменения давления и плотности вблизи границы ядра должны совпадать по фазе с изменением радиуса (то есть, давление на границе увеличивается

при расширении ядра и уменьшается при его сжатии). Таким путем достигается согласонание давления во внешнем слое ядра и в прилегающем ядру слое оболочки, который при увеличении размеров ядра подвергается сжатию, а при их уменьшении должен расширяться. Относительная амплитуда авгранжена изменения давления $\delta p/p$ и амплитуда относительног исмещения $\xi = \delta r/r$ в линейной адпабатической задаче связаны следующим образом:

$$\frac{\delta p}{p} = -\gamma \left(3\xi + r\frac{d\xi}{dr}\right)$$
 (1)

где у — показатель адиабаты. На границе соответственно с высказанным соображением должно выполняться условие:

$$3t_0 + r_0 \left(\frac{dt}{dr}\right) < 0.$$

индекс 40- соответствует границе ядра. Введем безразмерный параметр я:

$$\left(\frac{d\mathbf{i}}{dr}\right)_0 = -\mathbf{i} \frac{\mathbf{i}_0}{r_0}.$$
(3)

Соотношение (3) при $\alpha \geqslant 3$ и является граничным условием для уравнения колебаний на поверхности $r=r_o$. (Условие $\delta p=0$ получаем при $\alpha=3$). Конкретизировать значение и можно лишь путем решения задачи о колебаниях конечной амплитуды при заданном строении прилегающего слоя. Здесь мы используем ряд пробных значений α , поскольку о строении оболочки не делается никаких предположений.

В качестве моделей для конфигурации с внешним давлением были выбраны уссченные политропы индексов 3/2 и 3. Показатель аднабаты принят равным 5/3. Конфигурация при n=3/2 аппроксимирует ядра с невысокой степенью вырождения вещества. Сравнение ее с моделью, соответствующей n=3, иллюстрирует влияние увеличения центральной концентрации массы на зависимость частоты колебаний от внешнего давления.

Уравнение колебаний для политропной конфигурации в безразмерных переменных записывается следующим образом (см., например. [2]):

$$\xi'' + \xi \left[\frac{4}{x} + y_1(n+1) \frac{\delta}{\delta} \right] + \xi \left[\frac{4}{x} (n+1) y_1(-\delta_1) \frac{1}{\delta} - \left(3 - \frac{4}{x} \right) y_1(n+1) \frac{\delta'}{\delta} \frac{1}{x} \right] = 0, \tag{4}$$

где θ — функция Эмдена, y_i — раднус неусеченной политропы в единицах длины Эмдена. θ'_i — значение θ'_i при $y-y_i$, x — расстояние от центра в

единицах радијса исусечениой политропы, ω — безразмериая частота колебаний, связанная с частотой соотношением:

$$\omega^2 = \frac{3z^2}{4\pi G},$$
 (5)

где р — средняя плотиость неусеченной конфигурации. Уравнение (4) решалось в обоих случаях (n=3/2, 3) при следующих значениях относительного граничного радиуса x_i : 0.95, 0.90, 0.85, 0.80. В модели красного гиганта, имеющего массу 1.3 $\mathfrak M$, например, границе вырожденного ядра соответствует значение x_i около 0.85 [3]. Рассматривалась только фундаментальная мода колебаний. Граничное условие (3) использовалось при значениях параметра α в интервале от 3 до 20. В центре конфигурации задается обычное условие:

$$\xi'=:0,\quad \xi=1. \tag{6}$$

Пепользовался метод пробного интегрирования от границ, причем критерием правильности выбора собственного значения о служит совпадение могарифмических производных (41.47) В в промежуточной точке.

Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2, 3. На рис. 1 и 2, дли конфигураций с n=3/2 и n=3 соответственно, изображены функции $\xi(*)$ при крайних из рассмотренных значений α (3 и 20) с нормировкой $\xi_n=1$. Функции $\xi(x)$, соответствующие другим значениям α , занимают промемуточное положение, причем максимум кривой постепенно смещается влено с увеличением α . Рис. 3 показывает, как изменяется безразмерная частота колебаний, вычисляемая согласно (5) через посредство средней плотности неусеченной конфигурации. Значения ω^2 для колебаний политроп со свободной поверхностью равны 2.712 и 9.261 для n=3 2 и n=3 соответственно [4].

Чтобы понять смысл зависимости об от от и раднуса усеченной конфигурации х., используем известное интегральное выражение для квадрата частоты (например, [4]):

$$\sigma^{2} = \frac{\int_{M} \xi^{2} r^{2} dm \left[-\frac{1}{\varrho r} \left(3_{4}^{2} - 4 \right) \frac{dp}{dr} \right] + \int_{M} \xi r^{2} dm \left[-\frac{1}{\varrho r^{4}} \frac{d}{dr} \left(\gamma p r^{4} \frac{d\xi}{dr} \right) \right]}{\int_{M} \xi^{2} r^{2} dm}$$
(7)

M- масса конфигурации. Интегрируя по частям второе слагаемое числителя, получаем:

$$s^{\dagger} = \frac{G}{\int_{0}^{\pi} r^{\dagger} dm}.$$
 (8)

$$G = \int_{V} \mathbb{E}^{r} dm \left[-\frac{1}{r^{r}} (3\gamma - 4) \frac{dp}{dr} \right] + \int_{V} \mathbb{E}^{r} dm \frac{\partial p}{\partial r} \left(\frac{d\xi}{dr} \right)^{2} - 4\pi \gamma \rho_{0} r_{0}^{4} \xi_{0} \left(\frac{d\xi}{dr} \right) + \frac{1}{r^{2}} \frac{dp}{dr} \right]$$

От обычного выражения для от формула (8) отличается присутствием в числителе третьего слагаемого, которое возникает вследствие отличия от нуля давления на границе конфигурации. При граничном условии (3) вто слагаемое принимает вид:

$$-4\pi p_0 V_0^4 \left(\frac{dt}{dr}\right)_0 = 3\alpha r_0 V_0 \tilde{z}_0^2,$$

где V_* — объем конфигурации. В соответствии с принципом минимума, применимым к собственным значениям уравнения колебаний [4], оценку свер-

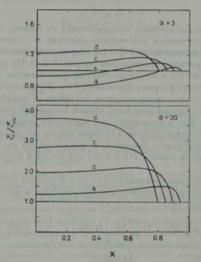


Рис. 1. Зависимость относительного смещения ξ от координаты и для конфигурации с n=3/2. Кривая в соответствует значению x_a 0.95, b=0.90, c=0.85, d=0.80

ху для о^з можно получить, заменив в правой части (8) функцию в проиввольной достаточно гладкой функцией, удовлетворяющей тем же граничным условиям, что и в. Возьмем для атого функцию, постоянную внутри ядра и гладко абывающую в некотором внешнем его слое. Граничное условие (3) фиксирует лишь значение производной на поверхности ядра и поатому позволяет сделать втот внешний слой сколь угодно тояким, причем чем меньше толщина слоя, тем меньше значение функции в нем отличается от значения внутри ядра. Таким образом, верхиюю границу о^з можно

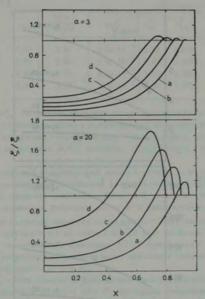


Рис. 2. То же, что и на рис. 1. для конфигурации с n=3.

получить, подставив в (8) вместо в постоянную, так как разность между такой оценкой и оценкой с помощью функции, удовлетворяющей (3), можно сделать сколь угодно малой. Учитывая (9), получаем:

$$z^{2} \leq \frac{|\Omega|}{I}(3\gamma - 4) + \frac{3z\gamma p_{0}V_{0}}{I}$$
 (10)

где Ω — гравитационная внергия конфигурации, а I — момент инерции относительно центра. Для конфигураций с внешним давлением теорема вириала дает [5]:

$$|\Omega| = 3p V_0 - 3p_0 V_0. \tag{11}$$

где \overline{p} — среднее по объему давление. Поскольку во всех случаях, для которых производились расчеты, $p_* \ll \overline{p}_*$ вместо (11) можно принять:

$$|\Omega| \approx 3\overline{\rho} V_0. \tag{12}$$

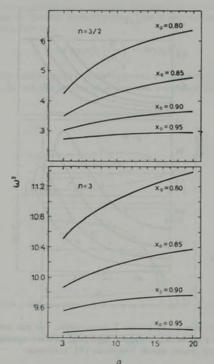


Рис 3. Зависимость квадрата безразмерной частоты ω^2 от эначений z и z_a . Преобразуем (10) с помощью (12):

$$z^2 \approx \frac{|\Omega|}{I} \left[(3\gamma - 4) + z\gamma \frac{p_0}{p} \right]. \tag{13}$$

Следовательно, влияние внешнего давления на частоту колебаний конфигурации определяется отношением p_a \bar{p} . Сравним ясличины ω^2 , полученные путем численного решения уравнения колебаний, и вычисленные с использованием формулы (13) для случая n=3/2 и $\alpha=10$ (табл. 1).

Табли				
x _a	3 Ω 4=GsI	P+/P	2	-7 nec4
0.95	2.81	2.92 10 3	2.94	2.870
0.90	2.86	1.60-10-2	3.62	3.397
0.85	2.95	4.21-10 2	5.02	4.281
0.80	3.07	8.21 - 10-2	7.28	5.579

Отличие от точных значении растет с уменьшением x_0 , так как чем меньше x_0 , тем сильнее колебания конфигурации отличаются от гомологических. Однако из данных таблицы можно сделать вывод, что увеличение ω^{τ} по сравнению со случаем $p_0=0$ вызвано присутствием дополнительного члена в (13).

В случае высокой концентрации массы к центру — политропа с n=3—степень негомологичности колебаний значительно выше. При рассмотренных значениях инещиего давления добавочный член невелик и не является главным определяющим фактором роста ω^* с увеличением α и p_a . Например, при самом большом значении p_a/p (для $x_a=0.80$) увеличение добавочного члена от случая $\alpha=3$ до случая $\alpha=20$ дает не более половины соотпетствующего прироста ω^* . Эначения $|\Omega|/I$ практически одинаковы для всех x_a . Более существенное влиямие здесь оказывает изменение формы кригых $\xi(x)$ в зависимости от α и p_a .

Для того, чтобы выяснить физический смысл дополнительного слагаемого в (13), получим формулу для σ^3 еще одним способом — при помощи энергетического метода, развитого в работе [6]. Этот метод позволяет обобщить [13] на случай вращающихся конфигураций. Его сущность состоит в следующем. Рассмотрим закон сохранения энергии пульсирующей звезды:

$$E_{\text{rena}}(t) + E_{\text{np}}(t) + E_{\text{cp}}(t) + E_{\text{cp}}(t) + E_{\text{num}}(t) = E^{0} + E^{0}_{\text{num}}, \tag{14}$$

где $E_{\rm rena}$ — тепловая энергия звезды, $E_{\rm sp}$ — энергия вращения, $E_{\rm rp}$ — гранитационная энергия, $E_{\rm sun}$ — кинетическая энергия пульсаций, E^0 — полная энергия в отсутствие колебаний, а $E_{\rm sun}^0$ — значение кинетической энергии пульсаций в момент, когда звезда проходит через состояние равьовесия. Предположим, что колебания происходят гомологически. Закон изменения со временем радиуса произвольного элемента газа запишем в виде:

$$r(t) = r(1 + s_0 \sin 2t), \tag{15}$$

г — равновесное аначение радиуса. Если состояние газа меняется аднабатически и момент количества движения каждой частицы газа сохраняется, то зависимость от времени энергий, стоящих в левой части (14), выражается следующими формулами:

$$E_{\text{rena}}(t) = E_{\text{rena}}^{0} \left(1 + \hat{\epsilon}_{0} \sin \pi t \right)^{3(1-\gamma)}, \tag{16}$$

$$E_{\rm ap}(t) = E_{\rm ap}^0 \left(1 + \xi_0 \sin \sigma t\right)^{-2},\tag{17}$$

$$E_{rp}(t) = E_{rp}^{0} (1 + t_0 \sin 2t)^{-1},$$
 (18)

$$E_{non}(t) = \frac{1}{2} \sigma^2 I_{\tau_0}^{-2} \cos^2 \tau t. \tag{19}$$

 $E_{\rm ren}^{0}$, $E_{\rm sp}^{0}$, $E_{\rm sp}^{0}$, — равновесные значения энергий. Разложим леную часть (14) по степеням малой неличины ϵ_0 до второго порядка включительно. Члены нулевого порядка дают в сумме E^{0} , а коэффициенты при ϵ_0 и следует приравнять к нулю. Первое из получаемых таким образом равенств выражает теорему вириала, второе же, после исключения $E_{\rm ren}^{0}$ с помощью теоремы вириала, дает изнестное приближенное выражение для σ^{0} :

$$z^{2} = (4 - 3\gamma) \frac{E_{\gamma}^{0}}{I} + (5 - 3\gamma) \frac{2E_{\gamma}^{0}}{I}$$
 (20)

Если мы рассматриваем колебания ядра авезды, окруженного оболочкой и предполагаем, что энергия ядра при колебаниях постоянна, при использовании закона сохранения энергии нужно учесть работу против сил давления, которую ядро совершает по отношению к прилегающему слою оболочки. Другие виды затрат энергии ядра, связанные с движением втого слоя, в принятой постановке задачи, определенной введением внешнего параметра ч, не должны учитываться. Характер колебаний примем следующий: граничное условие (3) выполнено, но пульсации практически гомологичны, относительное смещение § постоянно в ядре за исключением внешнего слоя, настолько тонкого, что можно пренебречь как отклочениями от формул (16)—(19), так и разностью относительных смещений внутри ядра и на его границе Будем, как и в (15), считать отмосительное смещение всюду равным §с.

Рассмотрим работу, совершаемую ядром против сил давления. Она выражается интегралом $\int p dV$, который вычисляется от равновесного состояния до данного смещения границы. Эдесь p — давление на границе ядра. В сответствии с (1) и (3) имеем:

$$p = p_0[1 + \gamma (a - 3) z_0 \sin at]. \tag{21}$$

Объем ядра определяется формулой:

$$V = V_0 (1 + \xi_0 \sin \alpha t)^3. \tag{22}$$

Вычисляя интеграл с точностью до членов порядка \$ 2, получаем:

$$\int p dV \approx 3p_0 V_0 \tilde{z}_0 \sin z t + \frac{3}{2} p_0 V_0 [2 + (z - 3)] \tilde{z} \sin^2 z t.$$
 (23)

Учет (23) при разложении левой части (14) приводит к следующим изменениям: равенство пулю коэффициента при ξ_0 совпадает теперь с теоремой вириала для конфигурации с ненулевым граничным давлением (см. формулу (11), где ата теорема записана без учета внергин вращения), а из условия равенства нулю коаффициента при $\frac{1}{2}$, в который дает вклад втооре слагаемое (23), получается следующее выражение для σ^2 :

$$v^{\mu} = (4 - 3\gamma) \frac{E_{\pi \mu}}{I} + (5 - 3\gamma) \frac{2E_{\pi \mu}^{0}}{I} + \frac{3\pi \gamma \rho_{0} V_{0}}{I}.$$
 (24)

Связанный с р. дополнительный член в (24) имеет тот же вид, что и в (10).

Таким образом, аналитическое исследование подтверждает вывод о позрастании частоты колебаний конфигурации при наличии внешнего давления на ее границе по сравнению со случаем $p_o = 0$. Применение энергетического метода для получения формулы для σ^3 позволяет сделать заключение, что физическая причина увеличения частоты — дополнительные затраты энергии колебаний на работу против сил давления, обусловленные присутствием оболочки.

В заключение автор благодарит В. Г. Горбацкого за полезные обсуждения и В. С. Имшенника за ценные замечания.

Аснинградский государственный университет

ON THE OSCILLATION FREQUENCY OF THE DEGENERATE CORE OF A RED GIANT

O. V. FEDOROVA

The effect of external pressure p_{ϕ} on the frequency p_{ϕ} of linear adiabatic oscillations of the configuration surrounded with an extended envelope, for example a red giant core, is considered. The dependence of the boundary pressure on the boundary displacement is defined with some parameter 2. Adiabatic oscillation equation is solved numerically

for the set of truncated polytropes of indexes 3/2 and 3 and for several values of a. The calculations show that σ^2 increases strongly as external pressure increases. The approximate relation between σ^2 and ρ_0 is derived by means of analytical treatment with the aid of integral expression for the frequency as well as with energy method.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. L. G. Taff, H. M. Van Horn, M. N., 168, 427, 1974.
- 2. С. Росселанд, Теория пульсаций переменных звезд, НА., М., 1952.
- 3. М. Шварушилья, Строение и эволюция звезд, ИЛ., М., 1961.
- 4. P. Ledoux, Th. Walraven, Handbuch der Physik, 51, 353, 1958.
- 5. J. P. Cox, R. T. Giuli, Principles of Stellar Structure, Gordon and Breach, N. Y., 1958.
- 6. В Ф Дьяченко, Я. Б. Зельдович, В. С. Имшенник. В В. Палейчик. Астрофизика, 4, 159, 1968.

АСТРОФИЗИКА АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

A SET OF WORKING HYPOTHESES TOWARDS A UNIFIED VIEW OF THE UNIVERSE

J.-C. PECKER, J. P. VIGIER Received 10 April 1975

Some observational avidance (anisotropy and inhomogeneity of the Hubble constant, almormal redshifts) led the authors to formulate working hypotheses compatible with these observations. The logies of these hypotheses led to consider the universe as a "hierarchical" universe similar to Charlier's, and to find the cause of the apparent expansion in the interactions affecting the path of the photons. As, in some cases, intrinsic redshifts are very important (QSS, ...) this reduces the distance of the considered objects and their absolute luminosity, and forces us to link them with ordinary galaxies; a scheme of evolution of extragalactic objects is suggested to account for the geometrical location of abnormal objects, and for some aspects of their morphology (double radio sources, etc...). From this set of working hypotheses, the authors feel, of course, that much work has to be done; but a coherent picture of the universe might emerge from the suggested studies.

In the course of the last two years, the authors have published a number of papers (see bibliography [1—17]) in which they gave examples of "abnormal redshifts", either within our Galaxy, or outside the Galaxy. We have considered as "abnormal" the redshifts displayed by objects which have different redshifts than objects located at the same distance from the Earth (or suspected to be so) and different when they are themselves (due to the solar motion, or to their own motion) located at different distances from some important radiating mass, such as the Sun.

Our first working hypothesis is:

"Most of the redshifts considered as abnormal are real, and not spurious". (WH 1).

The second working hypothesis is:

"The abnormal redshifts, considered as real, are due to causes that are not well known at present, i. e. they are neither due to the ex-

pansion of the Universe, nor to the Doppler effect of mass motions, nor to Compton effects." (WH 2).

The third working hypothesis, even if the two first WH are accepted by several scientists, is more difficult to accept: "The observed abnormal redshifts, detected in objects passing behind the solar corona, on the solar limb spectrum itself, in double stars, in extragalactic compact objects, and, in most of the cases, are due to a single physical cause

(this physical cause will be labelled O)". (WH 3).

We should say, in order to give weight to this WH, that it came to us as a very promising one, when we found that a semi-empirical formula used by us in our first papers was indeed fitting rather well practically in all cases. It could have been of course just good luck; and several authors, in practically all cases, have given seperate interpretations (some of them just as hazardous as ours!) which could, qualitatively at least, at this stage, interpret the observations (Sun: either no effect—Brault, Snider—or effect of microturbulent transfer—Magnan and Schatzman; eclipses by the solar corona: either no effect—Shapiro, against his own evidence,—; or influence of transfer in the homogeneous coronal plasma—Heyvaerts and Chastel; peculiar galaxies: either unsatisfactory data,—or real motions of objects; ...)*.

The rest of our "system" is deduced from these three hypotheses. It leads to "derived working hypotheses" linked on one side with the nature of quasars, the explication of phenomenon O, the universal redshift interpretation, the hierarchical universe, and on the other side, by another line of reasoning, with the evolutionary links between va-

rious extragalactic species.

[&]quot; But we should remember an argument, often used by the statisticians. We quote it from Darrell Huff, "How to take a chance, a popular book on statistics and probabilities", but the test was indeed suggested by Ronald Fisher: "A lady, British of course, remarks that she can tell by taste whether the milk has been added to the tea or the tea to milk. A sceptic presents her with four cups of tea of one sort and four of the other. She tastes, and identifies them all correctly. What can this mean? First, it may be that she really can tell tea and milk from milk and tea by taste" (we claim our formula helps us to be as good in redshift tasting as this lady). "Of course, she may have made a series of lucky guesses, a one chance in seventy long shot" (we do believe, indeed, this figure to show only that our series of papers is putting the odds on our side). But Huff says: "This is so unlikely that it would be more reasonable to credit the lady's claims". (Thank God !)" But wait. Perhaps the sceptic has arranged the cups in some simple pattern, probably without thinking about it, an alternation, perhaps, and the lady has chosen the same common pattern; this could greatly reduce the odds against a series of hits being made, even if taste is no clue". (Yes, but in our case, we do not believe that the cosmogonic demon has been so nasty as to do such a thing to us... Would you, indeed ?)

Let us make clear at this point that we never claimed to be the first ones to discover and emphasize abnormal redshifts, and to consider them as such, or to doubt the classical views on the universe. Arp, for example, has certainly to be credited for the importance given to abnormal redshifts: de Vaucouleurs has fafter Charlier, Fournier d'Albe, and others) advocated the hierarchical universe; Zwicky had many arguments against the expansion itself, from observations; Treder, or Segal, had some others, from relativistic theory; compactness has heen recognized as essential by many; Ourt recognized the evolutive role of the galactic nuclei: Ambartsumian has been strongly advocating explosive processes from hyperdense matter: Kristian has discovered the fact that an association between a quasar and an "underlying" galaxy is general; Hoyle, Gold, Bondi and Lyttleton have been developing the steady state universe, for years; Thomas, for thermodynamical reasons, and contrarily to Prigogine, does think that no equilibrium state can exist before the present strongly-non-equilibrium state of the Universe: hence he disregards expanding universes starting from successive condensed equilibrium states. And we should here quote a very long list of papers indeed!...

In this first section of this paper, and without entering into too many details in what we, or others, have been publishing elsewhere, we shall give a view of the Universe which seems more coherent than any previously published, except the classical expanding Universe. In the second section, we underline the weaknesses of our analysis; and in the third one, we delineate the directions in which we feel that further studies are now necessary.

