UUSJUSPQPYU АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. И	
И. М. Копылов, В. А. Анповецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев	189
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТ-	
ной яркости. ш	
М. А. Аракслян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов	195
выбросы радионсточников из спиральных галактик	
Г. М. Тоемасян, Э. Ц. Шахбазян	201
влияние околозвездной оболочки на близкий инфракрас-	
НЫЙ СПЕКТР у ЛЕБЕЛЯ	209
СПЕКТР ЕШ LAC В 1974 ГОДУ Н. Ф. Войхинская	219
ЗАВИСИМОСТЬ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН (ЭНЕРГИЙ) ВСПЫШЕК ОТ	
ВОЗРАСТА СКОПЛЕНИЯ. В КОТОРОЕ ВХОДЯТ ВСПЫХИВАЮЩИЕ	
ЗВЕЗДЫ	235
ЧАСТОТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЛИ-	
НЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В. В. Иванов, А. Б. Шнейвийс	245
ПЕРЕНОС ИЗАУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ. І	
B. B. Heanoe	255
ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ С СИЛЬНЫМ МАГ-	
НИТНЫМ ПОЛЕМ • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	273
о зонах понизации вокруг вспыхивающих звезд	
В. М. Томозия	289
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ОБЛАСТЕЙ НІІ В ГАЛАКТИКЕ И ОСО-	
БЕННОСТИ ИХ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА	297
О ЧАСТОТЕ КОЛЕБАНИИ ВЫРОЖДЕННОГО ЯДРА КРАСНОГО ГИГАНТА	
О. В. Федорова	305
PADOPITE DITIOTESDER EXPITION RAFTNITE DEEXEMION	315
ОТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОЛУОЛ К ПРОВЛЕМЕ КРАТНОСТИ РАССЕЯННЫХ	910
авеа инду скоплений	
(D. Г. Ромовский В. А. Кильмина, А. Е. Василевский	331
магнитосфера Барионных звеза	
Р. М. Авакан Г. П. Алолжани, Г. С. Саакан, Л. М. Селракан	339
НЕКОТОРЫЕ СЛЕЛСТВИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОЛОВ В ВЕШЕСТВЕ НЕЙ-	
ТРОННЫХ ЗВЕЗА	351
ОБШЕРЕАЯТИВИСТСКИЕ АНАЛОГИ ИЗОТРОПНЫХ МОДЕЛЕЙ И ОГРА-	
НИЧЕНИЯ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В СКАЛЯРНО-ТЕН-	
ЗОРНОЙ КОСМОЛОГИН В. А. Рубан, А. М. Финкельштейн	371
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
две новые налнетарные туманности	385

ЕРЕВАН

Խմբագրական 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, издатаемый Академией наук Армянской ССР. Журнал початает оригинальные статьи по физике знезд, физике туманностей и межэнездной среды, по знездной и внегалактической астрономии, а также статьм по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначаются для научных работнияся, аспирантов и студентов старших курсов.

Журиал выходит 4 раза в год, цена одного помера 1 рубль, подписивя плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через вгентство "Международная инига", Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՏԻՉԻԿԱ»-ն գիտական ճանդիս է, ուը ճշատաշակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիաությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդիսը ապագշում է ինքնատիպ ճողվածներ ասադերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջասադային միջավայրի ֆիզիկայի, ասադաբաջխության և աշտապալակարկայի ասադագիտության, ինչպես նաև ասադաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծավ։

Հանդևսը նախատեսված է դիտական աշխատակիցների, ասպիրանաների և թարձր կուրսերի ուսանողների նամար։

Հանդիսը լույս է տիսնում տարկան 4 անգամ, I ճամարի արժիքն է I ռուրլի, բաժանորդադինը 4 ռուրլի միկ տարվա ճամար։ Բաժանորդագրվիլ կարիլի է ժնոլոլպելչատ»-ի թոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասանմանում «Մեժդունարոդնայա կնիգաջ գործակալության միոցում, Մոսկվա, 200:

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II

И. М. КОПЫЛОВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИИИ. В И. ПРОНИК, К К ЧУВАЕВ Поступила 26 янакова 1976

Приводятся результаты спектральных наблюдений 49 галектик Маркаряна из V, VI и VII списков. Спектротразмы получены на спектротрафе с ЭОП в фокусе Несинта 2.6 м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. У 28 объектов обиаружены виносионные ликии, три объекта — Маркарян 543, 584 и 595 — обладают широкими зиносионным ликиями и могут быть причислены и сейфертовскому типу.