- 1. The model. According to our WH 1, 2, 3, one can say: there are abnormal redshifts due to some physical cause. If so, taking into consideration the enormously large redshifts of QSS, their too large energy output (if assumed at cosmological distance) and their secular angular distribution on the sky, we are led to apply to them this idea: their redshift is considered as essentially due to the physical cause O. Application of that idea to a set of QSS's led us to a coherent description of their space location. Most of them are found indeed not to be at cosmological distances but a hundred times nearer. From this, we are led to two types of considerations.
- A. The Universe at large. Clearly, objects that are intrinsically redshifted, due to some physical cause O, seem to be the more compact ones; those which are redshifted during their passage near the solar disk, are so because the photons from the source interact with \$16-9

the solar field (particles of some sort, associated with the Sun). In both cases, the photons from the source are undergoing more interactions than from a) less compact objects, b) objects whose light does not cross closely the field of any star.

But the fact that compactness introduces some kind of additional intrinsic shift does not necessarly rule out some redshift due to expansion. However, and it may be here our WH 4, we shall assume that two different sources cannot really compete in giving one single phenomenon: "the Hubble shift, as measured in the spectrum of any galaxy, is due to the same cause as the redshift of compact objects".

In other terms, the Hubble law which can be expressed as usual:

$$z_i = (\Delta i/i)_i = HL, jc \tag{1}$$

is indeed a complex expression containing essentially three terms (fig. 1):

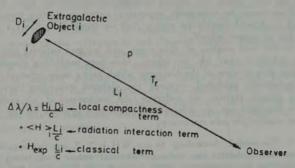


Fig. 1.

$$1 + z_1 = (1 + z_1)(1 + z_2)(1 + z_3)$$
 where (2)

$$z_{t} = H_{t}D_{t}\frac{1}{c} \tag{3}$$

$$z_2 = \langle H \rangle, L, \frac{1}{c} \tag{4}$$

$$z_{j} = H_{exp}L_{i}\frac{1}{c} \tag{5}$$

(the index i designates the observed extragalactic object, Li its distance).

The third term, due to expansion, may be assumed negligible; the second one is due to all interactions encountered by the photons coming from the source along their path; the first one is due to compacity of sources. For compact objects, the first term alone dominates; for galaxies of the ordinary type, the second term is the only one which counts (fig. 2).

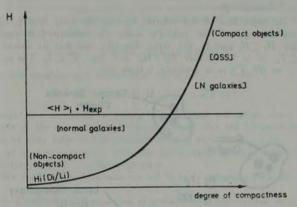


Fig. 2.

If compactness is associated with the effect, it means that the redshift is proportional to some function of the density of matter. We assume that there is, at large, a strong correlation between the density of matter and the density of the radiation (this is not a WH—it is indeed pretty obvious in the Universe). Hence the Hubble law, for ordinary rather close-by galaxies, can be written:

$$z_{\ell} = (\Delta i / L)_{\ell} = \int_{0}^{L_{\ell}} H(T_{\tau}(\ell)) d\ell$$
 (6)

where T_r is the local radiation temperature at any point in the Universe. Whatever the theory of the Universe may be, measures of H_0 and T_0 (value of T_r at the Earth) can be done. One obtains $T_r=2.65$; and H between 50 and 100, —but with strong indications for some anisotropy and inhomogeneity; the analysis (with the law (6) in mind) of the observations we had under hand (and they may be criticable!) led us write:

Our Galaxy $T_a=2.65$ K $H_a=7$ (motions in local cluster) ster makes determination impossible)

Our Supergalaxy $T_1=7$ $H_1=100$ Outside the $T_3=7$ $H_3=50$ Supergalaxy

The implication of the relation between the mass density, the radiation density, and the redshift, seems to indicate that the inequality $H_1 < H_1$ goes in the right direction, and that we should find $T_1 < T_1$. It is likely that $H_0 > H_1$; and that $T_1 < T_0$. The relation (H, p) or (H, T^4) is in principle, a linear one.

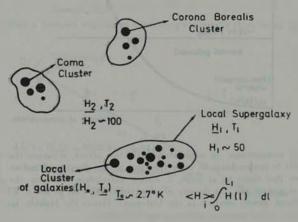


Fig. 3.

We do not know much from observations about clustering at a degree higher than the simple clustering of galaxies; Zwicky denies It, but modern authors (de Vaucouleurs for example) feel that the odds are in favor of such a clustering. A clustering at a larger scale would be undetectable. It is a well known law of hierarchical universes (fig. 3) such as the one we imply, that the average density decreases for larger and larger objects. This is what has been found. The exponent of the relation $\rho = R^n$ can even be determined (in order of magnitude) from the data:

$$\log z - 21.7 - 1.5 (\log R - 21.7) \tag{7}$$

where p is expressed in g/cm and R in cm.

Applying to such a universe the Relativity theory brings a problem. If we designate by R the radius of that universe, there is a relation between R and the average density in the corresponding volume. This relation is known but is function of the cosmological parameters. Very crudely, one has then $\frac{1}{2} = R^{-2}$ or:

$$\log g = -21.95 - 2\log \left(\frac{R}{3.09 \cdot 10^{-4}} \right) \tag{8}$$

These two relations give a solution of the order $(2) = 10^{-24}$;

$$R = 10^{12.5} \text{ cm} = 10^4 \text{ M} \text{ pc (or } z \approx 3 \cdot 10^4).$$

Although this is merely a strong extrapolated indication about the principle of the computation, it shows at least that the Universe might indeed be very large and its average density very small.

Let us note, incidently, that the hierarchical universe solves in a satisfactory manner the Olbers paradox.

We shall assume this universe not to be in expansion (WH 5).

B. Compacity and evolution of extragalactic objects. All compact objects, according to our scheme, have an intrinsic redshift; their "cosmological" distance is wrong; hence their brightness is usually overestimated by large factors, and their size as deduced from apparent diameters is overestimated. Hence, their apparent degree of compactness might not be too misleading, both effects compensating each other, at least in part.

Assuming all compact objects to be cosmological ones (the classical view), one can draw an "absolute magnitude-compactness" diagram, based on few measurements of the magnitude difference between the compact object (nucleus) and its quasi-galactic envelope. It appears on fig. 4. Three categories of objects can be drawn on this diagram. We suggest that further study of various objects will help considerably to draw a better diagram. The authors gratefully acknowledge blackboard discussions with Professor Ambartsumian, who is essentially responsible for the main aspects of this classification.

In each of the three category of objects, the radioemitters appear at the top first magnitudes of the representative column. This is due to the fact that radioemission is likely to be proportional to volume, and brightness only to surface, provided the opacity in the radio wavelengths of the whole object does not exceed unity.

Clearly, this figure leads to some difficulties. We should understand why the nucleus of an N-galaxy is so much less bright than a QSS, when many observers point out towards a great similarity between these two types of objects. Moreover, the cosmological hypothesis applied to QSS gives them a lifetime which appears to be very short—103 years. Is this not difficult to reconcile with the fact that we observe QSS at many redshifts, hence at all distances, hence formed at almost any time since the Big Bang? The claimed association of some of them with some clusters of galaxies, mean thus that QSS could be a phase in galaxy life... But the flash would be of 5 magnitudes: the usual theories of nuclear reactions fail to explain that; and the matteranti-matter theories do not apply to such unstabilities as can be produced in a single galaxy, giving place to the QSS phenomena...

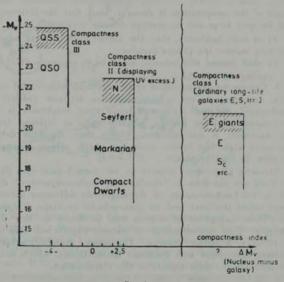


Fig. 4.

On the contrary, the hypothesis that QSS are local, that their redshift is intrinsic in general, does not meet with serious difficulties. If we reduce by a factor 100 the distance, hence the brightness by

a factor 10°, we increase the magnitude by 10; a factor 50 would give 8.5 magnitudes; hence we can bring the magnitude for the brightest QSS from -25 to a value of -16.5 to -15. This would give the maximum brightness of a quasar. The difference of magnitude between the nucleus of a N-galaxy and its galactic envelope is of the order of 2.5 mag. Putting the nucleus of the N-galaxy at about -15 magnitudes (maximum brightness), it gives for the galaxy itself -17.5. Hence, we reach a diagram such as the one of fig. 5.

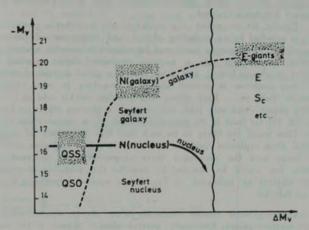


Fig. 5.

This "classification diagram" being traced (and of course, not in a unique way—we just suggested what seemed to us the more reasonable), we would like to consider a few well known facts, as typical of some important evolutionary phases of galaxies and extragalactic objects of compact nature.

First, let us remind the reader of the very large number of galaxies that are symmetrically completed by radiosources, generally at large distances, and in polar directions, this suggesting that an ejection has been taking place, by whatever mechanism it may be. In severa cases, one can note that, if put at cosmological distances, some absurd ditles occur: 3C 279, for example, is composed of two sources, and interferometric studies seem to show a velocity of each component

relative to the other of 10c; some authors mention objects where the distance between the two radiosources is, if assumed at cosmological distance, of about 50 Mpc (this implying that, at only the velocity c/10, the time necessary since the explosion is of the order of $4\cdot10^\circ$ years: this is in contradiction with the life-time deduced from counting the radiosources...).

Second let us remind the reader of such rare but remarkable cases as the association of NGC 7331, and two almost symmetrical groups of odd and small galaxies, one of this group being the very compact Stephan's Quintet.

Thirdly, let us remind the reader of the fact that a gaseous mas such as expelled by an exploding object (and being one of the two-symmetrical radiosources mentioned hereabove) is unstable against gravitation; it condenses into a massive condensed object, in which the nucleus condenses faster, and may radiate a great amount of energy; or it may condense in several objects—according to mass, rotation, magnetic field etc... Each object will develop quickly into an UV radiating object which may lead, according to a process otherwise described [10, 11] (at least in its general features), to a symmetrical explosion. Time scales are likely to be such that this dispersion of objects formed from explosion residuals occurs before a new explosion, and that one never sees the successive three stages of such an evolution. Hence, one would be tempted to describe the evolution of extragalactic objects as indicated on Fig. 6 (our working hypothesis WH 6) and as follows:

A. Intergalactic matter condenses in one object, which condenses into a massive galaxy. Eventually several objects appear in the same gas mass.

- B. Nucleation occurs. We are in the stage of a (or several) N-Ga-laxy, shortlived (unstable).
- C. Explosion occurs: for a relatively short time (but 10° years is a possible value) a flash occurs: this is the QSS phase.
- D. Residuals of the explosion: (a) two radio-radiating gaseous masses—Back to A. (b) one "tired galaxy" which goes back to equilibrium with a small nucleus—a normal galaxy, with long life expectation...

Processes A B C D repeat indefinitely; masses are getting smaller and smaller, the objects formed being lower and lower on the three columns of diagram 5. Eventually, expulsion of matter will end the life

of the evolving matter; it will be distributed in the IGM (intergalactic medium), together with dying galaxies. These normal galaxies (including ours) have a chemical composition influenced by nucleosynthesis therein followed by supernova-type dissemination of heavy elements. Helium and deuterium are essentially as abundant as in the gas condensing in A. As time evolves, matter disintegrates; at the long range, an equilibrium abundance should exist in the universe, resulting from the 'He and 'D formation in hot points, and their very slow destruction in 10" years (n being very large—in some cases 100 or more!). The present abundance of 'He and 'D, instead of resulting from a choice (somewhat ad hoc) of the time when an expanding universe is "frozen" in its composition (considered as protogalactic), results from the idea that the 'He and 'D abundance must result from an ad hoc (not more ad hoc than in expanding universe models!) determination of the maximum degree of concentrating reached before the average explosion of supernova-like character...

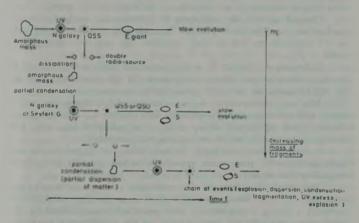


Fig. 6.

2. We caknesses of the model. These are certainly obvious to anyone! Although we claim to account for the relation (H. T) and for the actual chemical composition, none of these relations is quantitative, unless we put forward good theories for (a) the natural decay of stable elements in the universe, and (b) a photon-field interaction theory.

We have not attempted the first except by claiming that our model is no more "ad hoc" in this respect than expanding universe models. We have attempted the second by putting forward successively three possible mechanisms, which do still meet considerable difficulties, in that it is hard to find a strong photon-field cross-section, which at the same time would not imply a large angle of scattering. We have replied to this argument, but in a way which does not seem to have convinced every one.

The exploding processes which link various types of objects according to our classification-evolution scheme would need to rest on a detailed theory of the instability processes; in particular, our elementary theory of the UV explosion does not take properly into account optical depth effects or drag forces. Although it accounts for some phenomena observed in the Galaxy (metallic-poor halo; Dieter's ring and Oort's clouds), it can by no means be considered as safe; drag forces in particular considerably slow down the process; some authors think that it is unefficient at a time scale of the order of 1010 years.

Quasars spectra do not seem to corroborate our model in any obvious way; nor do the N-galaxies. But this might be due to the lack of UV observations, and we shall consider this argument as probably weak.

Links between normal E or S galaxies and QSS and QSO, which we have taken as our strongest argument for the local hypothesis on the QSS localisation in space, seems highly controversial.

Also very controversial is the observational evidence for anisotropy and inhomogeneity of expansion. This matter is far from settled, the statistical significance of any given set of published data being not always obvious, and the causes for bias being manyfold.

In front of this uncertainty, the safe value for T_0 and its obvious isotropy seems to plea in the opposite direction, strongly towards an expanding Universe.

The observed existence of cosmological quasars (although they seem not to have the same radio spectrum as do the local QSS) is certainly a strong argument for their spectra being redshifted by the same cause, and with the same amount, as the neighbouring galaxies... But maybe they are not exceedingly compact? Only dwarfs? In any case, this is an important argument...

- 3. Tests to be done. Both on the observational and theoretical sides, there are some experiments that may be critically conclusive in favor of one model or another.
 - a) The direct measurement of the expansion.

It is known that this test has been proposed, mostly by the northern and southern radioastronomers, to deduce, from radiosources counts, the density of the Universe, in places where z=1 to 4. However this test, if positive, is of some value (as claimed by Ryle). If negative (as claimed by the Australian radioastronomers, notably Bolton), it does not mean so much, the counted objects being in our views definitely close-by objects.

This test could be valid if performed on bona fide galaxies, of the type, let us say, Sc or E, that fit the Hubble's law at moderately large distances, being well calibrated in distance through measurements of various distance indicators.

b) A re-discussion of distance indicators, and of distances of various groups. This is by no means unnecessary, in view of the present controversy about inhomogeneity or anisotropy of H. The statistical arguments in favor or against the claims of various observers, should be carefully rediscussed; it is remarkable that biases are almost never well discussed; the meaning of probable errors, or the degree of probability of certain distributions, etc. are rarely properly defined and computed.

In this question, the physics of the distance indicators is seldom studied. For example, the dimensions of the H II regions have often been used, notably by Sandage. But such dimensions depend critically upon two parameters, even assuming that the H II regions are ionization-bounded: the density of hydrogen in the medium, and the brightness, in the far UV, of the illuminating hot stars. Nothing is safe in this matter. Density in a galaxy varies from center to peripherical regions, from young to old galaxies are likely to be more peripherical than in the close-by galaxies, where they can be more easily seen on the general background of the galaxy under study. Hence, how should we take this scaling? It should at least be studied in more detail, and lead to a new type of calibration... A "degradation" of the photographs of close-by galaxies, used for calibration, could be a suitable method; a physical discussion is, in any case, necessary.

c) Abnormal objects.

Observations of abnormal objects should be multiplied; spectra, or even pictures of chains of galaxies, of bridges between objects, etc... in the radio, in the visible spectrum in the UV, are necessary. Radial velocity of double radio-sources, in the radio range, should be measured. Inside the Galaxy, systematic study of some double stars (of which a component is a hot star) should be done, and the atmospheric motions

should be separately determined: only the residual could be due to abnormal redshift. In the solar vicinity, new determinations of the wavelength of the Fraunhofer lines near the limb, but on the disk, should be attempted, and if possible with an even better accuracy than Roddier, Snider and Brault. Eclipses of sounding rockets by the corona should be studied, and the accuracy in the frequency shift should reach a fraction of a Hertz, if one wants not only to measure a redshift, but to distinguish between a redshift depending upon the distance to the center of the solar sphere, either as $1/d^2$, or as the solid angle under which the solar disk is seen.

d) On the theoretical side, a better study, taking into account not only differential radiation pressure, but also drag forces, and optical depth effect, should be performed of the motion of test particles within and outside a galaxy, or an extragalactic object of any given nature. The confinement of expelled gas by magnetic field, its ionisation, its radio emission should be calculated, and compared to observations. The possibility of condensation, nucleations, within such a mass, should be carefully discussed, and the relaxation of a galaxy after the explosion of matter should be also studied from the point of view of the physics of the nucleus, and structure of the overall galaxy. We certainly have a very long way to ride before reaching the aims...

Naturally all attempts to solve the cosmological problem other than the classical, i. e. implying either a succession of non-equilibrium states, or a statistical uniformity, fluctuations being only local, — the cosmological problem in a non-homogenuous medium, — should be actively developed, such as recently by Segal (chronogeometry) or, not so recently, by Heckmann and Schueking. The explanation of He, D, abundance in a non-expanding infinitely lasting universe, linked with the equilibrium construction-destruction of so-called stable species (of which the life-time is only very long), should be worked out in great detail.

The transfer of radiation, affected by very directive successive scatterings, should be treated in the whole universe. The explanation of the 2.7 radiation, locally, by the interaction of some photons with the interacting medium surrounding the local masses, should be a part of this study. The correlation matter density radiation density is obviously another by-product of such developments.

e) Physics of the possible physical cause for redshifts (phenomenon \mathcal{D}).

Laboratory measurements should study all types of interactions of photons with whatever particles can be introduced in the experiment.

All proposed causes for redshift, in various cases (interaction with coronal plasmas, microturbulent redshifts, etc...) should be studied quantitatively, and the results applied directly to the observed cases.

Clearly, many problems (and we should certainly enlarge our list!) are to be accurately solved before our working hypotheses might be considered as the backbone of a bona fide theory. However, we have the feeling that the expanding Universe needs about as much work to be confirmed. Many arguments lead us to think that we are on the right way, but still far from the goal. Years to come now, possibly decades, may be necessary to reach a final conclusion in this matter, which is obviously of paramount importance, possibly the most important problem of the present day astronomy.

Collège de France Institut d'Astrophysique Institut Henri Poincaré

РАБОЧИЕ ГИПОТЕЗЫ К ЕДИНОЙ КАРТИНЕ ВСЕЛЕННОЙ

ж-к пекер, ж. п. виге

Некоторые наблюдательные данные (анизотролня и неравномерность постоянной Хаббла, аномальные красные смещения) позволили авторам сформулировать рабочие гипотезы, согласующиеся с атими наблюдениями. Логика атих гипотез позволяет рассматривать Вселемную как «нерархическую», подобную Вселенной Шарлье, и определить причину видимого распирения во взаимодействиях, воздействующих на пути фотонов. Поскольку, ках в некогорых случаях, собственные красные смещения весьма важны (КЗИ,...), это уменьшает расстояния рассматриваемых объектов и их абсолютную светимость и заставляет нас связать их с обычными галактиками: предложена схема аволюции внегалактических объектов, объясияющая геометрическое расположение аномальных объектов и, с некоторой гочки зрения, их морфологию (двойные радиоисточники и т. д.). Исходя на атих рабочих гипотез, авторы чувствуют, конечно, что многое еще должно быть сделано, однако предложенная программа исследований может припести к когерентной картине Вселенной.

REFERENCES

 S. Collin-Souffrin, J.-C. Packer, H. M. Towmasstan, Astron. Astrophys., 30, 351, 1974.

- S. Depaquit, J.-C. Pecker, J. P. Vigler, 1974a, Cosmological implications of anomalous redshifts (in preparation).
- S. Depaquit, J. P. Vigler, J.-C. Packer, C. r. Acad. Sci., Paris, 279, Ser. B. 559, 1974b.
- S. Depaquit, J. P. Vigter, J.-C. Pecker, C. r. Acad. Sci., Paris, 280, Ser. B, 113, 1975.
- T. Jakkola, M. Moles, J.-C. Packer, J. P. Vigler. Cosmological implications of anomalous redshifts (A possible working hypothesis). Submitted for publication, 1974.
- 6. L. V. Kuhi, J.-C. Pecker, J. P. Vigier, Astron. Astrophys., 32, 111, 1974
- G. Le Denmat, H. Karoji, J.-C. Pecker, P. de Sarvsky, J. P. Vigler, Anomalous redshifts and quasar distribution in the local supercluster. Submitted for publication, 1974.
- 8. P. Merat, 1.-C. Pecker, 1. P. Vigier, Astron. Astrophys., 30, 167, 1974.
- 9. P. Merat, J.-C. Pecker, J. P. Vigier, W. Yourgrau, Astron. Astrophys. 32, 471, 1974.
- 10. J.-C. Pecker, Astron. Astrophys., 18, 253, 253, 1972.
- 11. I.-C. Pecker, Astron. Astrophys., 35, 7, 1974a.
- J.-C. Pecker, L'Univers est-il en expansion ? Conf. Acad. Sci., Paris, Scance du 4 novembre, 1974b.
- 13. I.-C. Pecker, A. P. Roberts, J. P. Vigier, Nature, 237, 227, 1972a.
- J.-C., Pecker, A. P. Roberts, J. P. Vigier, C. r. Acad. Sci., Paris, 274. Ser. B, 765, 1972b.
- J.-C. Pecker, A. P. Roberts, J. P. Vigter, C. r. Acad. Sci., Paris, 274, Scr. B. 1159, 1972c.
- 16. J.-C. Pecker, W. Tatt. J. P. Vigler, Nature, 241, 338, 1973.
- 17. J.-C. Pecker, J. P. Vigier, L'Univers est-il vraiment en expansion? Le Monde, 31 janvier, 1973, p. 14.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAH, 1976

ВЫПУСК 2

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПРОБЛЕМЕ КРАТНОСТИ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Ф. Г. РОЖАВСКИЙ, В. А. КУЗЬМИНА, А. Е. ВАСИЛЕВСКИЙ Поступила 26 явиаря 1975 Пересмотрена 14 июля 1975

Рассмотрены вероятности попадания рассеянных звездных скоплений в единичную площалну небесной сферы, а также функция распределения угловых расстояний скоплении от ближайшего соседа в области Млечного пути. Статистический анализ повазывает, что примерио 20% исследованных объектов образуют кратные (преимущественно двойшье) системы.