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

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

Основные наблюдательные данные (исправленные за движение Солнца 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 примерно соответствует гочности наших измерений.

190 И. М. КОПЫЛОВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. И. ПРОНИК, К. К. ЧУВАЕВ

У 21 галактики эмиссионных линии 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 исотождествленные нами линии поглощения: спектр требует дополнительного научения.

Три объекта — Маркарян 543, 584 и 595 имеют широкие амиссионные линии водорода и могут быть отнесены к классу сейфертовских галактик. Особенио витересна галактика Маркарян 595, которая, обладая весима 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^m 4 и характеру спектра близа к квазизвездным объектам.

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

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 газактик Маркаряна по I—IV спискам был сделан вывод о неравномерности распределения галактик инзкой светимости до Мия = 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. Из 523 галактик Маркаряна с известными к настоящему времени лучевыми скоростями доля объектов слабее Мрг = - 18° составляет 5.7% п 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 Мес >-- 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

	Примечани	12		1	2	3		4			5	9				2 -	
	[IIS]	11	1		3			2		2				1		1	
ости линий	Ha+[NII]	10	4	1	5	1	4	4-5	3	3-4	1-2	4	3	4-5	4	- 1 -	1
HCHBHC	N1	6	2		4		3	0	1	53		3		4-5		2	5
Инте	N3	8			3		57	-				1		3		1	
	Ha	1	1		3-4		1	1	1	-	1	3	1	3	1	1	
Paswep	(xuc)	6 1	4.5×3.1	7.5	8.2	6.7	3.5×2.5	8.1	2.8	6.8×4.9	16×14	0.9	8.9×5.6	2.3	7.5	6.7	3.9×2.4
	**	5	0 0180	0.0300:	0.0280	(0060.0)	0060.0	0.0175	0.0115	0.0195	(0.0715)	0.0260	0.0245	0.0135	0.0395	0.0435	0.0155
	Idw	4	(-18 ^m 6)	(-19.8)	-20.6	-20.2	-17.6	-21.2	-18.4	-19.4	-22.0	-20.4	-20.2	(-17.3)	(-20.7)	(-19.9)	(-17.7)
	adm	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)
CnekTD.	THU	2	d 3	s 3e:	sd 2e	d 3e	d 3e:	ds 3c	d 3e	d 3e:	d 3	ds 2	ds 2e:	d 2e	d 3	ds 2	d 2e
	UODEKT	1	513	515	520	521	528	534	536	537	540	543	544	546	549	550	553

Таблица 1

r govelle a fubelloverner	Габлица 🛛	(npos	0.1.XCHUC,
---------------------------	-----------	-------	------------

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		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				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	34.3	- 19.2	0.0110	2.3			1	5	2	11
595	da 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		100	3	4	1	13
613	d 2	(16.0)	(-19.0)	0.0220	4.6	3	3	5	2		
614	sd 1	(15.0)	(-18.6)	0.0110	2.5				2	1	
			and the second s								

Примечания к таблица

- 515 г определено по очень слабой унили Н., дающей на двух спектрах близкие виачения г.
- 520 Значение в определено по линиям Н. и [OIII] 3, 4959. 5007 в спектре с дисперсией 106 А/мм. Кроме чиний, указанима в таблице, в спектре с дисперсией 360 А/мм отчетливо видны люной [OI] 2, 6300, 6364.
- 521 Значение 2 соминтельно из-за большон неуверенности в отождествления единственной линии Н., за которую принята очень слабая деталь в свектре.
- 534 (NGC 7679). В нерасширенных спентрах, полученных для областей H_n, и H_n с энсперсией 106 A/им, видны архие, улкие, простирающиеся более чем на 5¹⁷ и обе стороны от вара, заметио нак юменные Анния H_n, H_n, [OIII] / 4959 и / 5007, [NII] λ 6548 и / 6584, [S II] / 6717 и / 6731. Глазомерные оценки данот слодующие отношения интенемвиостей линий. H_n [OIII] / 3007 ≈ 0.5 H_n/[NII] / 6584 ≈ 2.5; [SII] / 6731 [SII] / 6717 ≈ 1.0. Предполагая, что наклон линий обусловлен тверотельным приценим с осью, перпендикулерной аучу зремяя, мясе макетрии в сфере дияметром 10.4 (3.5 илс. при H 75 им.сек/Мпс) оказывается.

panion 4-10° M ...

- 540 Приведенное 2 среднее из эпачений, полученных для трех слабых яниссконных деталей, отождествленных с Н₂. [O1] 7, 6300 н H₄. Отождествление не совсем уверенное.
- 543 Н., и. Н., имеют ширину у основания 60—70 А, лияни [OIII] узяне. Возможно галактика сенфертовского типа.
- 550 Значение с неуверенное па-за неопределенности и отождествлении лияни Н, и Н... Деталь, принимаемая за Н., блендируется атмосферлыми ливнями ОН.
- 554 Отождествление линий не совсем уверенное. Н., блендируется линиями ОН.
- 337-- Н., выглядит уширенной из-за блендирований сильными лишивии [NII]. Согласно [4] г=0.0136
- 584 Значение г измерено по широкой зници Н., и очень слабон ливии N., В сцентре, возможно, присутствует линия He I. 5876. Полная ширина H., + [NII] достигает 80—90 А. Галактика сейфертовского типа.
- 589— (111 Zw 43). В пределах ошибик наше вначение 0.0110 совпадает со значением, получениым Барбоном [5]. Значение г 0.0146. получение Саржентом [6], сильно отличается от приведениях выше значений.
- 595 Наблюдаются очень широкие линии, полная ширина Н₀ ~ 180 А, ширина лиини N₀ блызка к ширинг инструментального контура. Галактика сейфертовского типа.
- 004 У северного компаньона лимии в спектре отсутствуют.

Примечаные при корректуре В нашей работе [1] спектральные зарантеристики и описания спектров объектов Маркарям 60° и 610 необходимо цеменять местами.

SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES. II

I. 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 me-

194 И. М. КОПЫЛОВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. И. ПРОНИК, К. К. ЧУВАЕВ

ter 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.

ΛΗΤΕΡΑΤΥΡΑ

- 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.

A such and, by below a stand of the second s

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. III

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

Приведены результаты спектральных наблюдений 107 объектов на списка [3] галактик высокой поперяностной яркости. В спектрах 42 галактик обнаружены эмиссномные ликии и измерены красные смещения. Объект № 374 обладает ярко выражениыми спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. Хотя и в меньшей стенени, вти особенности присутствуют и в спектре галактики № 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 укязанный период с аппаратурой, описаниой в [1], были получены спектры 107 галактик. В 42 из них наблюдались змиссионные линии и были измерены красные смещения. Полученные значения красных смещении и глазомериые оценки интенсивности эмиссионных линий приведены в табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видиные поличиены приведены в табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видиные величины пр. по Каталогу галактик и скоплений галактик Цвикки и соавторов [4—7]. з третьем — красные смещения 2, в четвертом — средние поверхностные яркости В согласно [3], в пятом—седьмом столбцах — интенсивности эмисстиримах линий [NII] до 6717/31 [SII] сл 6548.63 и Н. Пои атом

кости В согласно (5), в илион ссавин собрание и в или (NII) дл 6717/31, [SII] дл 6548.83 и Н. При атом «т» и «Ш» обозначают соответственно сильную, умеренную и слабую эмиссии. Наконец. а восьмом столбце таблицы приведены абсолютные величины М_р, вычисленные при постоянной Хаббла 75 км²сек⁻¹ *Мпс⁻¹* и с поправкой за поглощение в Галактике, равной 0.25 совес | *b*⁻¹. Некоторые сведения о галактиках с эмисспонными линиями и их спектрах даны в примечаниях к таблице.