Одиим на фундаментальных свойств космических объектов является, как известно, их тенденция к скучиванию, то есть х группированию в двойные и кратиме системы, скопления и т. п. В применении к звездам [1] и галактикам [2—4] проблема кратности изучена весьма детально, чего исльзя сказать о звездных скоплениях. Вероятно, звездные скопления также должиы подчиняться общей тенденции к скучиванию. Тем не менее, проблеме кратности звездных скоплений посвящено мало исследований, причем, все они, за исключением работы Б. А. Воронцова-Вельяминова о ккоплениях в других галактиках [5], касаются изучения лишь некоторых конкретных двойных скоплений [6—8].

На кафедре астрономии Уральского университета уже в течение многих лет под руководством профессора К. А. Бархатовой ведется изучение отдельных кратиых скоплений [9—11]. В настоящей работе сделана попытка изучить проблему кратности рассеянных звездных скоплений в целом и оценить с помощью методов математической статистики отмосительпую численность кратных скоплений. Для атой цели были использованы лаве различные функции распределения: а) распределение числа попаданий скоплений в некоторую площадку небесной сферы и б) распределение углоных расстояний до ближайшего соседа. Вопрос о существовании кратных расссеянных скоплений решался путем статистической проверки гипотезы о

равномерно-случайном распределении рассеянных скоплений в исследуемых участках небесней сферы. Для достаточно точного соблюдения условии этой гипотезы были отобраны 592 скопления с галактической |B| ≤2.°5. Известно, что полнота выявленности рассеянных скоплений в южной части небесной сферы ниже, чем в северной, поскольку и северу от —33° склонения поиски скоплений были проведены по Паломарскому атласу звездного неба. Неучет этого обстоятельства может привести к искусственному завышению числа кратных систем. Однако, во-перпых, область, не охваченная Паломарским атласом, составляет лишь около 20% всей воны |B| <2.°5; во-вторых, среднее число скоплений на один квадратный градус в пределах той же зоны при 6 - 33° даже несколько превышает таковое при б>-33°. Поэтому влияние различия в ныявленности рассеянных скоплений для южной и северной частей небесной сферы на результаты настояшей работы должно быть незначительным.

1. Распределение числа рассеянных звездных скоплений в «единичных» площадках. Как известно, при равномерно-случайном распределении точек на плоскости число попаданий этих точек в «единичную» площадку есть случайная величина т. распределенная по закону Пуассона:

$$p(m) = e^{-1} \frac{\lambda m}{m!}.$$
 (1)

где 4 — параметр закона Пуассона, численно равный математическому ожиданию случайной величины т. При раномерно-случайном распределении точек (скоплений) параметр / равен

$$\bar{x} = \frac{N}{M}$$
. (2)

где N — общее число скоплений, М — число площадок.

Для проверки применимости распределения (1) к величине т из каталога [12] были отобраны, как указывалось выше, 592 скопления в зоне галактических широт $|b| \le 25$. Указанная зона была разбита на прямоугольные площадки размером 2.0 × 2.5. Результаты подсчетов числа скоплений в площадках приведены на рис. 1а. Для учета возможного влияния поглощающей материи на подсчеты, последние также проведены отдельно для областей Млечного пути с коэффициентами поглощения 🗛 < 300 кпс и $A_{\rm V} \leqslant 2^{\rm w}2$ к nc^{-1} [13]. Суммарная протяженность втих областей составила соответственно 246 5 и 171.5 с числом скоплений 383 и 264. Результаты подсчетов в этих областях приведены на рис. 1b и 1c. Из рисунка нидно, что ампирические распределения для всех трех выборок весьма блишки друг другу, что свидетельствует о слабом влиянии межавездного поглошення на форму распределения котя клочковатость структуры поглощающей свет материн должна привести к некоторому завышению числа вратных скоплений.

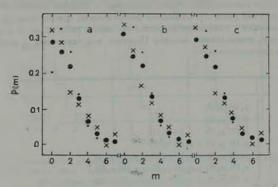


Рис. 1. Распределение числа рассеянных скоплении в площадках 2.0×2.5 в области Млечного пути. X—наблюдения. —теоретическое распределение с параметром λ . • — аппроисимация суммой двух распределений с параметрами λ_4 и λ_5

Полученные ампирические распределения не удалось представить законом Пуассона с соответствующими параметрами λ . Как видно из рис. 1, эмпирические частоты p(1) и p(2) систематически занижены по сравнению с соответствующими теоретическими вероятностями. Таким образом, гипотезу равномерно-случайного распределения рассеянных звездных окоплении на плоскости (l,b) при |b| = 2.5 следует отвергнуть.

Наблюдаемые на рис. 1 расхождения можно объяснить существованием кратных систем скоплении. Введем параметр кратности

$$z = \frac{N}{n}$$
 (3)

где n — число объектов, т. е. подразумевается. что кратное скопление (двойное, тройное н т. д.) представляет собой один объект. Для простоты предположим, что все кратные скопления суть двойные, а доля систем более высокой кратности пренебрежимо мала. Обозначим параметры распределения Пуассона для числа попаданий в «единичную» площадку одиночных и двойных скоплений через λ_t и λ_z соответственно. Ожидаемые значения этих параметров по (2) и (3) равны 316-10

$$I_1 = \frac{n_1}{M} = \frac{2-\alpha}{\alpha} \frac{N}{M}; \qquad I_2 = \frac{n_2}{M} = \frac{\alpha-1}{\alpha} \frac{N}{M}.$$
 (4)

где n, и n— соответственно числа одиночных и двойных объектов в выборке (их сумма равна n). Суммарное распределение, определенное по теоремам сложения и умножения вероятностей, дано в табо. 1, где p, и p_z — вероятности, определяемые законом Пуассона для одиночных и двойных объектов соответственно.

		Таблица
m	p (m)	
0	p ₁ (0) p ₂ (0)	
1	p ₁ (1) p ₂ (0)	
2	$p_1(2) p_2(0) \cdot p_1(0) \cdot p_2(1)$	
3	$p_1(3) p_2(0) + p_1(1) \cdot p_2(1)$	
4	$p_1(4) p_2(0) + p_1(2) p_2(1) + p_1(0) p_2(2)$	
5	$p_1(5) p_2(0) + p_1(3) p_2(1) + p_1(1) p_2(2)$	
6	$p_1(6) p_2(0) + p_1(4) p_2(1) + p_1(2) p_2(2) + p_1(0)$	P ₂ (3)

Варьируя параметр α , можно подобрать суммарное распределение (таба. 1), напаучним образом согласующееся с эмпирическим. Критернем ланаучшего согласия в нашем случае служила минимальность величины χ^a (критерий Пуассона). Нанаучшее согласие было достигнуто при значениях α , приведенных в таба. 2. В последней строке таба. 2 приводятся числа скоплений, образующих двойные системы, в процентах к общему числу скоплений.

			Габлица 2
1/	360	246 5	171 5
N	580	367	235
М	360	232	143
- 9	1.28	1.33	1.31
4,	0.90	0.79	0.85
4	0.35	0.40	0.39
2n3 N	41 %	50°/ ₈	47º/a

Теоретические распределення, наилучшим образом аппроксимирующие эмпирические данные, также приводятся на рис. 1. Как видно из рисунка, согласие хорошсе. Статистический критерий Романовского подтверждает это. Таким образом, изучениме распределения числа скоплений, попадающих в «сдиничную» площадку, показывают, что около 47% рассеянных звездных скоплений образуют двойные системы. Эта величина в силу упомянутых выше причин может быть заметно завышенной.

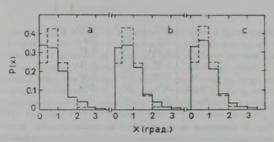


Рис. 2. Распределение угловых расстояний до блимайшего соседа для рассеявных скоплений. Сплошная линия — наблюдения, пунктир — теория.

a)
$$\Delta l = 360$$
, b) $\Delta l = 246$ 5, c) $\Delta l = 171$ 5.

2. Распределение угловых расстояний до ближайшего сосела для расссянных звездных скоплений. Известно, что при равномерно-случайном распределении гочек на плоскости расстояние от какой-либо точки до ближайшей соседней х есть случайная величина с плотностью распределения по [14]:

$$f(x) = 2\pi kxe^{-\tau L_1} \tag{5}$$

Параметр k связан с математическим ожиданием с величины х зависимостью

$$k = (2!)^{-2}$$
. (6)

Для проверки применимости функции распределения (5) к реальным угловым расстояниям между скоплениями использовались те же данные, что и в разделе 1. На рис. 2 приведены гистограммы теоретических и ампирических распределений величины х для трех зои Млечного пути. Наблюдаемые различия подтверждаются критерием Пирсона х² при 1% уровые значимости. Наблюдаемые частоты теоретических угловых расстояний х 0.5 систематически завышены, а это, в первую очередь, может свидетельствовать о существовании кратных скоплений. Для оценки доли скоплений, образующих кратные системы, воспользуемся параметром ск.

Предположим, что кратные системы вносят существенный вклад лишь в первый столбец гистограмм на рис. 2. Вкладом в другие столбцы преисбрежем. Варьируя параметр а, будем уменьшать высоту вервого столбца на величину (N-n)/n до тех пор, пока не добъемся наилучшего в смысле критерия χ^{1} собпадения теоретического распределения с эмпирическим. Результаты такого процесса даны в табл. 3.

		7	аблица
71	360	246 5	171 5
N	592	383	264
4.	1.19	1_ló	1.17
7	0.94	0.93	0.91
k	0.28	0.29	0.30
$2n_2/N$	32°/。	280 0	290/0
Nap./N	160 0	140	15%

На рис. 3 приведены теоретические, построенные для величин из таба. 3, и ампирические гистограммы распределений угловых расстояний. Рис. 3, а также критерии Романовского показывают хорошее согласие.

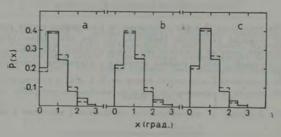


Рис. 3. Распределение угловых расстояний по блимайшего соседа для расстянных скоплении с учетом кратности. Сплошная линия — наблюдения, пунктир — теория.

Приведенные в таба. З значения параметра с позволяют приближению оценить относительную долю скоплении, входящих в кратные системы Рассмотоим два коайних случая.

Предположем, что все кратные системы — двойные. Тогда, как и в разделе 1, искомая доля равна

$$\frac{2n_2}{N} = \frac{2(z-1)}{a}$$

Теперь предположим, что имеется лишь одно кратное скопление, а остальные одиночные. Тогда число членов в атом кратном скоплении $N_{\rm c}=n$ (α =1) + 1, и вместо соотношения (7) имеем

$$\frac{N_{*+}}{N} = \frac{z-1}{2} - \frac{1}{N}.$$
 (8)

Значения $2n_i/N$ и N_{n_i}/N в процентах пряведены в предпоследней и лоследней строках таба. З. Из таблицы видно, что относительная доля скоплений, образующих кратные системы, для двух крайних случаев наменяется сравнительно слабо. Учитывая при этом, что двойные объекты обычно встречаются чаще, чем тройные, тройные, в свою очередь, чаще, чем системы на четырех объектов и т. д., можно в среднем принять, что истичная доля рассеянных звездных скоплений, образующих кратные системы, близка к 30%. Порядок этой величины близок к результату первого раздела.

Таким образом, два различных метода с несомненностью показывают, что явление кратности присуще и рассеянным скоплениям, причем в кратные (преимуществению двойные) системы входит по меньшей мере 30% скоплений. Полагая повышее большинство кратных скоплений двойными, получим долю двойных скоплений порядка 20%. Полученный реаультат подтверждает уменьшение относительной доли кратных систем по мере возрастания масштаба структурной нерархии космических объектов:

двойные и кратиме авезды	50-70%	[15,16]
двойные рассеянные звездные скопления	20%	
- взаимодействующие галактики	6%	[17].

В заключение авторы выражают признательность И. Д. Караченцеву в полезное обсуждение полученных результатов.

Астрономическая обсерватория Уральского университета

THE STATISTICAL WAY TO THE PROBLEM OF MULTIPLICITY OF STELLAR OPEN CLUSTERS

F. G. ROZHAVSKIJ, V. A. KUZMINA, A. E. VASILEVSKIJ

The probability of hit of clusters in the unit area of the celestial sphere and the distribution function of the angular distances to the nearest cluster were examined. Statistical analysis shows that 20% of the investigated objects were multiple systems (preferentially double).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B. H. Pecchico, Toyam AO ATY, 28, 146, 1964.
- 2. G. O. Abell, Ap. J., Suppl. ser., 3, 211, 1958.
- 3. H. A. Карачениса, Астрофизина, 1, 203, 1965.
- 4. И. Д. Караченцев, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 4, 443, 1968.
- 5. Б. А. Воронуов-Вельяминов, Труды II совещания по вопросам космогонии, М., 1951
- 6. G. Alter. M. N., 103, 10, 1943.
- 7. H. M. Konstitus, Han. KoAO, 8, 122, 1952
- 8. A. R. Hogg, P. A. S. P., 77, 459, 1965.
- 9. К. А. Барзатова, Астрон. ж., 33, 5, 1956.
- 10. К. А. Бархат зав. Э. И. Желевнова. Со. работ по астрономии, вып. 1, 33, 1963.
- К. А. Бархагова, В. А. Кузьмина, ,1 П. Шашкина. Со. работ по астрономии, вып. 4. 7, 1970.
- G. Alter, I. Raprecht, V. Vanysek. Catalogue of Star Clusters and Associations, Budapest, 1970.
- 13. T. Neckel, Z. Astrophys., 63, 221, 1966.
- 14. Т. А. Азекян, Теория вероятностей для астрономов и физиков, Наука, М., 1974
- 15. C. Jaschek, A. E. Gomes, P. A. S. P., 82, 809, 1970.
- 16. А. П. Суркова Кандидатская диссертация. Горьковский пединститут, 1971.
- 17 А. В. Засов, Астрофизика, 4, 427, 1968

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

Р. М. АВАКЯН, Г. П. АЛОДЖАНЦ, Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН Поступила 14 июля 1975

Исследованы филические условия в магнитосфере пульсаров. Для объекта Р 0531 гемпература магнитосферы $T\approx 5\cdot 10^4$, а у остальных пульсаров меняется от 10^4 до 10^4 на конце магнитосферы. Для Р 0531 масинтосфериля плазма поддерживается в таком горячем состоянии благодаря джоулевому теплу, обусловленному дрейфовыми токами В случае остальных пульсаров начальная часть магнитосферы подогревается излучением двезды, а остальная, значительная часть — дрейфовыми токами.

В работе [1] были исследованы физические параметры магнитосфсры, окружающей барионную звезду. В ней было показано, что плазма магнитосферы сосредоточена у магнитного экватора в кольцеобразном диске в параметрами.

$$\begin{aligned} 2z_{0} &= \left(\frac{2kT}{3m_{s}\Omega^{2}}\right)^{1/2} = 1.484 \cdot 10^{7} \frac{T_{6}^{1/2}}{\Omega}; \\ r_{1} &= \left(\frac{2GM}{3\Omega^{2}}\right)^{1/3} = \frac{4.464 \cdot 10^{9}}{\Omega^{2/3}} \left(\frac{M}{M}\right)^{1/3}; \qquad r_{2} = \frac{c}{\Omega}. \end{aligned}$$

Здесь $2z_0$ — эффективная толщина кольца, r_1 , r_2 — соответственно его внутренний и внешний раднусы, T— температура магнитосферы ($T_a=10^{-5}T$), 2— угловая скорость вращения знезды, M— ее масса, m_s — масса протона, k— востоянная Больцмана, G— гравитационная постоянная, а c— скорость света. В предположении, что ось дипольного магнитного воля совпадает с осью вращения звезды (симметричный ротатор) и что пространственным изменением температуры магнитосферной плазмы можно пренебречь, для плотности частиц было найдено [1]

$$\bar{n}(r, z, t) = \frac{f(r)}{t_{-} + t}e^{-z^{2}/z_{0}^{2}},$$
 (1)

140

$$f(r) = \begin{cases} b\left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) \frac{r_1^4}{r^4}, & \text{при } r_1 < r < \frac{8}{9} r_2 \\ 4.8 b\left(1 - \frac{r}{r_2}\right)^{1/2} \frac{r_1^4}{r_2^4}, & \text{при } \frac{8}{9} r_2 < r < r_2 \end{cases}$$
(2)

r, z—соответственно расстояние от центра звезды и от плоскости магнитного экватора, t—время уменьшения числа частиц в магнитосфере в два раза, моменту наблюдения соответствует t=0 и, наконец.

$$b = \frac{0.168 \, m_e \, c}{\Lambda m_e} \left(\frac{k \, T}{m_e \, c^2} \right)^{3/2} \left(\frac{3 \Omega}{GeM} \right)^3 = 1.466 \cdot 10^{23} \, T^{3/2} \, \frac{m_e \, c^{3/2}}{\Lambda} \left(\frac{M}{M} \right)^2.$$

 3_{A} есь $\mu=10^{\mu}\mu_{50}$ — магнитный момент звезды. $\Lambda \approx 5$ — кулононский логарифы, e — заряд электрона. m. - его масса.

Величину I_0 , входящую в (1), можно определить из закона сохранения момента

$$\frac{dL}{dt}$$
 , $\frac{dN}{dt}$

$$t_0 = 3.54 \cdot 10^{1.12} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{2.3} \frac{T_{\odot} v_{p_0}^{1.2}}{\Lambda^{1.2} J_{H}^{1.2}} p^{1.6} \left(\frac{p}{p}\right)^{1.2}$$
 (2)

где $f=10^{14}/_{44}$ — момент инерции звезды, $p=2^{-t/2}$ — период вращения, p — скорость его возрастания. В формуле (3) для всех величин следует понимать их значения в момент наблюдения (t=0). Из (3) видно, что t_0 пропорционально температуре, что делает невозможным наличие у пульсара квазистационарной атмосферы при $T < 10^4$.

2. Запосы внергии авезды. Типичная барионная звезда характеризуется следующими значениями параметров [3]:

$$M = 0.5 M_{\odot};$$
 $R = 1.42 \cdot 10^4 \text{ cm};$ $J = 3.7 \cdot 10^{44} \text{ tr cm}^2;$ $N_S = 6.3 \cdot 10^{36};$ (4) $\Omega_m = 2.1 \cdot 10^3 \text{ cem}^{-1};$ $\Omega_m = 1.0^{10} \text{ tayec} \cdot \text{cm}^3$

где R—раднус зпезды, N_3 — число барнонов в ней, Ω —максимальное значение угловой скорости вращения для данной конфигурации. Однако, как будет видно ниже, с такой стандартной моделью барнонной конфигурации невозможно добиться хорошего согласия с наблюдательными данными для всех пульсаров. Поэтому в каждом конкретном случае возникает необходимость уточиения значений этих параметров. При этом необходимо учитывать, что их исльзя выбирать произвольно, так как они связаны между собой [3].

В барионных звездах возможны следующие виды внутренней энергии, внергия магнигного поля, теплоявя внергия, энергия радиальных пульсаций, остаточная ядерная внергия (наличие которой возможно только в Ae-фазе [4]) и энергия вращения. В явлении пульсаров, по-видимому, нан-более важной является энергия вращения

$$E_r = K + W_r \tag{6}$$

где $K=J\Omega^{n}/2$ — кинетическая анергия, а W —потенциальная энергия вращения (энергия деформации звезды, обусловленной вращением). Важность W как внутреннего источника анергии была отмечена в [5], где были найдены следующие аппроксимации:

$$K = (0.018104 - 1.01573 N_{5}; + 1.4607 N_{57}^{2}) - 10^{12} \left(\frac{\Omega}{\Omega_{m}}\right);$$

$$W = (0.32843 - 2.22564 N_{5}; + 4.1120 N_{57}) - 10^{32} \left(\frac{\Omega}{\Omega_{m}}\right);$$

$$\Omega_{m} = (-0.003673 - 0.046947 N_{57} + 0.6168 N_{57}^{2}) - 10^{4}.$$
(7)

Здесь $N_S=10^{11}$ $N_c=$ общее число барионов в звезде, а энергия измерена в эргах. Для типичной конфигурации (4). $K=1.21\cdot 10^{11}$ (Ω/Ω_m)* эрс $W=5.58\cdot 10^{11}$ эрг. Роль K и W в явлении пульсара различна. Кинетическая энергия K расходуется в процессах, протекающих вне объема эвезды, в частности, на корпускулярное излучение от края магнитосферы [2], и, как будет показано инже, на нагрев магнитосферы дрейфовыми токами. Уменьшение K, очевидно, приводит к замедлению вращения. При этом звезда, жимаясь, стремится к сферической форме и энергия деформации W будет постепенно выделяться в виде тепла по всему объему.

Дальнейшие все наши оценки будут проведены для трех типичных пульсаров с параметрами, приведенными в таблице.

ПАРАМЕТРЫ ТРЕХ

Пульсар	(cen)	(cen - 1)	P	p p (cen)	M M .	R (км)
P 2043	1.96	3.2	1.09-10-14	1.8-1011	0.2	30
P 1706	0.653	9.6	6.37.10	1.0-1014	0.2	30
P 0531	0.0331	190	4.23-10-13	7.8-1010	0.5	14.2

Из приведенных в табл. 1 значений W можно заключить, что вращающнеся барионные звезды имеют большие запасы энергии, поэтому, и принципе, они могут быть достаточно горячими.

3. Прозрачность магнитосферы. Непрозрачность плазмы равиз $\chi=\chi_1+\chi_2$, где $\chi_1\approx 0.38$ —непрозрачность, обусловленияя томсоновским рассеянием, а χ_2 —непрозрачность, обусловленияя свободно-свободными переходами [6]

$$V_z = 2 \cdot 10^{-2} \, \frac{n \, (r, \, z)}{r^{3.5}} \,. \tag{8}$$

Учет магнитного поля несущественно меняет значение д. Вообще говоря, следовало учесть также циклотронное поглощение, но, как будет показано ниже, коэффициент д., обусловленный этим механизмом, существенен лишь в начальной части магнитосферы, где магнитное поле достаточно сильное.

Используя формулы для плотности частиц и температуры (см. (2), (31), (32), (17), (19), (21)) нетрудно убедиться, что для ρ 2045 и ρ 1706 $\chi_{c} < \chi_{c}$, во всей магнитосфере, а для ρ 0531 в области 9 $r_{c} < r_{c}$, что составляет примерно треть всей магнитосферы.

Оптическая толщина (обусловленная томсоновским рассеянием) в направлении, перпендикулярном акваториальной плоскости,

$$\gamma_{z}(z) = \int_{-\infty}^{-\infty} \gamma_{1} m_{p} \cdot n(r, z) dz. \tag{9}$$

Оценивая τ_{e} , приходим к выноду, что для P 2045 и P 1706 магнитосфера прозрачна вдоль z при всех, а для P 0531 при $r>9\,r_1$.