Таблица 1

N	-			Интенсивность			
14	mp.	-		[N II] 6717 31	[S 11] AA 6548 83]	He	Mp
345	14.0	0.014	21.3	-	10	(11)	- 20.0
347	15.4	0,022	22.0	_			10.6
350	14.8	0.008	21.9		_		19.0
358	13.4	0.008	22.0	_	~	_	-10.0
364	15.1	0.019	20,9	Bri	P/1		-19.4
371	15.2	0.018	21.5	_			10.1
373	14 9	0.007	21.0	_		<i>m</i>	17.4
374	15 1	0.064	20.8	-			-17.0
375	15.4	0.004	21.7	\$77			- 26.2
378	14.8	0.017	21.9		10	(Q)	-13.9
381	14.9	0.023	22.0		27 27	m	-19.0
385	14.3	0.031	21.4		101	774	-20,2
386	15.3	0.023	22 ()		_	(CU	-21.4
387	15.0	0.017	21.7				-19.8
388	15.5	0.034	21.3		Ez,	101	-19,4
390	15.3	0.022	22 0		B. ⁴		-20.4
391	13.0	0.0025	21.6		æ	m	-19.7
401	14.9	0.024	22.0		Q7		-17.3
402	14.6	0.015	20.6		221	m	-20.3
403	15.1	0.013	20.0	-	-	661	-19.6
414	14.9	0.020	21.0	ш.	-	m	-18.7
431	14.8	0.025	21.0	_	C1/	ED.	- 19.9
432	14.1	0.019	21,3		611	m	- 20.5
433	15.3	0.022	21.1		m	1.1	-20.6
436	14 7	0.022	12.0	_		m	-19.7
439	15.3	0.025	22.0	-	a,		-20.7
413	14 3	0.041	21.7	_	E U		-18.7
145	14.5	0.000	21.9	_	-	<u>(2</u>)	22.1
440	11.0	0,000	21.9	_		127	(14.7)
451	11.7	0.005	41.4	-	" a)	m	-21.2
453	14.7	0.025	21.6	_	- 1 - 1	m	-20.6
454	19 2	0.004	21.2	-	-	m	-21.1
460	16.1	0.000	21.7	1121	-	¢U	-18.9
167	15.1	0.016	21.2	_		(L)	-20.6
407	13,1	0.010	21.6		eu .	m	-19.2
490	14.5	0.006	22.0	Br.	tar	m	-17.9
400	14.3	0.004	21.7	8		m	-18.4
404	14.3	0.034	21.9	-	720	4	-21.7
199	13.3	0.020	22.0	-	-	-	-19.6
500	14.3	0 017	22.0	-	814	÷	-20.3
520	15.1	0.029	21.6	-	-	811	-20.7
523	15.0	0.041	21.7	-	œ.	m	-21.6
531	14.9	0.011	21.4	10 ·	-	m	-19.0

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

347. Компактный очень красный объект со слабой эллиптичной обслочкой. В спектре имеется умеренной интенсивности очень диффузиая На, Галактика, по-видимому, относится к объектам со спектральными особенностами ядер галактик Сенферта.

350. Нейтрального циета компактный объект с асниметричной оболочкой. В снектре содержится умеренной интенсниности На.

358. Нейтрального цвета спиральная гвлактика [8] с умеренной ингенсивности Н., и [N11] ДД 6548/83. Ранее спектр наблюдался В Т. Дорошенко и В Ю. Теребижен 19]. Полученное нами значение врасного смещения близко к приведенному в [9].

364. Почти знездообразный голубон объект с очень слабой оболочкой. В спектре содержатся сильная Н, и слабые [NII] 22, 6548/33 и [SII] 22, 6717/31

371. Почти звездообразный голубой объект со слабой оболочной. В спектре содержатся умеренной интенсивности Н., и слабый дублет [NII] 33, 6548/83.

373. Чрезнычайно компактный аллиптичный голубой объект с сильной Н₄ и слабым дублетом [NII] <u>32</u>. 6548/83.

374. Очень компактный голубой объект, отличающийся от звезд лишь благодаря слабой оболочке. Обладает ярко выраженными снектральными особенностями ядер сейфертовских галяктик в спектре имеется яркая. Н., шириной более 100 А.

375. Галактикі типа ЕО [10]: цвет красный. Лучевая скорость была определена ранее М. Л. Хьюмасоном, Н. У. Майоллом и А. Р. Сандейджем [10]. Мы наблюдали очень слабые Н.,. [N11] дд. 6548/83 и [511] дд. 6717/31 с красным смещением, соппазающим со значением, приведениям в [10].

378. Компактный эллиптичный голубой объект с умеренной интенсивности II, и слабым дублетом [NII] дд 6548/83.

381. Эллиптичный голубой объект с оболочкой. В спектре наблюдались умеренной интенсивности диффузиан Н, и слабый дублет [NII] ДД 6548/83.

385. Компактный вллиптичный голубой объект со слабой Н.,-

386. (Наго 34). Эллиптичный голубой объект со слабой оболочкой. Слежтр наблюдался ранее Д. А. ДюПун [11]. Мы наблюдали сильную Н₄ и умеречной интексниности [NII] АД. 6548/83 с красным смещением, хорошо согласующимся со аначением, приведениям в [11].

387. Компактими аллиптичный красный объект с умеренной интенсивности Η, и слабым дублетом [N11] λλ 6548/83.

388. Нейтрального цвета звездообразный объект с примыкающим спутинком или проектирующейся звездой. В спектре имеются сильная Н₆ и слабый дублет [NII] 22, 6548/83.

390. Компантный вллиптичный голубой объект с оболочкой. В спектре содержатся умеренной интенсивности Н, и слабый дублет [N11] ДД 6548/83.

391. Компактный вланитичный голубой объект с очень сильной H, и слабыми [N11] 22 6548/83 и [S11] 22 6717/31

401. Нейтрального циста пекулярный объект с умеренной интенсивности H_a и слабым дублетом [NII] <u>3.3</u>, 6548/83.

402. Нейтрального цвета некулярный объект со слабой Н.,

403. Знездообразный голубой объект с умеренной интенспиности Н, и слабым дублетом [SII] //, 6717/31.

414. Нейтрального цвета аллиптичный объект с выбросами или слабыми спиральными рукавами. В спектре имеются слабие Η , и [NII] λλ 6548/83.

431. Очень компактный почти симметричный голубой объект с учеренной интенсивности диффузиой Н_и и слабым дублетом [N11] дд 6548/83. Линии наклоним.

432. Галактика типа SBO [8] со слабой кольцевой оболочкой: цвет голубой. В спектре содержатся сильная Н_е и умеренной интексивности [N11] дл. 6548/83.

433. Нейтрального цвета очень компактный симметричный объект, являющинсч компонентом явойной. В спектре имеется умеренной интенсииности диффузиая Н₀.

436. Компактный симметричный голубой объект с сильной Н_в и слабым дублетом [NII] 22 6548/83

439. Компантиый эллиптичный голубой объект, являющийся компонентом двойной. В спентре имеются сильная Н., и слабый дублет [NII] ДД 6548/83.

443. Симметричный голубой объект со слабой Н .-

445. Эллиптичный красным объект со слабой Н., Красное смещение при нашем разрешения неотличные от нуля. Абсолютная величина вычислена в предположении, что расстояние галавтник равно 7.5 Mnc.

449. Пенулярная поэдняя спираль [8] с ярким, по-видимому, голубым ядром. В спентре наблюдальсь умерсиной интенсивности Н., и слабый дублет [N11] 22, 6548/83.

451. Нейтрального цвета очень компактный аллиптичный объект с умеренной интенснаности наклонной Н

453. Почти звездообразный голубой объект с умеренной интенсивности диффузиой Н₂.

454. Крайне компактямый очень голубой эллиптичный объект со слабыми Н, и [SII] 22.6717/31.

460. Согласио [8] — пара галактик. Объект наблюдался в 1974 году и в [1] был отнесси и галактикам без выиссионных линий. Наблюдения 1975 года выявили слабую Н.,

467. (Г Zw 101). Компактный эллиптичный голубой объект в слабом тумане. Спектр наблюдался ранее У. Л. У. Свражентом [12], обнаружившим амиссионные лиили водорода и [OII] д 3727. Полученное мами красное смещение по умеренной интенсивности анффузиой Н_и и слабому дублету [NII] <u>да</u> 6546/83 совпадает со значением, приведенным в [12]. Линии наклоним

482. Эллиптичный голубой объект. Спектр ранее наблюдался В. Т. Дорошенко и В. Ю. Теребижев [9]. На нашей спектрограмме присутствуют умеренной интенсивности Н. и слабые [NII] 3,2 6548/63 и [SII] 3,2 6717/31 с прасным смещением, близним и значению, приведенному в [9].

489. Очень компактный вланитичный голубой объект с умеренной интенсивности Н. и слабыми [N11] 22, 6548/83 и [S11] 22, 6717/31.

490. (1 Zw. 129). Почти симметричный голубой ибъект. Спектр наблюдался рамее У. Л. У. Сардичитов. [12], обларужившим эмиссионные линия. Наше определение прасного смещения по сильной Н., и учеренной питенсивности. [NII] 22, 6548/83 совпадает со значением, приведенным в [12].

494. Компактный красный объект со слабой оболочкой. Входит в соединенную светящейся полосод цепочку, членом которой является также III Zw 75. Спектр содержит слабую Н_и.