Оптическая толщина магнитосферы РО531 вдоль г равна

$$\tau_r(r) = 1.63 \cdot 10^{2} \frac{M_{\odot}}{M} \frac{p_{20} J_{44}}{T_{3}^{3/2}} \left[1 - \frac{9}{2} \left(\frac{r_3}{r} \right)^3 + \frac{7}{2} \left(\frac{r_3}{r} \right)^8 \right]$$
 (10)

Отсюда видно, что оптическая толщина всей магнитосферы Р 0531 вдоль г

Таблица 1

типичных пульсаров

J44 (1-CM2) N51		(cen 1) W (spi)		(p/p) (spi-cek -1)	(10yes-cm²)	
2	0.24	206	1.3 10	7.1033	0.1	
2	0.24	206	6-101:	6-1023	0.1	
3.7	0.63	2-103	4.5 101	5.8-1039	1	

очень велика, $\tau_r > 10^{\circ}$. Нетрудно убедиться, что магнитосфера двух других рассматриялемых пульсаров практически прозрачиа не только вдоль z но и вдоль r.

4. Механизмы нагрева магнитосферы и отвода энергии. Плазма непрерывно теряет энергию благодаря различным меахнизмам излучения. Поэтому для продолжительного существования квазистационарной магнитусферы необходимы постоянию действующие механизмы ее подогрева.

Имеются два источника пополнения энергии магнитосферы: поток излучения, падающий на магнитосферу от центрального тела, и джоулево тепло, обусловленное дрейфовыми токами.

Для Р 0531 излучение звезды не проникает в магнитосферу (см. (10)). поэтому оно не играет роли в подогреве плазмы. Для Р 2045 и Р 1706 учет потока излучения звезды необходим. Оценим теперь джоулево тепло, обусловленное дрейфовыми токами. Плотность дрейфового тока равна

$$j_D = nev_D \approx \frac{nm_e c \Sigma^2 r^4}{\mu}.$$
 (11)

где V₀ — скорость дрейфа протонов, вызванного центробежной силой. Учигывая также, что удельное сопротивление плазмы поперек магнитного полю равно [7]

$$\tau_i = 1.43 \cdot 10^{-8} \frac{\Lambda}{T^{3/2}}$$
 (12)

для джоулева тепла, выделяемого в единицу объема в 1 сек, находим

$$q = 1.79 \cdot 10^{-94} \frac{\Omega^{1} r^{4}}{{}^{12} m_{s} T^{-3} T^{-3}} n^{2}. \tag{13}$$

Подставляя сю за соответствующие выражения для T и n и интегрируя, получаем

$$Q = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} q(r, z) dz = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{cases} 1.5 \cdot 10^{44} \cdots P \cdot 2045 \\ 2.73 \cdot 10^{49} \cdots P \cdot 1700 \\ 8.8 \cdot 10^{45} \cdots P \cdot 0531. \end{cases}$$
(14)

Здесь Q измерено в арг/сек, а время 🖡 в секундах.

Частицы плазмы теряют свою анергию благодаря синхротронному и тормозному излучениям. Интенсивность синхротронного излучения для одного электрона равна

$$S_r = \frac{2e^4B^2v^2}{3m^2c^2} = 5.31 \cdot 10^{41} \frac{T_e \mu_{ab}^2}{r^4}$$
 (15)

(здесь подставлены значения $mv^2 = 2kT$, $B = \mu/r^3$).

Интенсивность тормозного излучения одного электрова равна

$$S_r = 0.785 \cdot 10^{-24} n T_6^{1} . \tag{16}$$

Оценки показывают, что для рассматриваемых пульсаров энергетические потери в основном определяются тормозным излучением, кроме небольшой области вблизи внутреннего кольца магнитосферы, где S_r и S_r приблизигельно одного порядка.

5. Температура магнитосферной плазмы. Оценим сначала температуру магнитосферы Р 0531. Как уже было отмечено в предыдущем разделе, его температура определяется джоулевым теплом дрейфовых токов. Поскольку до расстояния $r\approx 10r$, магнитосфера Р 0531 непрозрачна вдоль z, то ата область будет налучать как черное тело. Приравнивая джоулево тепло черному излучению, находим уравнение, определяющее температуру в интервале r=10r;

$$2.5 \cdot 10^{14} \cdot 2\pi r dr \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) \cdot \frac{J_{44}}{\Lambda_{10}} = 4\pi r dr \cdot \pi T_n^4,$$

где T_n — температура на поверхности магнитосферы $T_n(r) = T(r,z) = z_0$. Подставляя сюда $\Lambda = 5$ и значения параметров J_{14} , p_{14} , получаем

$$T_n = 3.75 \cdot 10^4 \left(\frac{f_{at}}{\Lambda \rho_{30}}\right)^{1.4} \approx 3.5 \cdot 10^4, \quad (r_1 \leqslant r \leqslant 10 \, r_1).$$
 (17)

Температура на экваторе (при z=0) будет чуть больше этого значения.

В оставшейся части магнитосферы $10r_i \leqslant r \leqslant r_i$, где плазма вдоль 2 прозрачна, температура определяется из условия равенства джоулева тепла и тормозного излучения

$$\chi f_D^2 = S, n. \tag{18}$$

Отсюда, учитывая (11), (12), (16), находим

$$T(r) = 1.83 \frac{\int_{44}^{1/2} \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \approx 1.6 \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \qquad (10 \ r_1 = r = r_3). \tag{19}$$

При $r=10\,r_1$ и $r=r_2$ имеем $T\,(10\,r_1)\approx 1.6\,10^4$. $T\,(r_2)=7.5\cdot 10^4$. Таким образом, температуру магнитосферы ρ 0531 можно приблизительно считагь постоянной и равной

$$T = 5 \cdot 10^4$$
.

Поэтому для пульсара в Крабовидной туманности оправдано допущение T = const, сделанное в работе [1] при решении уравнения диффузии.

Определим теперь температуру магнитосферы пульсаров Р 1706 и Р 2045, для которых излучение от звезды играет некоторую роль в подогреве магнитосферы. Уравнение баланса энергии имеет вид

$$\frac{L_{\nu}}{4\pi r^2} I_2 n m_{\nu} + v f_D^2 = S. \cdot n. \qquad (20)$$

 $r_{AB}=L_{0}=W/(p|p)$ — светимость барионной звезды (см. табл. 1). Перный член в (20) обусловлен излучением звезды. Подставляя в (20) значения X_{2} , γ_{i} , j_{p} и S_{r} , имеем

$$3.45 \frac{L_0}{r} = \frac{2.28 \cdot 10^{-67} T^2 \Omega^4 r^8}{r^8} = T^4$$

Решая это уравнение, находим

$$T(r) = a_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \left(1 + \sqrt{1 + a_2 \left(\frac{r_1}{r}\right)^{1/2}}\right)^{1/2}$$
 (21)

где

$$a_1 = \begin{vmatrix} 6.9 \\ 3.5 \end{vmatrix}$$
 $a_2 = \begin{vmatrix} 17 \cdot 10^{13} \cdots P & 2045 \\ 4.3 \cdot 10^{16} \cdots P & 1706 \end{vmatrix}$

Температура в точке

принимает минимальное значение, равное

$$T(r_0) = \begin{cases} 10^4 & \text{or P } 2054 \\ (2.1 \cdot 10^4 \cdot \text{or P } 1706. \end{cases}$$
 (23)

При $r < r_n$ из (21) имеем для T следующее асимптотическое выражение

$$T = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{12} \begin{vmatrix} 2 \cdot 10^4 - \cdot \cdot \cdot P & 2045 \\ 15 \cdot 10^4 - \cdot \cdot P & 1706, \end{vmatrix}$$
 (24)

a non r>ro

$$T = \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \begin{cases} 9.8 \cdots P 2045 \\ 5 \cdots P 1706. \end{cases}$$
 (25)

В области $r < r_a$ температура приблизительно постоянна, поэтому решенис (2) уравнення диффузии остается в силе. При $r > r_a$, как видно из формулы (25), изменением температуры пренебречь нельзя. Поэтому для этом области магнитосферы решение уравнения диффузии нуждается в некотором уточнении.

Уравнение диффузии имеет вид [8]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Phi) = 0, \tag{26}$$

гле

$$\Phi = -\frac{\pi}{T^{1/2}} \left[2r^4 n n^2 + r^4 \frac{T}{2T} n^2 - \frac{m_a \Omega^2}{kT} n^2 r^2 \right], \tag{27}$$

штрих означает производную по 7, а

$$s = \frac{1.78 \cdot 10^{-64} \Lambda}{10^{2}}$$
 (28)

В (27) опущен малый член, соответствующий гравитационному при-:яжению. При T = const решение уравнения (26) определяется формулой (2). Найдем теперь решение для области $r > r_0$, где, как следует из (20),

$$T = 2.14 \cdot 10^{-34} \frac{\Lambda^{1.3}}{\mu_{10}} \Omega^2 r^4.$$

Подставляя в (26) формулу (1) и одновременно учитывая (28), находим

$$\beta f = \frac{1.13 \cdot 10^{84} p_{jd}}{\Lambda^{3/2}} (rff' + f^2) + 14 r^3 f' + 8 r^2 f^2 + 2 r^4 (f'^2 + ff'') = 0, \quad (29)$$

rae

$$\beta = 8.23 \cdot 10^{46} \, \mu_{30}^{2/3} \Omega \Lambda^{-3.4}$$

В рассматриваемой области первые два члена в уравнении (29) намног в больше остальных, повтому можно записать

$$rf' + f = 7.3 \cdot 10^{20} \cdot \frac{15.01 \cdot 20}{\Lambda^{1/4}}$$

откуда

$$f = 7.3 \cdot 10^{23} \frac{\mu_{10}^{1/2}}{\Lambda^{1/4}} \Omega + C^{\frac{2}{3}},$$
 (30)

 $r_{\rm AB}$ C — постоянная интегрирования, которая определяется из условил сшивки (30) и (2) в точке $r=r_{\rm o}$:

$$f = \begin{cases} 4.93 \cdot 10^{20} + 5.43 \cdot 10^{21} \frac{r_1}{r} - \cdot P \cdot 2045 \\ 1.48 \cdot 10^{21} + 6.34 \cdot 10^{22} \frac{r_1}{r} - \cdot P \cdot 1706. \end{cases}$$
(31)

Вблизи $r=r_s$, где плотность частиц реако падает до нуля в уравнении (29) существению только последнее слагаемое $\sim 1/n^4$ (ато следует из постоянства полного потока частиц $\Phi=$ const):

$$f'^2+ff''=0.$$

Отсюда

$$f = C_1 (r_2 - r)^{1/2}. (32)$$

Приравнивая решения (31) и (32) и их первые производные, находим постоянную интегрирования $C_{\rm r}$ и точку сшивки $r^{\rm o}$

$$C_1 = \begin{vmatrix} 9.4 & 10^{14} \\ 4.12 & 10^{14} \end{vmatrix}$$
, $r = \begin{cases} 2.8 \, r_1 \cdots P \, 2045 \\ 15.8 \, r_1 \cdots P \, 1706. \end{cases}$ (33)

6. Излучение магнитосферы. Выше была показана возможность существования квазистационарной магнитосферы с температурой $T > 10^{\circ}$. Полная внергия, теряемая магнитосферой на излучение, определяется формулой (14). Основной вклад в (14) дает сравнительно небольшая область вблизи светового цилиндра $r-r_z$. В атой области скорость вращения магнитосферы $v=\Omega r$ приближается к скорости света. Поэтому возникает исобходимость учета релятивистского преобразования интенсивности. Расчет показывает, что учет релятивизма увеличивает наблюдаемую интенсивность примерно в два раза.

Для оценки светимостей в формулу (14) необходимо подставить время t_a уменьшения числа частиц в магнитосфере в два раза. Повторяя процедуру вывода формулы (3), получаем:

$$t_0 = \tau^{1.2} \begin{cases} 9.6 \cdot 10^{7} \cdot -P 2045 \\ 1.3 \cdot 10^{8} \cdot -P 1706 \\ 1.5 \cdot 10^{7} \cdot +P 0531, \end{cases}$$
 (34)

где 👣 измерено в секундах.

Если принять $\gamma=1$, то найденные значения $\ell_{\rm s}$ не могут отвечать реальной ситуации в пульсарах. Время $\ell_{\rm s}$ для Р 0531, по-видимому, должно быть порядка ста лет, а для других пульсаров — более тысячи лет. Формула:

(34) свидетельствует о том, что существуют, по-видимому, другие, боле мощные механизмы потери момента звезды, чем угечка частиц с конца магнитосферы. Для реальных значений времени 1, у всех пульсаров (за исключением, может быть, Р 0531) светимости излучения магнитосферы оказываются ничтожно малыми (см. (14))

Для Р 0531 с учетом релятивистских поправок получаем

Для этого пульсара $T(r_s)\approx 10^s$, и максимум излучения попадает в оптический диапазон, а спектр имеет вид (с учетом релятивизма) [6]:

$$f(\omega) d\omega = 7^{-1} 6.7 \cdot 10^{15} \left[\ln \frac{9.3}{\mu_{30} \omega_{15}} - 0.89 \right] d\omega.$$
 (35)

В инфракрасной области спектр имеет завал. Хотя атот спектр и лежит в оптической области, но для реальных времен $l_a \approx 100$ лет интенсивность излучения оказывается на три порядка меньше наблюдаемого значения. Это означает, что необходимо искать другие механизмы оптического излучения.

Заключение. Основным результатом работы является доказательств з возможности существования у пульсаров квазистационарной магнитосферы с температурой $T \sim 10^{\circ} \div 10^{\circ}$. Поддержание магнитосферы в таком состоинии в начальной части ее осуществляется подогревом плазмы излучением звезды (за исключением Р 0531, для которого ато излучение практически несущественио). В основной же части магнитосферы плазма поддерживается в таком горячем состоянии благодаря джоулеву теплу, обусловленному дрейфовыми токами. Излучение магнитосферы для Р 0531 лежит в основном в оптической части спектра, однако интенсивность оказывается на несколько порядков меньше наблюдаемого значения, поэтому оно не может быть ответственным за наблюдаемое оптическое излучение пульсара в Крабовидной туманности.

Ерепанский государственный университет

THE MAGNETOSPHERE OF BARIONIC STARS

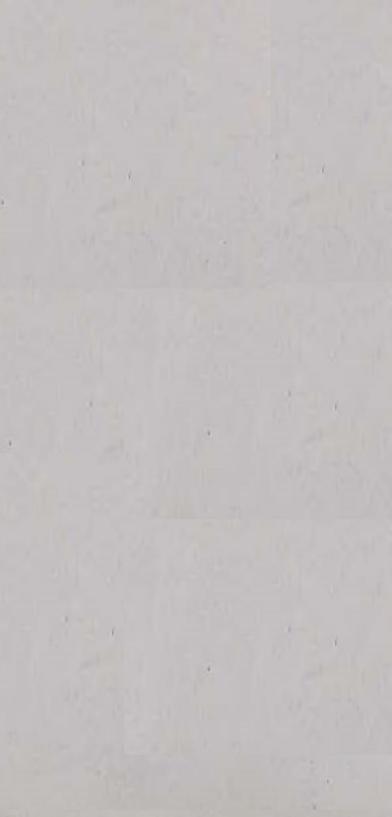
R. M. AVAKIAN, G. P. ALOJANTS, G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN

Physical conditions in the magnetosphere of pulsars are considered. For the object P 0531 the temperature of the magnitosphere is $T\!\approx\!5\cdot10^{\circ}$ and for other pulsars changes from 10° to 10° at the end of the magnetosphere. For P 0531 the magnetosphere plasma is heated by drift cur-

rents. For the other pulsars the nearest part to the star of the magnetosphere is heated by the radiation of the star and the left significant part of the magnetosphere by drift currents.

АИТЕРАТУРА

- Р. М. Авакян, А. К. Авегисян, Г. П. Алоджану, Г. С. Свакян, Д. М. Седракян,
 Э. В. Чубарян, Астрофизния, 11, 109, 1975.
- С. Савкян, Д. М. Сезрокян, Э. В. Чубирян, Р. М. Авакян, Г. П. Алозжану, Астрофизика, 11, 109, 1975.
- 3. Г. С. Саажян. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. Наука, М., 1972.
- 4. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян. Астрофизика, 8, 123, 1972
- Р. М. Авакин, Г. Г. Арутюнин, Г. С. Саакин. Астрофизика, 8, 476, 1972.
- о. Дж. Бекефи, Разнационные процессы в плаэме, Мир. М., 1971.
- 7. Л. Спитуер. Физика полностью ионизонанного газа. Мир. М., 1965.
- 8 К. Лонгмайр, Физика плазим, Атомиздат, М., 1966



АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ВЕЩЕСТВЕ НЕИТРОННЫХ ЗВЕЗД

Ю М. БРУК. К. И КУГЕЛЬ Поступила 29 января 1975 Пересмотрена 18 автуста 1975

Оцениваются характерные времена выравнивания температур в жидкой и кристаланческой фалах вещества в центральной области нейтронных звезд Показано, что любые чагимуные перестройки всегла происходях в нейтрочной звезде. Медлениее тепловых, С. магически ципсывается тенловая эполюция зигуды и начальный период ес жизии. Попреденные оценки показывают, что сразу после рождения нейтронной преяды с круэтталическим явром температура внутри нее является нез дотонной функцией разнальной конодинаты. Приминой немонотопности является пелью- запабатическое облажаение приставлического ядра при рождении пислам (эффект И Я Померанчука). Одисыня межанизм плавления комсталлических вдер нейтронных чясть и розможности обросов вещества на пульсяров при звердогрясения: причиной которых является напливание радиальных напряжений Выбросы нешества калывается возможным свяить не только с динамическими процессами в коре пульсара, по и с усвенышками пилких не реги. Предска навлется возможная повторячность учильныех черка времена порядка ан ятиов лет. Обсуждаются механизм ударного плавления кристаллических ядер нейтроиния спиративной и воизменей объявления связи динамири пальаемов и вригаланамири ней-«миного ядра со структурой у-я пыше». Покатано, что, изучая «тручтуру у-ясимшек, можполучить инфирмацию о вистрениих процессов фот в с дешениях и чентренной де Отмечаютсь поможности выделения ядерног эпертии эле задарного разотель и рептенов, кого сопропождения у-яслышев. Предсет мажется закже тонкая вреэтиная структура у-венищек с одины импульсом

1. Характерные времена начального периода эволюции.

1. 1. Внеление. В предыдущей работе одного из эвторов [1] качественно осуждался вопрос о тепловой аволюции кристаллических ядер нейтронных везд. Сама позможность существования нейтронных кристаллических ядер в пульсарах в последние годы активно изучалась [2—4]. Существуют наблю-ительные тесты и реаультаты, свидетельствующие в пользу такой возможности [5, 6]. Тепловая эволюция существенно определяется тем обстоятся от существом, что еейтронный кристалл является кристаллом квантизым. При

образовании ега (при рождении звезды) он оказывается относительно х лодным. Резкое охлаждение центральной части звезды при кристаллиза ции нейтронной жидкости возможно при аднабатическом (или почти аднабатическом) сжатин. Как раз такое сжатие с характерным гидродинамическим временем т. происходит при рождении нейтронной звезды Применительно к адиабатической кристаллизации другой квантовой жидкости — жидкого Нез — эффект резкого охлаждения был впервые предсказан И. Я. Померанчуком [7]. Окружающая кристаллическое ядро пульсара нейтронная жилкость сразу после ромления звезды может иметь более высокую температуру (температура ядра > 10° °К, температура жидкости ~ 1011 °К, см. [1]). В дальнейшем температура ядра вновь повышается, при этом само кристаллическое ядро несколько растет. Это связано с тем, что (dp, dT) < 0 при $T = 10^{11}$ К. p давление кристаллизации, Т — температура. Время выравнивания температур кристаллического ядра и окружающей его нейтронной жидкости больше гидродинамического времени, но меньше характерного времени остывания звезды в целом до температуры 10° К.

После выравнивания температур зависимость T(r) (r—радиальная координата) становится монотонной. На этой стадии существенным является плавление кристаллического ядра при остывании звезды. Мы принимаем инже, что v_a — v_a , v_a —удельные объемы жидкого и кристаллического состояний (обсуждение этого см. в [1]).

Настоящая работа посвящена обсуждению следствий возможных фазовых переходов в нейтрояном веществе. Большая численная неопределенность ряда характеристик нейтрояного вещества не позволяет делать строгие количествениме заключения. Однако качественные эффекты и проделанные оценки являются достаточно убедительными и должны быть приняты во внимание при построении правдоподобных моделей нейтрояных эвезд. Фазовые переходы оказываются, в частности, тесно связанными с временной зволюцией характеристих периодического и импульсного излучений. Мы обсудим ниже вопросы о скачках периода при эвездотрясениях, о происходящих время от времени выбросах вещества из пульсаров и связи этих выбросов с наблюдавшимися в последние годы у-вспышками низких энергий [8, 9]. Объяснение связи у-вспышек и выбросов было предложено и обсуждалось в [10], однако там не рассматривались конкретные механизмы выбросов.

1.2. Общие соображения о времени выравнивания температуры. Пусть для определенности начальная температура нейтронной жидкости (непосредственно после рождения звезды) ~ 10¹¹ К. Сжатие при рождения происходит за гидродинамическое время:

$$\tau_{\rm ca} \sim R^{3/2} (\gamma M)^{-1/2}$$
 (1)

R — радиус, M — масса звезды, γ — гравитационная постоянная. Если образовалось кристаллическое ядро, то его температура $\sim 10^{\circ}$ °K (см. [1]). В таких условиях будет существовать погок тепла в ядро из окружающей от горячей: жидкости. Время выравнивания температур τ — зависит от размеров ядра и от того, является ли интронная жидкость нормальной или сверхтекучей. Пока температура жидкости выше T, $\sim (\Delta_n k) = 10^{10}$ К, жидкость может считаться нормальной (Δ_n — нейтронная S или P щель, k — постоянная Больцмана —[11]). Время τ_T должно сравнителься, конечно, и с характерными временами нейтринного охлаждения, спяданного с интенсияными γ -процессами (например, урка-процессами: $n - p = v + \gamma$, $p = c \rightarrow n = v$).

Мы рассматриваем здесь простейшую модель, предполагая, что кроме иситронов в центральной части звезды присутствуют только протоны и электроны. Это разумно для звезд не очень большой массы. Качественные оффекты, связанные с плавлением, будут иметь место, однако, и при учете наличия л-конденсата [12]. Кристаллические нейтронные ядра могут иметь раднусы порядка нескольких километров. Мы считаем ниже, что протоны также являются нормальными на начальной стадян жизни звезды (их щель $\Delta_a = \Delta_a$), электрониая жидкость в звезде вообще не становится сверхпроводящей [13]. Электро- и теплопроводность в центральной части звезды пределяются релятивистским алектронным газом, при этом справедлив након Видемана-Франца [14]. Мы испольвауем все ати факты при оценках времени τ_{τ} .

Оценим сначала τ_T в жильой фазе. Легко проверить, что основной вклад в теплоемкость дают нейтроны Для оценок мы применяем обычные рмулы для ферми-жидкостей или ферми-газов [15]. Пусть C_{σ}, C_{ρ} и C_{κ} - лектронный, протоиный и нейтронный вклады в полную теплоемкость смещферми-жидкостей, а n_{σ} , n_{ρ} и n_{κ} —соответствующие концентрации. Тогда

$$\frac{C_e}{C_\mu} \sim \frac{3h}{m_b c} n_a^{1.3} \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \quad \frac{C_o}{C_a} \sim \left(\frac{n_e}{n_a}\right)^{1/3};$$
 (2)

ядесь m_s — масса нуклона, c — скорость света, h — постоянная Планпл. При плотностях порядка ядерной плотности $\frac{3h}{m_s c} n_s^{1.3} \sim 1$.

$$\frac{C_e}{C_p} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \quad \frac{C_e}{C_n} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{2/3},$$
 (27)

я так как реально (n, n,) ~ 10⁻², теплоемкость смеси, действительно, определяют нейтроны. Взаимодействие влектронов и протонов учитывается тем, что в формулу для проводимости з входит время z_{tt} , определяющееся рассеянием электронов на нормальных протонах [14]:

$$z \approx \frac{n_e e^2 \tau_{tr} c}{\hbar k_F}$$
, (3)

$$\tau_{tr}^{-1} \approx \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{T}{T_F}\right)^2 \frac{ck_F^2}{k_{FT}}; \qquad k_{FT}^2 = \frac{4}{\pi} \frac{k_F m_e e^2}{\hbar^2}.$$
(4)

Здесь k_{FT} — ферми-томасояское волновое число, e — заряд электрона, $lk_F = p_F$ — фермиевский импульс электронов (протонов), T — температура жидкости, а kT_F — энергия Ферми-протонов. Теплопроводность z и коэффяциент температуропроводности Z получаются из простых формух (некоторые численные коэффициенты ~ 1 опускаем):

$$z \sim z L_0 T; \quad L_0 \sim (k/e)^2, \tag{5}$$

$$I = \frac{x}{C_n} - \frac{\sigma L_0 T}{C_n}.$$
 (6)

Время выравнивания температуры есть теперь

$$t_{+} \sim (a^{2}/\lambda),$$
 (7

— характерный личенный размер задачи. Подставляя еще

$$C_n \approx \frac{m_n p_{F_n}}{3h^3} k^2 T, \tag{8}$$

где p_{x_0} — нейтронный фермненский импульс, получим оценку:

$$z_T \sim \left(\frac{n_e}{n_e}\right)^{1/3} \left(\frac{a}{v_{F_F}z_v}\right) \left(\frac{a}{c}\right)$$
 (9)

В (9) v_{F_p} — протонная фермиенская скорость: $hk_p=mv_p$, k^3 . $3\pi^2n_p$. Таковы оценки для жидкой фазы, все они справедлины при $T < T_I < 10^{12}$ К. При $T = 10^{10}$ К (такие температуры достигаются через несколько часов после рождения звезды) можно не учитынать и рождение влектрон-подитронных пар. Теплоной порог рождения пар по порядку неличины есть $T_F \sim 10^{10}$ К. Отметим, однако, что и рождение пар в первые часы жизни звезды (при $T = 10^{11}$ К) не изменит существенно наши оценки времен v_F .

1. 3. Численные оценки. Сначала оценки τ_{τ} в жидкой звезде. Эта оценка носит чисто имлюстративный характер, т. к. при отсутствии кристаллического ядра нет причин для возникновения перепадов температур внутри звезды (ввезда почти изотермична—[16]). Рассмотрим импотетическую ситуацию, когда в родившейся звезде образовалось холодное ($T \sim 10^{\circ}$ °K).

жилкое и нормальное (несверхтекучее) ядро с радиусом а > 10° см. Для $_{n}$ стандартной" модели: $(n, n_{n}) \sim 10^{-1}, n_{n} = n_{n} \sim 10^{24}$ частиц см², $k_{F} \sim 10^{24}$ $-3 \cdot 10^{11} \cdot cm^{-1}$, $T_F \sim 10^{10} \cdot K$, $v_F \sim 10^{10} \cdot cm^2 \cdot ce$, и мы получим из (4) и (9) оценку $v_T \sim 3 \cdot 10^{-1} \cdot ce$ к (a = cm, T температура жилкости н °К). При а ~ 10° см т может принимать значения в пределах от нескольких суток до сотен лет (при T от $\sim 10^{\circ}$ K до - 10¹⁰ К, для нормальной ферми-жидкости!). Такие оценки, конечно, довольно грубы как потому, что т, занисит от Т, так и потому, что мы не можем хорошо оценить реальный размер а. Однако н любом случае вти премена существенно больше - ~ 10 сек (для звезды с R~10° см и М~М. = 2·1033). Мы покажем ниже, что характерное время выравнивания температур в нейтронном кристалле не слишком сильно отличается от соответствующего премени в жидкости. Поэтому сжатие звезды при ее рождении индяется аднабатическим. Важно заметить, что уравнение теплопроводности в рассматриваемой системе существенно нелинейно, неличины × и С., сильно записят от температуры. Оценка (7), тем не менее, справедлина, по существу она следует уже из сооображений размерности [17]. Сравнение с временами нейтринного охлаждения (см. [18, 19]) показывает, что и эти времена велики по сравнению с :... Грубая схема тепловой энолюции звезды такона: а) рождение ядра с температурой 10° К; температура окружающей жидкости ~ 1011 °К; б) охлаждение жидкости за счет ухода нейтрино до - 10¹⁰ K при практически ныкаюченном механизме передачи тепла н ядро: в) охлаждение жидкости и одновременное нагревание ядра до ~ 10° K, на этом последнем этапе работают и механизм электронной теплопроводности, и механизм нейтринного охлаждения. Учтем еще, что внутренняя температура знезды уменьшается за счет нейтринного охлаждения до ~10° К за несколько лет [18], тогда на основании сказанного ныше можно утверждать, что температура ядра сравняется с температурой окружающей его жидкости примерно за такие же времена (для а - 10° см). Время существования внутри знезды температур больших 10° К может достигать (10° 10°) лем [19]. При более низких температурах нейтронное кристаллическое ядро не будет плавиться. Поэтому исе наблюдательные эффекты, сиязываемые с плавлением ядер, должны проянляться для сравнительно молодых нейтронных звезд. Подчеркнем еще, что последняя численная оценка есть минимальное время, она получена без учета существования и плавления кристаллических ядер. Может оказаться, что время существования в звезде температур выше 10° К и больше 101 лет (плавление ядер приводит к выделению тепла, см. ниже).

1. 4. Время выравнивания температур в кристалическом ядре. Сравнение с временами магнитных перестроек. Современная теория квантовых фермиевских консталлов во многом напоминает теорию ферми-жидкости и подробно развита в [20]. Слабовозбужденные состояния описываются совокупностью фермисиских квази-частиц и деформациями решетки. Считаем ниже, что kT много меньше фермиевской анергии возбуждений. Теплоемкость фермиевского кристалла имеет вид (8), но вместо m_n и p_{E_n} нужно подставить эффективную массу фермневских возбуждений ма и соответстаующий ферми-импульс р, Для оценок можно считать т ~ т. Существенным и нетривиальным является то, что температурная зависимость теллоемкости фермиевского кристалла отличается от подобной зависимости для кристаллов обычных: обычно теплоемкость кристалла при низких температурах $\sim T^4$, для фермиевского кристалла теплоемкость $\sim T$. Электро- и теплопроводность в звезде с кристаллическим ядром по-прежнему определяются вырожденными релятивистскими электронами, б и ж в первом приближении не меняются при переходе от жидкости к кристаллу. Характерное время выравнивания температуры в жристалде

$$c_n^* \approx \frac{m^* p_F^*}{3h^3} k^2 T; \quad C_s \approx \frac{3h}{m_s c} n_n^{13} \left(\frac{n_s}{n_n}\right)^{2/3} C_{ns}$$
 (10)

Отсюда следует, что - С., т. е.

$$e_T^* > \tau_T \frac{3\hbar}{m_a c} n_a^{13} \left(\frac{n_e}{n_a}\right)^{2/3}$$
 (11)

Здесь $T_n = C_n$ соответствующее время в нейтронной жвдкости. Как и выше, считаем при плотностях порядка ядерной плотности $\frac{30}{m_n c}$ $n_n^{-1} = 1$. С другой стороны естественно, что $C < C_n$, а потому при $C_n < C_n$, $c_n < c_n$. То, что $C < C_n$ в интернале 10^3 К $T_n < 10^{11}$ К следует уже из того, что графики $S_n(T)$ и $S_n(T)$ пересекаются при $T \sim 10^{11}$ К, а внутри указанного интервала температур $(dS_n dT) > (dS_n dT)$, S_n , $S_n = -$ антропии жндкой и кристаллической фаз. Вопрос о пересечении $S_n(T)$ и $S_n(T)$ не является очевидным. Мы принимаем, что это так, фактически исходя из аналогии со случаем He². Строгое доказательство втого заключения для нейтронной (или

ядерной) материи в настоящее время дать нельзя. Окончательно интересующая нас система приближенных неравенств записывается так:

$$1 > (z_7/z_7) > (n_e/n_e)^{2\beta}$$
. (12)

 M_3 (12) видно, что τ_7^* и τ_7 действительно отличаются мало.

Сравнение с временами магнитных перестроек, как и в обычных звездах, приводит к заключению, что магнитные перестройки происходят гораздо медлением тепловых процессов. Это есть, конечно, следствие вмороженности магнитного поля в вещество звезды. Учитывая, что время диф-

фузии магнитного поля есть $\tau_{\mathcal{O}} \sim \frac{4\,\pi s a^2}{c^4}$, мы получаем оценку:

$$\frac{\tau_D}{\tau_T} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3} \left(\frac{T_F}{T}\right)^4 \left(\frac{hc}{e^2}\right)^2 \tag{13}$$

Для $(n_e, n_h) \sim 10^{-2}$ и $T \equiv T_F \sim 10^{10}$ К

$$\tilde{\tau}_D = \tilde{\tau}_T$$
 (14)

Обратим еще внимание на совершенно разный характер температурной зависимости $\tau_T(\sim T^2)$ и $\tau_D(\sim T^{-2})$.

- 2. Динамика плавления кристаллических ядер, выбросы вещества из пильсаров и наблюдательные следствия.
- 2. 1. Плавление кристаллического ялра. Мы будем описывать теперь тепловую эволюцию звезды после установления монотонного распределения T(r). Нейтронный кристалл при $T=10^{11}\,^{\circ}$ К имеет более высокую энтропию, чем нейтронная жидкость. Это означает, что при плавлении кристалла тепло должно не поглощаться, а выделяться. При остывании звезды давление кристаллизации повышается ($(dp_n/dT) < 0-[1]$), поэтому остывание звезды в целом ведет к плавлению кристаллического ядра ее. Временная продолжительность процесса плавления $\gtrsim 10^5$ лет. При плавлении выделяется» «лишний» объем $\sim (v_a v_b)$ в расчете на одну частицу. «Вы деление» объема приводит к накапливанию радиальных напряжений и к ляездотрясениям, в выделяющаяся при плавлении мощность может быть сравнимой с мощностью, излучаемой пульсаром (оценки см. ниже).

Пусть $r_0=r_0\left(t\right)$ — раднус кристаллического ядра пульсара, зависящий от времени t. За время dt распланится объем:

$$dV_{max.} \approx 4\pi r_c^2 \frac{dr_c}{dt} dt,$$
 (15)

 $rac{dr_0}{dt}$ — есть скорость движения границы между жидкостью и крястал-

лом. Для простоты мы считаем сейчас плотность p в центральной части звезды не сильно зависящей от координаты r. Это допустимо для грубых оценок, так как мы не рассматриваем наружные слои звезды, где величина $\lfloor dp/dr \rfloor$ велика. Умножая (15) на $(p/m_n)(m_n)$ масса нуклона), мы найдем число частиц, перешедших из кристаллической фазы в жидкую;

$$dN_{\text{paren.}} = \frac{v}{m_{\bullet}} dV_{\text{paren.}} \tag{16}$$

Энергия, выделяющаяся при плавлении, по порядку величины есть $k T_{ns.} = dN_{pscna.} T_{ns.} = здесь температура плавления кристалла. Так как <math>\{2/m_n\} \approx n_{ns}$ можно написать:

$$kT_{\rm max}dN_{\rm paras} \approx kT_{\rm max}\frac{V}{m_{\rm e}}dV_{\rm paras} \approx n_{\rm e}kT_{\rm max}4\pi r_{\rm e}^2\frac{dr_{\rm o}}{dt}dt,$$
 (17)

или, учитывая, что модуль сдвига нейтронной кристаллической решетки G по порядку величины есть

$$G \sim \frac{kT_{ns}}{v_n} \sim \frac{kT_{ns}}{v_k} \sim n_n k T_{ns}. \tag{18}$$

(мы используем аналогию с обычным кристаллом), получим для скорости выделения плавящимся кристаллом тепла выражение:

$$\frac{dQ}{dt} \sim 4\pi r_o^2 G \frac{dr_o}{dt}.$$
(19)

Оценим локальное повышение давления ${}^{\dagger}p$ (вблизи границы кристаллического ядра). Оченидно, что ${}^{\dagger}p\sim \frac{\partial p}{\partial v}, v_{0}\sim s^{*}v_{0}, v_{\infty}\sim \frac{m_{\pi}}{v_{\pi}}\sim \frac{m_{\pi}}{v_{\pi}}$

s — характерняя скорость звука, $\ddot{v}_s\sim rac{m_s}{v_s}\ddot{v}_t$, $\ddot{v}_t\sim (v_s-v_k)$, т. е.

$$\hat{v}_p \sim \frac{m_s s^2}{v_s} \frac{v_s - v_k}{v_s}$$
. (20)

Естественным параметром, как и в теории плавления обычных кристаллов, является отношение модуля сдвига G к модулю сжатия E. Это отношение определяет, в частности, и величину скачка объема при плавлении [21]:

$$\frac{v_n - v_k}{E} = \frac{G}{E}.$$
 (21)

 ${\bf B}$ свою очередь модуль ${m E}$ связан со скоростью звука ${m s}_*$ а по порядку величины справедлива оценка:

$$E \sim (m_n s^2/v_n). \tag{22}$$

143 равенств (20) + (22) теперь следует, что

$$i_{p} \sim \frac{k T_{ns}}{v_{n}} \sim n_{n} k T_{ns} \sim G. \tag{23}$$

В то же время модуль E по порядку величины совпадает с давлением в центральной части звезды, имаче говоря, с плотностью гравитационной энергии:

$$E \sim \sqrt[3]{\left(\frac{M}{R^2}\right)^2}.$$
 (24)

При плавлении обычных кристаллов скачок объема составляет обычно иссколько процентов. Мы примем, что и при плавлении нейтронного кристалла отношение $(G/E) \sim (10^{-1}-10^{-2})$. Когда мы рассматриваем обычный кристалл (например, какой-инбудь металл), модуль E определяется и основном давлением электронного газа, а модуль G кулоновским взаимодействием нонов (ядер). В нейтронном кристалле модуль сдвига не должеч сильно отличаться от модуля сжатия, т. к. и тот, и другой определяются ядерными силами. Неравенство же G < E сохраняется и в нейтронном кристалле — оно определяется как взаимодействием частиц, так и чисто структуриыми факторами. Ясно, что все наши грубые оценки носят ориентировочный характер и претендуют только на качественное описание физической ситуация

Оценны максимальную энергию, которая может выделиться при плавлении кристаллического ядра. Из (19) следует, что

$$\max Q \sim \frac{4\pi}{3} G[r_1^3(\ell_1) - r_0^3(\ell_2)]. \tag{25}$$

Здесь G— некоторое среднее значение модуля G. Усреднение должно проводиться по радиусу между $r_0\left(t_1\right)$ и $r_0\left(t_2\right)$, t_1 — время, соответствующее началу, t_2 — концу плавления. Если еще $r_0\left(t_2\right) \ll r_0\left(t_1\right)$ (на самом деле это неравенство может быть и не слишком сильным!), то

$$\max Q \sim \frac{4\pi}{3} Gr_0^2(t_1).$$
 (26)

Считая $\overline{G} \sim G \sim (10^{-1} + 10^{-2}) E$, $M \sim M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{23} z$, $R \sim 10^{6}$ см, $r_{0}(t_{1}) \sim R$, мы получим из (26) max $Q \sim (10^{11} + 10^{12})$ эрг, если же $r_{0}(t_{1}) \sim 10^{3}$ см.

то $\max Q \sim (10^{45}-10^{45})$ врг. Гравитационная внергия, запасенная в звезде, $\gamma \frac{M^2}{R} \sim 3 \cdot 10^{53}$ врг. Теплоная энергия в жидкой звезде (для нормальной ферми-жидкости!) есть, очевидно:

$$U_7 \sim N \frac{kT}{z_{Fn}} kT. \tag{27}$$

N- число нейтронов в знезде, $^2{}_{F_R}-$ пейтронная ферми-энергия. При $N-10^{31}$ и $^2{}_{F_R}-10^{-5}$ зрг получим при $T\sim (10^9-10^{10})^9$ К, $U_T\sim (10^9-10^{20})^9$ зрг. Таким образом, энергия, ныделяемая при плавлении, может быть вполне сраниямой с U_T (и даже превосходить cel). Уже по этой причине для нейтронных звезд, имеющих кристаллические ядра, следует заново пересчитывать занисимости T=T(r,t), результаты [19] для них, вообще говоря, не годятся. Сравнение с другими характерными энергиями для нейтронной звезды: энергиями вращения, ядерной, гранитационно-деформационной, магнитной, а также вы деляющейся при переходе нейтронной жидкости в сверхтекучее состояние и последующем остывание знезды, показынает, что плавноение может играть очень существенную роль в знолюции, а излучение в принципе может быть связано не только (и не столько) с потерями вращательной энергии.

2.2. Накапливание разиальных напряжений, звездотрясения и выбросы вещества из пульсаров. Рассмотрим гипотетическую возможность, когда в излучение в основном перерабатывается энергия, выделяемая при плавлении кристаллического ядра. Пусть запасы этой энергия $Q \sim 10^{11}$ эрг. $(t_1) \sim 10^{12}$ см., а время плавления $(t_1, -t_1) \sim 10^{12}$ лет. Поделив Q на 1 мы найдем $(Q/t_2) \sim 3 \cdot 10^{12}$ эрг/сек. Это вполне разумное значение интенсивности излучения для пульсара. Оценим теперь скорость движения границы между кристаллической и жидкой фазами. Из (19) следует, что $\frac{dr}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r} \left(\frac{dQ}{dt}, r = r_e(t)\right)$

min
$$\frac{dr_0}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r_0^2(t_1)} \frac{Q}{G}$$
 (28)

При наших грубых оценках мы считаем, конечно, что $\frac{dQ}{dt} \sim \frac{Q}{t_1}$ и что за время $t_1 \sim (t_2-t_1)$ выделится весь запас Q (на самом деле за премя t_2 могло бы расплавиться, разумеется, не все ядро). Подставляя в (28) r_0 (t_1) $\sim 10^3$ см, $G \sim (10^{-1}+10^{-2})$ E, $E \sim 10^{25}$ врисм³, ($Q(t_2) \sim$

 \sim 3 10³⁰ эрг сек, получим min $\frac{dr_0}{dt}\sim 3\cdot (10^{-6}-10^{-3})$ смісек. Для двль-

пейших численных оценок примем $\frac{dr_0}{dt} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ см сек. Характерное

расстояние между нейтронами $\sim 10^{-17}\, c_{M_{\odot}}$ значит за 1 сем планится, грубо говоря, $\sim 3\cdot 10^{5}$ кристаллических слоев. Итак,

$$\frac{dV_{pinn.}}{dt} \sim 4\pi r_0^2 \frac{dr_0}{dt} \sim \frac{4\pi r_0^2}{4\pi r_0^2 G} \frac{dQ}{dt} \sim \frac{1}{G} \frac{dQ}{dt}$$
 (29)

Численная оценка $\frac{dV_{\rm parity}}{dt}\sim 3~(10^3-10^3)~cm^3/ce\kappa$. За 1 год расплав-

ляется объем $\sim (10^{10}-10^{11})~cm^3/10A$. "Выделяющийся" при планлении "лишний" объем получается умножением распланленного объема на отношение (GE). За 1 10A накаплинается "лишний" объем $V_{n,6}\sim -(10^n+10^{10})~cm^3/10A$. Наличие кристаллической корки у пульсара приводит к накапливанию радиальных напряжений. Избыточное давление $p_{n,6}$, накопленное за 1 10A, составляет (при $V_{n,6}\sim 10^{10}~cm^3/10A$)

 $p_{\rm mid} \sim p \, \frac{V_{\rm mid}}{V} \sim 10^{33} \, \, {\rm auh/cm^2 \cdot 10^{10}} \, \, {\rm cm^3/10\, s} \, \, 10^{-18} \, \, {\rm cm^3} \, \, \sim 10^{10} \, \, \, {\rm auh/cm^2 \cdot 10^{30}} \, .$

Здесь $V \sim 10^{19}$ см⁸—полный объем нейтронной жидкости. Кроме раднальных напряжений в коре знезды накапливаются и касательные, обусловленные торможением. Суммарные напряжения направлены не по радиусу, а кора ломается, когда напряжения достигнут ее сдинговых модулей. Для отношения модулей сднига и сжатия коры естественно принять число $\sim 10^{-7}$, а типичное значение модуля сжатия в коре $\sim 10^{80}$ дин/см⁷ [18]. Совсем грубо можно считать поэтому, что за времена порядка десяткон лет в звезде могут накопиться избыточные напряжения, ведущие к разлому коры. Корректный расчет таких премен должен был бы учитынать зависимость избыточного давления в звезде от радиальной координаты.

Разлом коры мы интерпретируем, во-первых, как звездотрясение, при котором может скачком измениться угловая скорость пульсара Ω. Во-вторых, разлом коры и наличие раднальных напряжений способствуют выбросу вещества из подкорковой области. В этой области, как показано в [22], существует большой запас потенциально радиоактивного вещества, которое, однако, не может очень быстро выделять запасенную в нем ядерную янергию, пока не будет выброшено из звезды. После выброса вещества ядерная энергия интенсивно выделяется, и это приводит к естественному объяснению у-вспышек [10]. Время накапливания напряжений, необходимых для слома коры (≥10 лет), может рассматриваться как время между

последовательными звездотрясениями и выбросами вещества, а значит и как характерный интервал между двумя у-вспышками. Энергии, выделяющейся при плавлении, вполне достаточно для объяснения разломов корм и выбросов подкоркового вещества. Подробное обсуждение спектральных ларактеристик у-вспышек содержится в [10]. Там показано, что при выбросе из пульсара массы $M^* \approx 10^{51}$ и коаффициенте преобразования кинетической энергии выброшенного вещества в энергию у-вспышки $\sim (10^{-2}-10^{-3})$ можно считать нейтронные звезды, рождающие у-вспышки, находящимися в нашей Галактике в среднем на расстояниях $\sim 0.25~\kappa nc$. По оценкам [22] масса неравновесной оболочки (подкорки) в которой запасена ядерная анергия, $M_{\rm ob} = 10^{32}$ г.

2.3. О связи выбросов со скачками периода. Будем считать массу $M \sim 10^{21}$ г «наблюдаемой» величиной. Выброс M° соответствует кинетической анергии выброшенного вещества $\sim 0.2~M^{\circ}c^{2} \sim 2\cdot 10^{11}~$ врг. За время ~ 10 лет при плавлении выделяется $\approx 10^{11}~$ врг. значит лишь очень малая доля выделяющейся при плавлении энергии переходит в кинетическую энергию выбрасываемого вещества. Остальная энергия перерабатывается в излучение и идет на нагревание охлаждающихся слоев звезды Плавящееся ядро является весьма эффективно работающим внутренним источником энергии. При налични выбросов вещества из звезды в примушле уже нельзя считать сохраняющимся при звездотрясении механический мемент M (как это обычно делается, см. [18]). Момент выброшенного вещества по порядку величины есть M° s. «средияя» скорость звука в ве

ществе звезды ($s^2 \sim \chi \frac{M}{R}$). Для звезды в целом $I \sim MR^2$, а $I = -\infty MR^2$. Поэтому имеет место оценка:

$$\frac{M^* sR}{MR^2 \Omega} \sim \left(\frac{M^*}{M}\right) \left(\frac{s}{\Omega R}\right). \tag{30}$$

С другой стороны.

$$-\frac{\Delta (f2)}{f2} \sim \left| \frac{\Delta \Omega}{2} + \frac{\Delta M}{M} + 2 \frac{\Delta R}{R} \right| \qquad (31)$$

Здесь $\Delta M = M^{-}$. Аналогичная оценка имеет место и для амергии прациения ($\sim I \, \Omega^{3}$);

$$\frac{\Delta(I\Omega^3)}{I\Omega^2} \sim \frac{|\Delta M|}{M} + 2\frac{\Delta R}{R} + 2\frac{\Delta \Omega}{\Omega}$$
. (32)

Эти оценка справеданвы только по порядку селичины. Если бы звезда была однородной (по плотности), можно было бы утверждать, что $\frac{3M}{M} \sim 3 \frac{4R}{R}$ но для неоднородной звезды такое утверждение, вообще гоноря, уже несправеданно. Поэтому мы будем исходить сейчас из мабаю дательных фактов и их следствий. Подставляя в (30) $M^a \sim 10^{21} \, \iota_1$, $M \sim 10^{22} \, \iota_2$, $s \sim 10^{10} \,$ см/сек, $R \sim 10^a \,$ см и $\Omega \sim 10^a \,$ сек , получим $\frac{\Delta (I2)}{I2} \sim 10^{-10}, \frac{\Delta M}{M} \sim \frac{M^4}{M} \sim 10^{-12}.$ Реально для пульсаров наблюдаются $\frac{32}{2}$ \sim ($10^{-3} \pm 10^{-3}$) и известно, что сразу после звездотрясения пульсар ускоряется (AQ > 0) = [18], [23]. Из (31) следует при выбранмых параметрах, что скачок $\frac{\Delta 2}{0}>0$ эффективно может быть снязан только с уменьшением R сжатнем звезды при авездотрясении (2R < 0). Учитыная, что $\left| \frac{\Lambda \Omega}{\Omega} + 2 \frac{\Delta R}{R} \right| \le 10^{-10}$, мы получим из (32), что $\frac{\Delta(12^{\circ})}{401} = \frac{\Delta \Omega}{2} > 0$, т. е. энергия вращения звезды при звездотрясении немного увеличивается. Это соответствует "раскрутке" звезды, а не ее торможению. Величина $\Delta (I^{(2)}) \sim 10^{41} - 10^{40}$ эрг, другими словами, д (12) может быть как больше, так и меньше кинетической энергии выброшенного вещества (~10-1 эрг). Таким образом, скачки 🖰 при звездотрясениях естественно укладываются и схему с плавлением кристаллических ядер и выбросами вещества. Уменьшение радиуса звезды при звездотрясениях есть по существу следствие приближенного сохранения момента при выбранных нами "наблюдаемых" параметрах. Отсутствие сейчас наблюдаемой корреляции скачков 2 и 7-вспышек не свидетельствует против предлагаемой теории тсм. [9, 10]), однако обнаружение т-вспышки во премя сбоя периода хотя бы у одного пульсара безусловно послужило бы несьма серыезным аргументом в пользу развитой в [10] и в этой работе схемы.

3. У зарное плавление кристаллических ядер и структура гамма-вспышек.

3. 1. Механиам ударного плавления кристаллического ялра. Некоторые наблюдающиеся у-вепышки имеют довольно сложную структуру, а частности, внутри у-вепышки наблюдается иногда несколько последовательных импульсов [8, 9]. Для объяснения таких последовательных импульсов в [10] была выдвинута гипотеза о многократных выбросах вещества. В рамках обсуждаемой нами модели с плавящимся нейтронным кристаллическим ядром такая гипотеза и структура у-вепышее находят естественные объяснения. Многократные выбросы оказываются непосредственно связан-

имми с механизмом уларного плавления и возбуждением ударных воли в звезде при звездотрясениях. Качественную картину проще всего понять, пользуясь принодимой схемой—рис. 1. На эгом рисумке кривые $p_1(r)$ п $p_2(r)$ показывают распределение давления по радиусу звезды соответственно в ненапряженном и напряженном состояниях. Прямые $p_n(T_1)$ и $p_n(T_2)$ соответствуют давлениям плавления при температурах T_1 и T_2 . В действительности функции $p_n(T)$ должим меняться и вдоль радиуса, т. к. T = T(r)

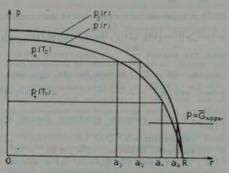


Рис. 1. Масштабы не соблюдены. Объяснения в тексте.

однако для вачественных рассуждений мы можем сейчас пренебречь этой зависимостью и считать $\rho_k(T_1)$ и $\rho_k(T_2)$ прямыми, параллельными горизонтальной оси. Линия $p = \overline{G}_{\text{sum}}$ соответствует давлению, равному среднему модулю сдвига в коре, точка / = а, - некоторая средняя координата коры. Пусть начальный раднус кристаллического ядра определяется пересечением $p_a(T_i)$ и $p_i(r)$ — точка $r=a_i$, при этом кора $p_1 (r = a_i) < G_{\text{ress}}$. По мере остывания пульсара до температуры T_{e} повышается давление кристаллизации и накапливаются дополнительные внутренние напряжения $\left(T_2 < T_1; \frac{dp_1}{dT} < 0\right)$. Раднус кристаллического ядра при этом уменьшается до $r=a_n$, шароной слой с толщиной (a_1-a_2) распланляется. Во всех точках r $p_1(r)>p_1(r)$, и при соответствующей температуре T_s $p_s(r=a_s)$ становится ранным $G_{\text{горы}}$. В этот момент кора ломается, происходит звездотрясение и выброс подкоркового вещества. Легко понять, что разлом коры приводит к резкому сбросу давления внутри звезды. Грубо говоря, мы "соскакиваем" на кривую $p_1(r)$. Температура в звезде не успевает, однако, измениться за время разлома коры (знездотрясения), повтому давление кристаллизации будет теперь равно р.(Т.), а "равновесный" раднус кристаллического ядра должен был бы стать $\sim r-a$. Шаровой слой с толщиной $\sim (a,-a_1)$ должен расплавиться ударным образом. Но при этом снова выделяются внергия и "лишний" объем. Как следствие этого происходит дополнительный выброс вещества из подкорковой области.

Если объем вещества, плавящегося ударным образом, достаточно велик, то в итоге выделится и довольно большая энергия, а это может привести к ударному разогреву не только внутренних областей звезды, но и коры. Время такито разогрева может быть, конечно, большим времени ударного плавления. Вполне возможно, что такой разогрев может сопровождаться интенсивным рентгеновским излучением при звездотрясении и в течение некоторого времени после него. Оценки выделяющейся при плавлении анергии показывают, что такая возможность вполне реальна. Отметим здесь же, что уже наблюдались у-вспышки с рентгеновским сопровождением [24].

3.2. Структура у-вспышек — источник информации о динамике ударного п. 148. гения. Не представляет, конечно, труда видоизменить рассмотренную выше простейшую схему в тех случаях, когда число выбросов больше двух или когда такой выброс всего один. Мы можем и еще дальше развить эту схему, если учтем, что два-три импульса в у-вспышке часто следую: друг за другом с интервалом ~ 10 сек. [9]. Плавление есть фазовый переход первого рода и, вообще говоря, это процесс со сравнительно большой инериней. Примем для определенности, что напряжения, необходимые для оавлома коры, накапливаются пон «спокойном» плавлении за время ~ 10 лет. За это время выделяется энергия ~ 10 эрг. Рассмотрим модельную ситуацию, когда второй импульс в ү-вспышке имеет примерно такую же интенсивность, как и первый. Будем считать, что при ударном плавлении также выделяется ~ 101 эрг, т. е. расплавляется примерно столько же вещества, сколька расплавилось за 10 лет «спокойного» плавления. Эта последняя величина ~ 1011 см2, поэтому за 1 сек расплавляется ударным обовзом ~ 10° см' сек. Скорость движения границы жидкой и кристаллической фаз есть теперь

$$\frac{dr_0}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r_0^2} \frac{dV_{\rm paths.}}{dt} \sim \frac{10^{10}~{\rm cm}^3/{\rm cer}}{4\pi \cdot 10^{10}~{\rm cm}^2} \sim 0.1~{\rm cm/cer}$$

(как и выше, мы принимаем эдесь, что 🔊 10, см).

Мы связываем ударное плавление с временем ~ 10 сек. Отсюда следует, что последовательные разломы коры и выбросы вещества также характернауются интервалом ~ 10 сек. На первый взгляд, характерная продолжительность каждого разлома не должна сильно отличаться от времени распространения ударной волны от коры к ядру и обратно — это простэ 116-12

гидродинамическое время ~ (10⁻³ + 10⁻⁴) сек. В действительности нужно иметь в виду вероятную возможность многократных последовательных отражений затухающей ударной волны от коры и ядра эвезды. Истинная продолжительность разлома зависит от того, как быстро ударные волны затухают. Характерное время такого затухания запедомо меньше 10 сек, возможно, что сама ширина импульса у-вспышки как раз соответствует продолжительности разлома. Вывод, который мы делаем, заключастся в том, что разлом коры приводит к сильной интенсификации плавлания ядра. Все наши качественные рассуждения сохраняют силу даже если уменьшить оценку полной внергии, выделяющейся при плавлении, на 2+3 порядка. Подчеркием еще, что внерговыделение при плавлении соответствует по своим масштабам внерговыделению при взрывах новых звезд. Последние характеризуются, как известно, выходом мощных ударных воли на поверхность звезд, сильным разогреном и рентгеновским и у-излучением. Подобные процессы вполне вероятны и в пульсарах. Можно ожидать. что молодые пульсары могут оказаться вначительно активнее, чем это считалось до сих пор.

3.3. Дригие процессы, связанные с фазовыми переходами в веществе нейтронных эвсэд. Мы кратко упомянем еще о некоторых процессах, сопровождающих перестройки коры пульсаров и фазовые переходы в веществе нейтронных звезд. Корректные расчеты всех таких процессов — задача чрезвычанно трудная, т. к. они связаны с распространением и затуханием ударных воли и возмущений. Последние же мы умеем описывать поха лишь очень грубо качественно. Отметим здесь, что в нейтронной звезде очень существенна дисперсия скорости знука, связанная просто с неоднородной плотностью. Это приводит к очень сильному затуханию любых гидродиламических мод. Большой вклад в поглощение энергии гидродинамических колебаний и ударных воли дает поглощение при отражениях воли от коры и ядра пульсара. Любопытен возможный механизм выделения ялерной энергии при плавлении кристаллического ядра. Напряжения в подкорковом слое, где имеется вырожденная электронно-ядерная плазма, накапливающиеся в промежутках между звездотрясеннями, могут инициировать в этом слое ядерные реакции или служить причиной их интенсификации (если они идут, о возможности таких реакций безотносительно к напряжениям — см. [22, 25, 26]). Понятно также, что и прохождение через этот слой ударных воли в принципе может сопровождаться выделением ядерной энергии.

Интересно обратить янимание еще на возможную «обратимость» процесса плавления. Ударные волны, последовательно отражающиеся от коры и ядра пульсарз, сопровождаются, естественно, и колебаниями температуры. Эти колебания, в свою очередь, приводят к колебаниям давления кристаллизации $p_e = p_k(T)$. Процесс ударного плавления имеет поатому более сложный характер, чем это описано выше — возможны квазиколебательные режимы перехода от $r_o \sim a_1$ к $r_o \sim a_n$. Естественно, что если квазиколебания (плавление — кристаллизация) реализуются, плавится всегда больше вещества, чем кристаллизация редом процесс плавления — явление меобратимое, а эвездотрясения всдут, конечно, к диссипации полной энертии звезды. Это вовсе не противоречит тому, что сама звезда после звездотрясения ускоряет свое вращение.

Укажем на возможное объяснение уменьшения радиуса звезды при звездотрясения. Пусть первоначально температура T(r)-монотонная функция г. При сломе коры ядро интенсивно плавится, а выделяющаяся энергия может «рассасываться» по всему объему звезды за большее время, чем время эффективного затухания ударных воли. Предположим, что ударные волит не успецают «растащить» всю внергию, выделившуюся при планлении, по всей звезде до своего заметного ослабления. Процессы обычной теплопроводности также характеризуются сравнительно большими временами (см. раздел 1). При таких условиях в звезде в окрестности гранины кристалл-жидкость в течение некоторого времени может существовать горячий» шаровой слой. Наличие такого «горячего» слоя приведет к локальному разогреву как кристалла, так и нейтронной жидкости и к поинжению давления кристаллизации. Часть энергия из «горячего» слоя вновь аккумулируется теперь кристаллом, и при этом снова растет радиус кристаллического ядра. Кристаллизация приводит к поглощению не только энергии, по и объема. С таким уменьшением объема можно было бы пытагься связать уменьшение раднуса звезды ($\Delta R < 0$) после звездотрясения. Обратимость процесса плавления не могла бы иметь места в период спокойного плавления ядра. Такая обратимость есть следствие сущестеснио неравновесной ситуации, возникающей при ударном воздействии, Если бы такой механизм уменьшения R был основным, мы могли бы поставить и обратную задачу: зная из наблюдений ($\Delta\Omega/\Omega$), определить (\R/R), а при гаданном R определить и количество закристаллизовавшегося вещества (после сбоя периода). Последнее, в принципе, связано с тем. какова температура внутри пульсара. Таким образом, имелась бы принципиальная возможность определения $T(r \sim r_*)$ из наблюдения $(\Lambda\Omega/\Omega)$, Реализация такой программы осложияется тем, что нужно учитывать возможность малой пересгройки при звездотрясении формы пульсара, что также приводит к аффективному уменьшению R. К тому же пока мы слишком плохо знаем и функции $p_{\mathbf{a}}(T, \rho)$ и p(r).

«Выделение» объема при плавлении не приводит в нашей схеме к увеличению раднуса звезды, т. к. до звездотрясения этому мешает кора, а при звездотрясении «лишний» объем сбрасывается. Считая, что при каждом разломе коры выбрасывается ~ 10°° в мы найдем среднюю плотность

выбрасываемого нещества $p_{\rm es}^{(a)} = (10^{\rm m} \div 10^{\rm m})$ i/cm^3 . (Разумно считать, что при разломе выбрасывается как раз такое количество вещества, которое соответствует накопившемуся при плавлении «лишнему» объему). Подчеркием, что процесс кристаллизации всегда запаздывает, он «ждет» пока интенсивность ударных воли уменьшится. Сжатие же пульсара облегчается тем, что во время эвездотрясения кора становится неустойчивой по отношению к различным деформациям.

В принципе могло бы случиться еще и так, что после первого выброса дырка в коре - не вполне закрылась, и в течение всего времени ударного плавдения в нее «малыми порциями» выкидывается суммарный «лишний в объем. В этом случае после первого «большого» ныброса может быть серия мелких, следующих друг зз apyrom c характерным сек. Когда же ударная волна достаточно затухнет, «дырка» заклоется. Этот момент приблизительно соответствует концу ударного плавления и началу поэможной кристаллизации. Весь «лишний» объем, выделившийся при ударном плавлении, «в момент закрытия дырки» сброшен. Аналогичную выбросам временную структуру будет иметь и у-вспышка. Регистрирующая электроника спутников Vela, с помощью которой были обнаружены впервые у-вспышки [8], имеет время разрешения — 10 сек, а потому не может зарегистрировать серию импульсов с интервалом ~ 10 сск. Тэнкую структуру «хвоста» у-вспышен с одним главным пиком можно изучать, лишь увеличив примерно на два порядка время разрешения, достигнутое в аппаратуре спутников Vela.

Рассмотрение различных эффектов в этой статье основано на качественных соображениях и оценках, полученных в [1] и [10]. Хотя подобные оценки не могут претендовать на абсолютную количественную достоверность, нам представляется, что качественные соображения являются очень правдоподобными и достаточно общими для того, чтобы быть учтенными в любой будущей количественной теории. Разумные обобщения на те случан, когда нейтронная жидкость является сверхтекучей, а в звезде имеется еще л-конденсат (тоже, быть может, сверхтекучий), будут рассмотрены в другой работе. При современном уровне наших знаний о взаимодействиях и процессах в нейтронных звездах численные вычисления (особенно относящиеся к кинетическим и динамическим процессам) всегда носяз в той или иной степени спокулятивный характер. Возникающие эдесь проблемы связаны как с отсутствием надежного уравнения состояния, так и 🗈 трудностями описания распространения и затухания ударных воли. Тем более обнадеживающими в таких условиях выглядят качественные схемы, позволяющие вполне удовлетворительным образом связать качественные и полуколичественные оценки с результатами наблюдений.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность за обсуждение рассмотренных в статье вопросов В. Л. Гинабургу, Я. Б. Зель-

довичу. Д. А. Киржинцу, В. С. Имшеннику, Г. С. Бисноватому-Когану и А. А. Собянину, за интерес и внимание к работе они признательны Д. Ф. Андрееву, Л. М. Озерному. Д. Пайнсу и В. Н. Сазонову. Авторы благодарят также советских и зарубежных коллег, приславших препринты и оттиски ряда интересных работ.

Ню титут физики высоких давлений АН СССР

SOME CONSEQUENCES OF PHASE TRANSITIONS IN NEUTRON STAR MATTER

Ju. M BRUK, K I. KUGEL

Characteristic times of temperature equalizing for liquid and solid phases in the central region of neutron stars are estimated. Any magnetic transformations are shown to occur in a neutron star more slowly than a thermal one. The thermal evolution of a star in the initial period of its existence is described schematically. The estimates given in the paper show that after the formation of a neutron star with the crystalline core the temperature of its interior is a nonmonotonous function of the radial coordinate. This nonmonotonity results from the sharp adiabatic cooling of the crystalline core in the process of the star formation (Pomeranchuk effect). The mechanism of melting of neutron stars' crystalline cores and the possibilities of throwing out of pulsar matter during starquakes caused by the accumulation of radial stresses are described. It is possible to associate the throwing out of the pulsar matter not only with the dynamic processes in the pulsar crust but also with the low energy gamma-ray bursts. The possible repetitions of gamma-ray bursts in the periods of the order of dozens of years are also predicted. The mechanism of the shock melting of neutron stars' crystalline cores is considered. The correlation of the melting and crystallization dynamics of a neutron core with the structure of gamma-ray bursts is possible. It is shown that certain information about the internal processes and phase transitions in a neutron star can be obtained by studying the structure of gammaray bursts. The possibilities of the nuclear energy emission in a star, the shock heating and X-radiation accompanying gamma-ray bursts are also noted. The fine structure of gamma-ray bursts with a single pulse is predicted.

AHTEPATYPA

- 1 Ю. М Брук, Астрофизика, 11, 97, 1975.
- A. G. W. Cameron, V. Canuto, Noutron Stars, XVI Solvay Conference, Bruxelles, 1973.
- 3. V. Canulo, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 12, 167, 1974.
- 4. V. Canuto, S. M. Chitre, Phys. Rev., 49, 1587, 1974.
- 5. D. Pines, Observing Neutron Stars, XVI Solvay Conference, Bruxelles, 1973.
- 6. H. Heintzmann, W. Hillebrandt, E. Krotscheck, Ann. Phys., 81, 625, 1973.
- Я. Я. Померанчик, ЖЭТФ, 20, 919, 1950; Собрание научных трудов, т. 1, Наука М., 1972, стр. 210
- В. Strong, R. W. Klebesadel, R. A. Olson, Ap. J., 182, L. 85, 1973; 188.
 L. 1. 1974, Е. П. Малеу, С. В. Голенеукий. В. Н. Ильимский, Письма ЖЭТФ, 19, 126, 1974.
- 9. О. Ф. Прилуукий, Н. Л. Розенталь, В. В. Усов, УФН, 116, 517, 1975.
- Г. С. Бисноватый-Козан, В. С. Имиенник, Д. К. Надежин, В. М. Чечеткин, препринт № 12, ИПМ АН СССР, 1974. Astrophys. Space Sci., 35, 3, 1975.
- 11 Ю. М. Брук. Астрофилика, 9, 237, 1973
- A. Б. Миндал, Phys. Rev. Lett., 31, 257, 1973; Письма ЖЭТФ, 18, 443, 1973;
 A. Б. Миндал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, ЖЭТФ, 66, 443, 1974;
 G. Baym, Phys. Rev. Lett., 30, 1340, 1973;
 G. Baym, E. Flowers, Nucl. Phys.,
 A 222, 29, 1974;
 G. Baym, W. C. Pethick, Ann. Rev. Nucl. Sci., 25, 27, 1975.
- 13 B. A. Fun. 6yps. YOH, 97, 601, 1969
- G. Baym. C. Pethick, D. Pines. Nature, 224, 674, 1969; D. C. Kelly, Ap. J., 179, 599, 1973; A. M. Gentile, Astrophys. Lett., 5, 245, 1970.
- 15. -1. Д. Линаиу, Е. М. Лифшии, Статистическая физика, Наука, М., 1964, гл. 5.
- В Б. Зельдович, И. Д. Новиков. Теория тяготения и эполюция звезд. Наука, М., 1971, гд. 11.
- Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райвер, Физика ударных воли и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966, гл. Х.
- 18. Ф. Дайсон, Д. Тер-Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Мир. М., 1973.
- S. Tauruta, V. Canuto, J. Lodenquat, M. Rudorman, Ap. J., 176, 731, 1972.
 S. Tauruta, preprint, GSFC-X-640-72-417, 1972
- И. Е. Дэвлишинский, П. С. Конаратенко, В. С. Асоченков, ЖЭТФ, 62, 1575, 2318, 1972; П. С. Конаратенко, В. С. Асоченков, ФТТ, 18, 440, 1973.
- Г. С. Бисноваскай-Котан, В. М. Ченегкин. Письма ЖЭТФ, 17, 622, 1973; Astrophys Space Sci., 26, 3, 1974.
- 23. B .1 Funa6ynt, YOH, 103, 393, 1971
- 24 A. E. Metzger, R. H. Parker, D. Gilman, L. E. Peterson, J. I. Trombka, Ap. J., 194, L. 19, 1974; J. I. Trombka, E. L. Eller, R. L. Schmadebeck, I. Adler, A. E. Metzger, D. Gilman, P. Corenstein, P. Bjorkholm, Ap. J., 194, L. 27, 1974.
- 25. Г. С. Сациян. Р. М. Анакин, Астрофизика, 8, 123, 1972.
- 26. Э. В. Чубаран. Р. М. Апакин, Уч. пап. Ерепанского ун-та, 1, 38, 1972

21 Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей, Наука, Л., 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКИЕ АНАЛОГИ ИЗОТРОПНЫХ МОДЕЛЕЙ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ КОСМОЛОГИИ

В. А. РУБАН, А. М. ФИНКЕЛЬШТЕЙН
Поступила 16 декабря 1974
Пеоссмотрена 28 апреля 1975

В скаларио-тендорной космологии найдены аналитические решения для наотропных моделей с кривизиси при $\rho - g/\delta$. Обсуждаются соотношения между наблюдаемыми параметрами Метагалантиии и уточивются ограничения на скорость вариации G. Покадано, что скаларное поле может доминировать даже в настоящую впоху, и вполие допустим его внергетический вклад, сравнимый с критической плотностью.

Изотропные модели с излучением (р = в/3) в конформном представлении скалярно-тенворной теории тяготения. В последнее время ингенсивно обсуждаются различные скалярно-тензорные модификации ОТО, среди которых наиболее физически содержательным и полно разработанным является вариант Иордана-Бранса-Дикке [1]. В этой теории для описания гравитации дополнительно к метрике пространства — времени $V - ds^2 = g_{,k} dx^k dx^k$ вводится скалярное безмассовое ϕ -поле, заменяющее «константу» тяготения $G \infty \phi^{-1}$. Такое гипотетическое дальнодействующее поле, которое, согласно эвристической идее Маха, определяется всей материей во Вселенной, позволяет реализовать общековариантным образом гипотезу Дирака о вековой вариации константы граинтационного взаимодействия масс $-|\dot{G}| = 0$ веледетвие хаббловского расширения. Скалярное Ф-поле не взаимодействует непосредственно с материальными источниками Тт и проявляется только черев гравитационное влияние, так что уравнения движения $T_{li,k}^{k}=0$ имеют такой же вид, как и в ОТО (в частности, выполняется слабый принцип эквивалентности — пообные частицы, и дучи света движутся по геодезическим $V_{i,j}$.

Наряду с исходной формулировкой скалярно-тенаорной теории водможны ее различные конформно-преобразованные представления [1, 2]-

 $g_{ik} = \lambda(x^*)g_{ik}$, $\phi = \phi h$, среди которых наиболее простым в математическом отношении является вариант Дикке [3] с $\phi = G_0^{-1} = \text{const.}$

В втом формализме для конформной метрики $ds^2 = \phi ds^0$ справедливы уравнемия Эйнштейна¹:

$$\bar{G}_{t}^{k} = \bar{R}_{t}^{k} - \frac{1}{2} \bar{o}_{t}^{k} \bar{R} = -\bar{\chi} (\bar{T}_{t}^{k} + \bar{\Lambda}_{t}^{k}), \quad \chi = 8\pi G_{v} = \mathrm{const},$$
 (1)

а скалярная компонента $I=\widetilde{G}_0 \phi\left(x^k\right)$ отделяется от гравитации и может рассматриваться как стороннее безмассовое поле:

$$\Box \ln \iota = \frac{1}{1 - \frac{\partial}{\partial x}} \left(V - \frac{\partial}{\partial x^i} (V - \frac{\partial}{\partial x^i}) \right) = \frac{8\pi}{\xi}, \quad \xi = 2\omega + 3, \quad (2)$$

которое выступает в качестве дополнительного источника геометрии V_{\star} с гензором энергии-импульса вида:

$$\tilde{\Lambda}_{\ell}^{k} = \frac{1}{2\tilde{\chi}h^{2}} \left(h_{i} i h^{k} - \frac{1}{2} \delta_{\ell}^{k} h_{i,n} h^{n} \right)$$
(3)

Однако при этом скалярное Â-поле уже взаимодействует непосредственно с частицами (за исключением безмассовых), нарушая принцип геодеянче-

ского движения и приводя к изменению их масс покоя — $m=t^{-1}$, так что законы сохранения для обычной материи рыполняются лишь в совокупности со скалярным t-полем: $(T_t+\Lambda_t)_{-1}=0$.

Согласно интерпретации Дикке [1, 3], исходный и преобразованный варианты скалярно-тензорной теории отвечают различному выбору фундаментальных единиц или масштабов измерений атомных (h, c, m=const,

G—переменная) или гравитационных (\hbar , ϵ , G=const, m— переменная). Отметим, что вги два представления теории неэквиваленты, τ . к. интеграл действия и уравнения движения материи конформно неинвариантим. Они различаются, прежде всего, базисными метриками, и при внализе фи-

[!] Здесь $1/\omega$ — бевразмерный параметр связи скалярного и тенворного полей: принем, согласно экспериметальным данимы по проверке релятивиетских гравитационных эффектов в Солмечной системе считается, что $\|\omega\| > 6$. Схорость света c=1; точка с вапай означает ковариантное, а запятая — обычное дифференцирование.

энческих следствий в конформном формализме необходимо преобразовать пезультаты к исходному представлению с реальной физической геометрией V, и нормальным, как в ОТО, поведением часов и масштабов, либо надо локально переопределять масштабы и единицы измерения [4].

При обсуждении ряда проблем однородной космологии конформнов поедставление иногда оказывается более удобным, чем исходное, поскольку тензор энергин—импульса (3) при $\lambda = \lambda(t)$ имеет гидродинамическую струк-

$$\widetilde{\Lambda}_{3}^{p} = -\widetilde{\Lambda}_{4}^{2} = -\widetilde{\Lambda}_{2}^{2} = -\widetilde{\Lambda}_{3}^{2} = \frac{\zeta}{4\pi} \left(\frac{\dot{x}'}{\dot{x}}\right)^{3}, \quad \dot{x}' = \frac{dx}{dt}.$$
 (4)

и однородное скалярное поле действует подобно покоящейся жидкости с предельно жестким уравнением состояния $p_i = \epsilon_i = \zeta/4 + (i-1)^2$ [4]. Следовательно, некоторые качественные результаты однородной скалярно-тензорной космологии можно получить даже в рамках ОТО на основе анализа динамими изотропных [4, 6] или более общих анизотропных моделей [7]. заполненных смесью двух взаимодействующих гидродинамических компонент. покоящейся материей с заданным уравнением состоянии p = p(e) и «скаавоной жидкостью» с р. = 4. Суммарная энергия материи и «скалярной жидкости» в фиксированом объеме V сопутствующей системы изменяется согласно адиабатическому закону расширения для такой среды:

$$d(\widetilde{EV}) + \widetilde{\Pi}d\widetilde{V} = 0, \quad \widetilde{E} = \varepsilon + \varepsilon_0, \quad \widetilde{\Pi} = p + p.$$
 (5a)

Из-за прямого взаимодействия этих компонент, обусловленного генерацией «маховской» части л-поля следом тензора внергии импульса материи $T=\varepsilon-3p\neq0$, в общем случае происходит обмен энергий между инми, ведущий к переменности масс покоя частиц — $m = m \lambda^{-1/2}$ [4]

$$\frac{d}{dt}(\widetilde{\imath}\widetilde{V}) + \widetilde{p}\frac{d\widetilde{V}}{dt} = -\frac{\lambda'}{2\iota}(\widetilde{\imath} - 3\widetilde{p})\widetilde{V}$$
 (5a)

Но для наиболее интересного в скалярно-тензорной космологии уравнени: состояния 🚁 🕖 (которое приближению выполняется на радиационной стадии, когда в материальных источинках доминирует излучение, а также, нероятно, применимое для сверхплотной «горячей» материи и на более ранних втапах расширения Вселенной) прямым взаимодействием такой Ультрарелятивистской компоненты со «скалярной жидкостью» (связанным

с генерацией «маховской» части λ-поля) можно пренебречь и достаточно учитывать влияние только свободной вакуумной компоненты λ-поля'.

Благодаря максимальной жесткости скалярной жидкости» ее плотность энергии нарастает при общем адиабатическом сжатии наиболег быстро $\{a=p_i \propto V^{-2}\}$. Поэтому однородная мода свободного скалярного поля доминирует над обычными материальными источниками и должна радикально наменять по сравнению с ОТО характер начального состояния и динамику ранних стадий расширения Вселенной как в изотропной $\{4, 6, 10, 11\}$, так и в анизотропной $\{7, 9, 10-14\}$ космологии.

Изотролные модели с метриками

$$ds^{2} = dt^{2} - R^{2}(t) \left\{ dJ^{2} + S^{2}(t) \left[dh^{2} + \sin^{2}\theta d\varphi^{2} \right] \right\},$$

$$S(t) = \begin{cases} \sin T, & k = +1 \\ I, & k = 0 \\ \sinh T, & k = -1 \end{cases}$$
(6)

исследовались как в исходном [1, 10, 11, 15—17], так и в конформном [4, 6, 18] представлениях. Для плоскоге (k=0) варианта были найдены точные общие решения при наличии материи с $p=n\varepsilon$ ($0 \le n \le 1$) [6, 11], а также в вакууме [19]. Решения с учетом пространственной кривизны не удается получить в исходном формализме, и поэтому поведение «открытой-(k=-1) и «закрытой» (k=+1) моделей анализировалось лишь на частных примерах посредством численного интегрирования при p=0 [1, 10, 17]. Для случая p=(1/3): Р. Моргенстерн [6] исследовал только а конформном поедставлении изотропные решения (6) с $k=\pm 1$, выраженные в внде громоздких квадратур и по форме малоудобные в астрофизических приложениях.

Используя аналогию между однородными общерелятивистской и конформио-преобразованной скалярно-тензорной космологиями, мы укажем общие решения (включая и вариант с $\zeta<0$) для всех изотропных моделей (б) при $p=\epsilon/3$, записанные в простой параметрической форме через элементарные функции, и кратко обсудим их динамическое поведение.

Полевые уравнения скалярно-тензорной космологии в конформиом представлении для изотропных метрик (6) имеют вид:

$$R'' = -\frac{1}{6}(E + 3\Pi), \quad R'^2 = \frac{1}{3}ER^2 - k, \quad \frac{d}{dt}\left(R^3 \frac{k'}{L}\right) = 0, \tag{7}$$

$$\epsilon''(p + z) = -3R'/R$$

[•] Однородные модели, заполненные смесью невзаимодействующих «скалярной жидкости» с $\rho_{\rm A}$ и обычной материи даже при приредставлять интерес с гочки эрения упрощениях скалярно-тензорных геории [8, 9], в которых гипотетическое скалярное поле не связано с материей и имеет чисто вакуумную природу. Отметим, что для плоской изотропной метрики можно получить аналитические решения при $\rho = n \cdot \varrho$

и, следовательно, первые интегралы при $p = \varepsilon/3$:

$$7z = \frac{3M^2}{R^4};$$
 $\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{C}{R^3},$ $7z_{\lambda} = \frac{\zeta}{4} \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2 = \pm \frac{3S^2}{R^3},$ $S^2 = \frac{|\zeta|}{12}C^2;$ (8)

Они, по существу, совпадают с уравнениями Эйнштейна, в которых дополнительно к обычной ультрарелятивистской материи $(M\neq 0)$ имеется чисто накуумное скалирное поле $\lambda=\lambda(1)$, действующее полобно предельно жесткой жидкости $(S\neq 0)$, так что задача сводится к интегрированию уравнения Φ ридмана для смеси таких двух невзаимодействующих компонент c p=e/3 и p = ± 1 :

$$R^{-1} = -\frac{S^2}{R^4} + \frac{M^4}{R^4} - k$$
, $i h_4 = \exp \left[C \left(\frac{dt}{R^2(t)} \right) \right]$ (9)

где " + " отпечает >0, "— " — варианту с <<0 ("<-6).

Квазизвилидовый париант интересен прежде всего для анализа влияния свободного скалярного поля на динамику ранних стадий расширения изотропной Вселенной, когда пространственной кривизной заведомо можил пренебрегать (z > 1000).

Характер начального состояния в изотропной скалярно-тензорной космологии существенно зависит от знака константы $\zeta^{\infty}(2\omega+3)$.

Если (2ю+3)>0, тогда решение вида

$$R(z) = \frac{S}{M} \sinh \frac{z_i}{2}, \qquad t = \frac{S^2}{4M^3} (\sinh z_i - z_i),$$

$$\lambda(z_i) = \lambda_0 \left(th \frac{z_i}{4} \right)^{\pm 2\sqrt{\frac{3}{\xi}}}$$
(10)

обязательно имсет сингулярность, и в изотропных моделях существует вакуумивя стадия начального расширения с универсальной асимптотикой тачечного колланса:

$$R(t) \propto t^{1.3} - 0$$
, $L(t) \propto t^{-2.1.3.1}$, (11)

которая не зависит от наличия материи и определяется только свободным скалярным полем.

Если : = $(2\omega + 3) < 0$, тогда в моделях с материей при P = s/3:

$$R(\tau_i) = \frac{S}{M} \operatorname{ch} \tau_0 \qquad t = \frac{S^2}{4M^4} \left(\tau_i + \frac{1}{2} \operatorname{sh} 2\tau_i \right), \tag{12}$$

$$i_1(t_i) = i_0 \exp\left[\pm 2 \left[\frac{3}{161} \operatorname{arctg} e^{\tau_i} \right] \right]$$

отсутствует начальная сингулярность, и модель после «регулярного «отражения» $(R_{\min} = (S/M) \neq 0)$ снова неограниченно расширяется, причем λ -поле меняется монотонно.

В ходе неограниченного расширения влияние «скалярной» жидкости быстро ослабевает по сравнению с гравитирующей материей, и плоские модели (10), (12) ныходят при t . S^*M на фридмановский режим для $p=\epsilon/3$: $R \simeq V 2Mt$. σ , σ

Пространственную кривизну ($k=\pm 1$) необходимо учитывать лишь в позднюю эпоху расширения Вселенной при красных смещениях z=10, что важно для сравнения скалярно-тензорной космологии с наблюдательными данными. Поэтому «закрытую» и «открытую» модели с p=e/3 (см. Приложение) имеет смысл обсуждать в связи с ранее высказанными гипотезами [20, 21], что ультрарелятивистские трудно наблюдаемые формы материл (нейтрино низких энергий, гравитационные и скалярные яолны и т. п.) являются главной компонентой материальных источников в Метагалактике даже сейчас. Для закрытых моделей характерио финитное расширение с приближением к фридмановскому режиму вблизи

$$R_{max} = \frac{M}{1/2} \left[1 + \left(1 + \frac{4S^2}{M^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

Если \$<0, то, как и для плоского варианта (12), свободное скалярное поле ликвидирует сингулярность в «открытой» и «эакрытой» моделях с материей.

Соотношения между наблюдаемыми параметрами Метагалактики. Для астрофизических приложений полученные в конформном формализме решения (см. Приложение) надо преобразовать к исходному представлению скалярно-тензорной космологии с истинной метрикой реального пространства—времени $V_{\rm c}$:

$$ds = e^{-1}ds - d^{-1} - a^{2}(1) dx^{2} - a^{2}(1) (dx^{2} - dx^{2}). \tag{13}$$

Таким образом, получаем для «закрытой» и «открытой» моделей с p=z/3 точные общие решения в параметрической форме (13), но уже в рамках исходного варианта Иордана—Бранса—Дикке.

C точки эрения исходного и конформного представлений динамическое поведение изотропиых моделей сильно различается только при $\zeta > 0$

$$a \propto e^{1.3(1+3)(1-V(1))} = 0, \qquad e^{2.(1+3V(1))}$$
 (14)

с двумя различными ветвями: $9 \to 0$ (G $\to -0$) или $9 \to -\infty$ (G $\to 0$).

Однако эти оба представления близки и практически сонпадают в поздиком эпоху расширения Вселенной, когда $t \to \text{const} \neq 0$.

Преобразованиме к физической метрике (13) решения для изакрытой" и "открытой" моделей при $p=\epsilon/3$ (а также "плоской" с p=0 и $p=\epsilon/3$) [11] можно использовать для построения зависимостей между наблюдаемыми типа видимой знездной величины $m_{\rm c}(z)$, чксла галактик N(z) и т. п. $(z=(a_0-a)/a-$ красное смещение) и сопоставления их с данными внегалактической астрономии (подобно тому, как вто делалось в ОТО для фридманонских и некоторых специальных моделей при p=0 в скалярно-тензорной космологии [22]). Это дает возможность определить кинематические параметры Метагалактики постоянную Хаббла $H_0=(a/a)_0=(d\ln a/d^2)_0$ и параметр замедления $q_0=-H_0^{-2}$ (а $a)_0$, а также наложить ограничения на допустимый уронень свободного скалярного поля (S=0) и вековой нариации гравитационной "постоянной" $(G/G)_0$ в современную эпоху.

Из точного решения для простейшей квазнавклидовой модели (k=0) при p=0 легко указать ряд полезных соотношений в случае преобладания нерелятивностского вещества в Метагалактике:

$$\dot{\varphi} = \frac{8\pi \gamma}{3 - 2\omega} (z + z_1), \quad H = \frac{8\pi (1 + \omega)}{3 + 2\omega} \frac{\gamma}{\gamma} (z + z_1), \quad \gamma = \frac{M}{a^2} > 0;$$

$$M, z_1, z_2 = \text{const}, \quad (15)$$

в частности, снязь между вековой нариацией $\Lambda = \frac{7}{G}$ — $\frac{5}{2}$ н мироным временем $\frac{1}{2}$ (определяющим нозраст $T = \frac{1}{2}$ — в сингулярных моделях, при $\frac{1}{2}$ 6:

$$\frac{\Lambda}{H} = -\frac{d \ln \varphi}{d \ln a} = \frac{\tau + \tau_1}{(1 + \omega)(\tau + \tau_2)} = \frac{\tau + \tau_2 + \tau_1}{(1 + \omega)(\tau + \tau_2 + \tau_2)},$$

$$\tau_1 = -\tau_2 + (\tau_1 - \tau_2) \frac{1 + \omega + \sqrt{1 + \frac{2\omega}{3}}}{(4 + 3\omega) \sqrt{1 + \frac{2\omega}{3}}},$$

$$S = \tau_2 - \tau_3.$$
(16)

 \mathcal{A} ля изотропных моделей, заполненных излучением с p=1/3:, согласно (13) и (9) получаем:

$$-\frac{\Lambda}{H} = C \left[\left(\pm S^2 + M^2 \varphi a^2 - k \varphi^2 a^4 \right)^{1/2} - \frac{C}{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= C \left[a^3, \quad 2 = M a^4, \quad (17) \right]$$

так что при k=0 в соответствии с [11]

$$-\frac{d \ln \alpha}{d \ln \alpha} = 3C/8\pi M (\tau_1 + \tau_2), \quad \tau_2 = \text{const.}$$
 (18)

Соотношения между наблюдаемыми параметрами Метагалактики можно получить более простым способом, если использовать уравнения поля для физической метрики (13) в исходном (а не конформном, как это делалось в работах [18]) представлении скалярно-тензорной космологии Пордана—Бранса—Дикке [1]:

$$R_{1}^{1}: \frac{a}{a} + 2\frac{a^{\frac{\alpha}{2}}}{a^{\frac{\alpha}{2}}} + \frac{a^{\frac{\alpha}{2}}}{a^{\frac{\alpha}{2}}} + \frac{2k}{a^{\frac{\alpha}{2}}} = \frac{8\pi}{(3+2\omega)^{\frac{\alpha}{2}}} \{z + \omega (1-p)\},$$

$$G_{1}^{0}: \frac{a^{\frac{\alpha}{2}}}{a^{\frac{\alpha}{2}}} + \frac{a^{\frac{\alpha}{2}}}{a^{\frac{\alpha}{2}}} + \frac{a^{\frac{\alpha}{2}}}{a^{\frac{\alpha}{2}}} + \frac{k}{a^{\frac{\alpha}{2}}} - \frac{8\pi}{3z}, \qquad (19)$$

$$\Box \varphi = \frac{1}{a^{\frac{\alpha}{2}}} \frac{d}{d^{\frac{\alpha}{2}}} (a^{\frac{\alpha}{2}}) - \frac{8\pi}{3+2\omega} (z - 3p).$$

Эти уравнения, отнесенные к настоящему времени au_a , дают следующие два соотношения между 5 наблюдаемыми величинами H_a , q_a , A_c , и радиусом кривизны u_a .

$$H_0^2 - H_0 \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 - \frac{\omega}{6} \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0^2 - \frac{\lambda_0 \alpha z_0}{3} = -\frac{k}{a_0^2}; \quad \alpha = \frac{2\omega + 3}{3\omega + 4},$$

$$- \alpha_0 H_0^2 + H_0 \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 + \frac{\omega}{3} \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0^2 = -\frac{\lambda_0 \alpha \left[\omega \left(z_0 + 3p_0\right) + 3z_0\right]}{3(3 + 2\omega)}. \tag{20}$$

причем, в общем случае считается, что Метагалактика заполнена смесью нерелятивистского вещества (P=0) и излучения (P-1/3). Критическая плотность, отвечающая плоскому варианту (k=0) в скалярно-тензорной космологии

$$\frac{\gamma_0 \alpha}{3} \varepsilon_e^* = H_0^2 - H_0 \left(\frac{\ddot{G}}{G}\right)_0 - \frac{\omega}{6} \left(\frac{\ddot{G}}{G}\right)_0^2, \tag{21}$$

существенно записит от величины и знака вековой вариации (G G)0.

причем, как и в ОТО, значение г не связано с уравнением состояния материи.

Относительная скорость вариации гравитационного парамегра может быть записана в виде: ¹

$$\left(\frac{G}{G}\right)_{0} = -\frac{3}{2}H_{0}\left[1-\frac{1}{1+\frac{4\omega}{3}(q_{0}-\beta)}\right];$$

$$\beta = \frac{\chi_{0}^{2}(3\epsilon_{0}+\omega(\epsilon_{0}+p_{0}))}{3(3+2\omega)H_{0}^{2}}.$$
(22)

В отличие от ОТО (где $q_0=\beta$), теперь параметр замедления — $q_0>\beta-3/4\omega$ ($\omega=6$) либо $q_0<\beta-(3+|\omega|)$ ($\omega<-6$) — не фиксирует одновначно плотность s_0 и кривизну моделей.

Дополнительно к общерелятивистским временным масштабам $T_H = H_0^{-1} \simeq 2.10^{10}$ лет и $(Z_{0})^{-1.2}$, довольно близким по величине, скалярное поле вводит новую шкалу аволюции Метагалактики, которая задается пока не установленным значением вековой нариации $\Lambda_0^{-1} = (G,G)^{-1}$. Если исходить на экспериментально допустимого верхнего предела вековой вариации [24] | G/G 10 3 · 10 ч дет 1 тогда в соотношениях (20) вклад свободного скалярного поля будет преобладающим, и, следовательно, скалярно-доминирующая стадия (> 6) должна захватывать и настоящую эпоху. Однако столь быстрая нариация $(G/G)_0 \gg H_0$ при $\omega > 6$ совместима только с "закрытой" $(k=\pm\,1)$ моделью и требует больших значений ускорения q_0 должно приводить к резкому уменьшению возраста Вселенной $T = \Lambda_0^{-1} < 10^{10}$ лет). Несингулярную космологию (0 < -6) при $|G/G| > H_{a}$ можно согласовать только с поткрытой моделью, если предполагать, что регулярное "отражение" происходило при z < 10, я это очень маловероятно. С учетом неопределенности данных для илотности материи $\epsilon_0 = (10^{-29} - 10^{-30})$ г/см³ и давления ρ_0 , а также величины параметра замедления о = (1 0.5) [23], можно утверждать, что веконая нариация (22) вряд ли пренышает Н, хотя ее знак произволен. Таким образом, при $\|\dot{G}/G\|_0 = H_0 \simeq 5 \cdot 10^{-11}$ дет $^{-1}$ вклад эффектинной "энергии" скалярного поля в (20) не больше критического общерелятивистского значения г. 5 10 30 г/см³, хотя и "открытой" (k = -1) модели он может пренышать вклад обычной материи даже в современную эпоху.

[•] В работе [17] для частного случая моделей с P=0 несмолько иной процедурой было получемо сходное с (22) выражение для (Λ)_а, причем автор обсуждал и нефизическую ветвы в (19), моторая не удовлетворяет принципу соответствия с ОТО в пределе (Λ)_а \rightarrow 0.

Если в Метагалактике сейчас основной формой материальных источников являются фоновые излучения с $p=\varepsilon/3$, тогда вековая вариация «константы» тяготения, обусловленная только наличнем свободного скалярного поля.

$$\left(\frac{G}{G}\right)_{0}^{2} = \frac{6}{a}\left[H_{0}^{2}(q_{0}-1) - \frac{\chi_{0}x}{3}(1-i_{s}^{2})\right]$$
 (23)

может быть выбрана сколь угодно малой за счет сохращения продолжительности скалярно-доминирующей стадни ($\omega > 6$), причем в зависимости от начальных условий G либо уменьшается, либо увеличивается. Подчеркнем, что и несингулярной космологии при $\omega < -6$ вклад свободного ϕ -поля сейчас должен быть очень мал (в частности, при $p=(3-|G|G|_{\infty}H_a)$, чтобы «отражение» (когда плотности материи и отрицательной скалярной энергии сравниваются) происходило в достаточно раннюю эпоху.

Для более реалистичных моделей Вселенной, заполненной смесью нереалитивистского вещества $(\rho=0)$ и налучений $(\rho=\varepsilon/3)$ обязательно надо учитывать и «маховскую» (порождаемую этим веществом с $T=\varepsilon-3\rho\ne0$) часть вековой вариации $(G/G)_0$. Последняя при неограниченном расширении в «плоском» и открытом: вариантах становится преобладающей, как легко видеть из общего решения для квазизиклидовой модели ε p n: $(0 \le n \le 1)$ [11]. В случае p = -3 (когда скалярное τ -поле может быть только свободным) происходит быстрый ныход на фридманонскую асимптотику с $G(t) = G_0$ при a(t) = 1, тогда как для чисто "маховского" плоского (k=0) решения и отсутствие свободного скалярного поля при $p = n^2$ $(0 \le n \le 1/3)$ [16] гранитационный параметр $G/G_0 = (-1/2)^{-3(1-3n)/4+3-(1-n)}$ стремится к иулю $(\omega > -6)$, либо к бесконечности $(\omega < -6)$. Следонательно, в кназизниклидовой модели относительная скорость вариации G_1 обусловленная "маховским" вкладом материи с $p = \varepsilon/3$, уже связана с постоянной Хаббла:

$$-\left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_{0} = \frac{1 - 3n}{1 + \omega (1 - n)} H_{0}. \tag{24}$$

Если сейчас в Метагалактике доминирует вклад нерелятивистского вещества с p=0, тогда "маховская" состанляющая нековой нариации $(G/G)_0 \subset (1,1+\omega) \ H_0 \simeq 10^{-11} \ \text{дem}^{-1} \ (|\omega|=6)$ при $\qquad \qquad > 10^{-30} \ \imath/c\varkappa^3$, хотя в "закрытой" (k=+1) модели, согласно оценкам [1,10] она должна быть несколько больше: $|G/G|_0 \subset 3 \cdot 10^{-11} \ \text{дem}^{-1} (\gamma \simeq 2 \cdot 10^{-11} \ \text{дem}^{-1})$.

Следует иметь в виду, что для "открытой" (k=-1) модели на милновской стадни инерциального разлета, когда материя и свободное

скалярное поле уже не существенны в динамике), "маховское" φ -поле, порождаемое нерелятивистским вещестном (P=0), в соответствии с (19):

$$\varphi = \frac{8\pi \rho \tau}{3 + 2\omega}$$
, $\varphi^{*}(\tau) = \varphi_{0} - \frac{8\pi M}{(3 + 2\omega)\tau}$, $\alpha(\tau) \propto \tau$, $\gamma = \frac{M}{\alpha_{1}}$. (25)

т. е. асимптотически $\phi = {\rm const.}$ как и при p = e/3 в (18). Поэтому в "открытой" модели "махонская" вековая нариация при p = 0

$$\left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_{0}^{M} = \frac{H_{0}}{1 + \frac{2\omega}{3}} \left(\frac{p_{0}}{p_{e}}\right) \tag{26}$$

значительно меньше, чем в "плоской" (24), и при низкой плотности вещества $\rho_m \simeq 3 \cdot 10^{-31} \ \text{г/см}^3$ в Метагалактике $(\hat{G}/G)_0^M \simeq 10^{-12} \text{деm}^{-1}$.

 $O_{\mathcal{A}}$ нако вклад в среднюю плотность нерелятивистского вещества от "корон" галактик, а также и "горячего" метагалактического газа, возможно, близок к критическому значению $= 5 \cdot 10^{-10} \ \epsilon/c \, m^3$, так что наиболее вероятная оценка "махонской" части вековой париации $|G/G|^M > (1/|1+\omega|) H_0 = 10^{-11} \ \text{дem}^{-1} (|\omega| = 6)$ указывает ее инжною теоретическую границу в Метагалактике.

Ваключение. Скалярное ф-поле в космологии Иордана—Бранса—Дикке должно менять динамику расширения Вселенной, особенно на ранних релятивистских стадиях, по двум причинам. Во-первых, из-за переменности гравитационного параметра G, который в прошлом мог быть как значительно больше, так и меньше современного значения 🚱 (в зависимости от начальных условий, уравнения состояния материи и знака ш). Во-вторых, на-за того, что свободное скалярное поле является дополнительным источником геометрии 1 и, если ω>6, на ранних стадиях плотность его эффективной эпертии может на много порядков превышать вклад обычной материн. Принципиальное различие между скалярно-тензорной и общерелятивистской космологиями обусловлено однородной модой свободного ф-поля, которая, в отличие от тензорной, совместима с наотропней и действует в некотором отношении подобно идеальной жидкости с предельно жестким уравнением состояния р, и в Благодаря максимальной «жесткости» динамическое влияние такой «скалярной жидкости» растет при сжатии наиболее быстро и радикально меняет природу состояния Вселенной.

Если $\omega > 6$, то неизбежно существует начальная сингулярность и изотропная скалярно-доминирующая стадия вакуумного типа (20), которые определяются только свободным ϕ -полем и не зависят от наличия материи.

Если — 6, тогда свободное у-поле — эквивалент «скалярной жидкости» с отрицательной плотностью энергии и давлением — в моделях с магерией устраняет сингулярность, обеспечивая регулярный переход от сжатия к расширению (за счет нарушения энергетического условия теорем Пенроуза—Хоукина).

При классическом рассмотрении вариант скалярно-тензорной теории с $\omega < -6$ вполие допустим и приводит к привлекательной возможности построения несингулярной изотропной космологии. Но в квантовой трактовые такое скалярное поле с отрицательной плотностью энергии должно, пероятно, приводить к неустойчивости физического вакуума и споитанном рождению частиц (подобно С-полю Хойля-Наранкара).

Свободное скалярное q-поле в зависимости от знака ω ускоряет ($\omega > 6$), либо замедляет ($\omega < -6$) расширение по сравнению с моделями Фридмана, и поэтому в «горячем» варианте оно может влиять на первичный ядерный синтез [4, 10].

Можно было бы наложить ограничения на допустимый уровень свободного 9-поля и продолжительность скалярно-доминирующей стадии из данных по химическому составу, но они пока недостаточно определенные. При расширении влияние свободного Ф-поля быстро ослабевает по сравиению с гравитирующей материей и пространственной кривизной, и модели лыходят на «маховские» режимы, которые по динамике близки к фондмановским и характеризуются минимальной вариацией С. Эта «маховская часть (г-поля, порождаемая нерелятивистским веществом в Метагалактике, определяет нижнюю границу вековой вариации $|G/G|_0 = (1/(1+\omega)H_0 \simeq$ $\sim 10^{-11}$ лет $^{-1}$ ($|\varpi| = 6$) при средней плотности $z_m \sim 5 \sim 5 \cdot 10^{-30} e^{i} cm^3$, что значительно меньше экспериментально установленного перхнего предела $\|G/G\|_0 \lesssim 3 \cdot 10^{-10}$ лет 1 . С оценками возраста Вселенной $(T=10^{10}\ {\it лет})$ можно согласовать и более быструю вариацию (G/G_0) $< H_{\rm e} \simeq 5 \cdot 10^{-11}$ дет $^{-1}$, так что и принципе допустим и иклад свободного скалярного э-поля при - 6 с эффективной плотностью энергии порядка или меньше критического значения г, = 5.10 30 г/см3. Если » < - 6, то в несингулярной космологии влияние свободного скалярного ф-поля сейчас инчтожно мало при достаточно раннем "отражении", и Метагалактика должна описываться "маховскими" решениями c p = 0.

На поздней «маховской» стадин расширения Вселенной, когда вековая париация $(G,G)_0$, в основном, определяется нерелятивнестским веществом, ее знак противоположен знаку $\xi=2\omega+3$ независимо от кривизны. По тому, уменьшается $(\omega > 6)$ или увеличивается $(\omega < -6)$ «константа» G, сейчас

На это обстоятельство обратили наше внимание В. Н. Грибов и Я. Б. Зельдович.

можно судить о природе начального состояния Вселенной (если при $\omega > \delta$ яклад свободного скалярного поля в вековую вариацию (G/G)₀ меньше «маховского»).

Авторы благодарят Л. Э. Гуревича за внимание к работе и полезные обсуждения.

АИЯФ нм. Б. П. Константинова АН СССР САО АН СССР

Приложение

Tочные решения для "открытой" (k=-1) и "закрытой" (k=-1) моделей c $p=\sqrt[4]{3}$.

A.
$$\zeta > 0$$
, $k = -1$: $R^{\pm}(x) = M^2 \sinh^2 x + S \sinh 2x$, $t = \int_0^x R(x) dx$

$$\lim_{n \to \infty} (1 + 2S/M^2 \cot x)^{\frac{n}{2} + \sqrt{M^2}}, \quad i_n = \text{const} > 0.$$

В. Случай $k=\pm 1$ получается заменой гиперболических функций на соответствующие тригонометрические.

C.
$$\zeta < 0$$
, $k = -1$: $R^2(\gamma_i) = \frac{1}{2} V \overline{M^4 + 4S^2} \cosh 2\gamma_i - \frac{M^2}{2}$.
 $i h_0 = \exp \left[\pm 2 \right] \sqrt{\frac{3}{|\zeta|}} \arcsin \frac{1}{1} \frac{\overline{M^4 + 4S^2} - M^2 \sinh 2\gamma_i}{\overline{M^4 + 4S^2} \cosh 2\gamma_i - M^2} \right]$.

D.
$$\zeta < 0$$
, $k = +1$: $R^{s}(\tau) = \frac{1}{2} M^{s} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{4S^{2}}{M^{s}} \right)^{1/2} \sin 2\tau \right\}$. $i/i_{0} = \exp \left\{ \pm 2 \sqrt{\frac{3}{|\zeta|}} \operatorname{arc tg} \frac{M^{2} \operatorname{tg} \tau_{i} + 1}{2S} \frac{M^{i} - 4S^{2}}{2S} \right\}$.

GENERAL RELATIVISTIC ANALOGIES OF THE ISOTROPIC MODELS AND THE LIMITATIONS OF THE OBSERVABLE QUANTITIES IN THE SCALAR-TENSOR COSMOLOGY

V. A. RUBAN, A. M. FINKELSTEIN

In the framework of scalar-tensor cosmology the analytical solutions for isotropic models with the curvature at p=4/3 have been obtained. The relations between observable parameters of the Universe

have been discussed and the limitations of G-variation have been defined more precisely. It has been shown that the scalar field is able to dominate at the present epoch and its energetic contribution can be of the order of critical density.

AHTEPATPA

- C. Brans, R. Dicke, Phys. Rev., 124, 925, 1961; P. Dicke, В сб. "Гравитация и относительность", Мир. М., 1964.
- 2. R. E. Morgenstern, Phys. Rev., D3, 2946, 1971.
 - E. R. Harrison, Phys. Rev., D6, 2077, 1972.
- 3. R. H. Dicke, Phys. Rev., 125, 2163, 1962,
- 4. R. H. Dicke, Ap. J., 152, 1, 1968.
- 5. C. McIntosh, J. Math. Phys., 11, 250, 1970.
- 6. R. E. Morgenstern, Phys. Rev., D4, 278, 286, 954, 1971.
- 7. В. А. Рубан, преприит ФТИ им А. Ф. Ноффе АН СССР. № 355, Л., 1971
- 8. B. Tupper, Nuovo Cimento, 19, 135, 1974; Lett. Nuovo Cimento, 10, 627, 1974.
- 9. В. А. Белинский, Н. М. Халагников, ЖЭТФ, 63, 121, 1972.
- 10. G. Greenstein, Astrophys. Space. Sci., 2, 155, 1968.
- L. E. Gurvich, A. M. Finkelstein, V. A. Ruban, Astrophys. Space Sci., 22, 232, 1973.
- V. A. Ruban, A. Finkelstein, Proprint LNPI No. 59, L., 1973; GRG 6, 742, 1975, Lett. Nuovo Cimento, 5, 289, 1972.
- 13. H. Nariari, Progr. Theor. Phys., 47, 1824; 48, 703, 1972.
- 14. R. A. Mutzner, M. P. Ryan, E. M. Tolon, Nuovo Cimento, 14B, 161, 1973.
- 15. H. Nartart. Progr. Theor. Phys., 42, 544, 1969.
- 16. Г. С. Саанян, М. А. Мнацананян, Астрофияния, 4, 567, 1968; 3, 555, 1969.
- А. В. Манляюс, Укр. физ. журн., 16, 413, 1971; Вестн. КГУ, № 10, сер. Астрономия. 104, 1971.
- R. E. Morgenstern, Nat. Phys. Sci., 232, 109, 1971; 237, 70, 1972; Phys. Rev., 7D, 1570, 1973; Ap. J., 191, 39, 1974.
- 19. J. O'Hanlon, B. Tupper, Nuovo Cimenta, 7B, 305, 1972.
- M. Ruderman, Rop. Progr. Phys., 28, 411, 1965; G. B. Field, M. J. Rees,
 D. Sciama, Comm. Astrophys. Space Sci., 1, 187, 1969.
- 21. M. J. Rees, Phys. Rev. Lett., 28, 1669, 1972.
- 22. H. Dechnen, H. Honl, Ap. J., 155, 35. 1969.
- 23. A. Sandage, Ap. J., 173, 485, 1972; 178, 125, 1972.
- 24. I. Shapiro, W. Smith, M. Ash, R. Ingalls, G. Pettingill, Phys. Rev. Lett., 26, 27, 1971.

АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAPI, 1976

выпуск 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

две новые планетарные туманности

При просмотре пластинок, полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 4° объективной призмой (дисперсия 275 А им у Ну), были обнаружены два объекта, которые, по всей вероятности, являются планетарными туманностями. Они не входят в каталог планетарных туманностей Л. Переха и Л. Когоутека [1], а также в список, приведенный в работе Л. Когоутека [2]. Наблюдения выполнены на пластинках Kodak 103a-Е в сочетании с желтым фильтоом GG11. Эта комбинация позволяет получить лишь длинноволновую область с 1>5100 А. Из ярких эмисспояных линий, наблюдаемых обычно в спектрах планетарных гуманностей, только Н- попадает в эту область. Поэтому в спектрах этих объектов видна только вмиссионная линия Н. Изображения туманностей в линии Н, на пластинках имеют звездообразный вид. Такой же вид имеют они и на картах Паломарского атласа. Это дало возможность оценить их звездные величины путем сравнения изображения туманностей с изображениями звезд NPS на красных картах Паломарского атласа. Так как можно принять, что на этих картах изображения туманностей являются их монохроматическими изображениями в линии Н., то эти оценки, грубо говоря, являются их звездными величинами в линии Н. (т.).

В табл. 1 приведены порядковые номера пластинок, на которых были обнаружены туманности, координаты туманностей, измеренные по Паломарским картам и их авездные величины, то.

Первая из этих туманностей находится в темной, сильно поглощающей области охоло у Лебедя и, действительно, из-за поглощения на голубой карте Паломарского атласа она вообще не видна. Ниже приводятся карты отождествлений туманностей—копий красных карт Паломарского атласа (на них север находится сверху, восток слева, масштаб 21 б на мм).

Под каждой картой отождествления приведены репродукции спектров области, соответствующей туманности, снятые с пластинок № 2451 и 2441, на которых тумамности отмечены стрелками (эдесь север сверху, восток справа).

Two new Planetary Nebulae. On the 40° Schmidt-telescope with 4° objective prism, two new planetary nebulae have been found. The spectral observations were made on the Kodak 103a-F. plates with combination of yellow (GG 11) filter.

17 февраля 1976 Ереванский государственный уживерситет

м. а. казарян

AHTEPATYPA

- L. Perck, L. Kohoutek, Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Academia, Prague, 1967.
- 2. L. Kahoutek, Astron. Astrophys., 16, 291, 1972

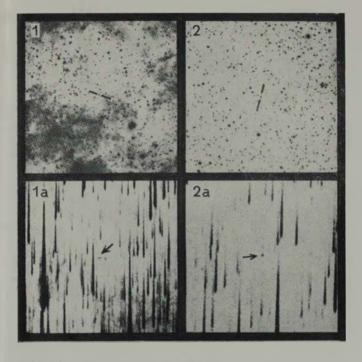


Рис. 1. Карты отождествления туманностей (№ 1 и 2) и репродукции спектров областей туманностей (№ 1а и 2а).

CONTENTS

SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES, II I. M. Kopilov, V. A. Lipovetsky, V. I. Pronik. K. K. Chuvaev	189
THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. III M. A. Arakeltan, E. A. Dibay, V. F. Yestpov	195
THE EJECTIONS OF RADIO SOURCES FROM SPIRAL GALAXIES H. M. Toumassian, E. Ts. Shahbazian	201
:NFLUENCE OF THE CIRCUMSTELLAR SHELL ON THE NEAR-INFRARED SPECTRUM OF χ CYG	209
THE SPECTRUM OF EW LAC IN 1974 N. F. Voykhanskaya	219
DEPENDENCE OF ABSOLUTE MAGNITUDE (ENERGIES) OF FLARES ON THE CLUSTER'S AGE CONTAINING FLARE STARS E. S. Parsamian	235
REQUENCY RELAXATION IN MULTIPLE SCATTERING OF LINE RA- DIATION	245
RADIATION TRANSFER IN AN INFINITE ATMOSPHERE. 1 · · V. V. Ivanov RADIATIVE TRANSFER IN THE PLANE-PARALLEL ATMOSPHERE WITH A STRONG MAGNETIC FIELD · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	255 273
ON THE ZONES OF IONIZATION AROUND STAR FLARES V. M. Tomozov	289
THE DISTRIBUTION OF COMPACT REGIONS HII IN THE GALAXY AND THE PECULARITY OF THEIR HEAT REGIME T. B. Pyatunina	297
ON THE OSCILLATION FREQUENCY OF THE DEGENERATE CORE OF A RED GIANT	305
A SET OF WORKING HYPOTHESES TOWARDS A UNIFIED VIEW OF THE UNIVERSE	315
THE STATISTICAL WAY TO THE PROBLEM OF MULTIPLICITY OF STELLAR OPEN CLUSTERS	ant
F. G. Rozhavskij, V. A. Kuzmina, A. E.Vastlevskij	331
THE MAGNETOSPHERE OF BARIONIC STARS R. M. Avakian, G. P. Alojanti, G. S. Sahakian, D. M. Sedrakian	339
SOME CONSEQUENCES OF PHASE TRANSITIONS IN NEUTRON STAR MATTER	351
GENERAL RELATIVISTIC ANALOGIES OF THE ISOTROPIC MODELS AND THE LIMITATIONS OF THE OBSERVABLE QUANTITIES IN THE SCALAR-TENSOR COSMOLOGY **** V. A. Rubon, A. M. Finkelstein	371
NOTES	
TWO NEW PLANETARY NEBULAE	385