500. Эллиптичный голубой пбъект с иссимиетричной оболочкой. Спектр содержит сильную На и слабый дзблит [NII] 22. 6548/83. В статье [1] эта галактика виссто № 499 была ошибочно отмечена нажи в числе сбектов без вийсснойных линий.

520. Нейтрального цвета очень компактный аллнитичный объект со слабой H₂.

525. (Ярчайшая из четырех галавтик в группе І Zw. 192). Компактими залиптичный солубой объект с умеренлой интенсивности Н., и слабым дублетом [NII] 2.2, 6548/83.

531. Компактивий почти симметричный голубой объект с умеренной интенсивности Н_а и слабым дублетом [SII] <u>2.2</u> 6717/31 Кроме объектов, перечисленных в табл. 1, наблюдались также талактики № 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 не были. Как видим, относительное количество галактик с эмиссионными линиями в этой серии наблюдений несколько меньше, чем в [1, 2] и [9]. (Отчасти это может быть обусловлено тем. что использованная при наблюдениях фотоэмульсия была невысокого качества. На пленке часто встречались дефекты, и в ряде случаев нельзя было быть уверенным в отиждествлении слабых линий). Тем не менее объекты с эмиссионными линиями составляют половину галактик, о наблюдениях которых сообщалось в [1, 2, 9] и настоящей статье.

Бюраканская астрофизнческая 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.

ΛΗΤΕΡΑΤΥΡΑ

- 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. Аракслян, Сообщ. Бюрананской обс., 47, 3, 1975.
- F. Zutcky, 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.
- 6. F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Calaxies, vol. III, 1966.

200 М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ

- 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 радиоисточников по сравнению со средней плотностью фона. Наблюдаемое число радиоисточников на площадках с радиусом в 20' вокруг спиральных галактик видимых величин в пределах 11^m—13^m от 27 до 47 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 5.

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 обнаружить 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^{°°} 13^{°°} было показано, что обнаруженные близ галактик радиоисточники находятся от них на расстояниях от 10 до 100° клс. При рассмотрении более ярких, и, потому, в среднем, более близих к нам галактик небольшой зффект 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 радионсточников, выброшенных из ядер спиральных галактик, мы воспользовались опубликованными за последнее время каталогами радиоисточников [9—10] на частоте 408 *Миц.* а также [11—12] на частоте 2700 *Миц.* Из парксовских каталогоя мы выбрали указанные два из-за большей площади неба, охваченных наблюдениями при их составлении.

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

На площади неба в 0.464 стерадиана, охваченных наблюдениями в Молонгло, оказались 38 спиральных галактик с видимыми фотографическими величинами в пределах 11⁶⁶—13⁶⁶. На площадках с радиусом в 20⁷⁶ вокруг атих галактик оказалось 26 радиоисточников¹⁷⁶. При этом не учтены 4 радиоисточника, расположенных на расстояниях до 2⁷⁷ от центров галактик и непосредственно отождествляемых с ними. Расстояния этих 26 радиоисточинков от соответствующих галактик превышают 6⁷⁷ и они никак не могут быть отождествляены с ними. Исходя из средней плотности радиоисточника

202

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

^{**} Здесь и далее, где позможно, принимались во внимание координаты галактик, определенные в [13—14]. В противном случае использовались координаты из [15].

ков следовало ожидать, что на рассмотренной площади будет находиться 18±4.3 радиоисточника. Следовательно, в окрестностях рассмотренных галактик оказалось 7—8 лишних 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 площадке с радиусом в 20' должно находиться 0.5 радноисточников. Тогда, по закону Пуассона можно подсчитать количество площадок, в которых не должно быть ни одного радиоисточника, должен быть один радиоисточник, два радноисточника и т. д. и сопоставить полученные значения с реальными значениями, полученными на наблюдений. Результаты атих 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 радноисточников 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 радиоисточнико 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 потока, превышающими 0.3 янский на частоте 1410 Мы. А так как минимальная плотность потока рассмотренных изми 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 стераднана. Минимальная плотность потока радиоисточников, включенных в каталог, равна 0.08 *инский*. Средняя плотность радиоисточников составляет 0.474 раднонсточника на стерадиан. При такой средней плотности следовало ожидать, что на расстояниях до 20' вокруг 29 спиральных галактик с видимыми величинами в пределах 11^{то} — 13^{to}, оказавшихся в области парксоаского обзора, может находиться всего около 5 радиоисточников. А оказалось, что там имеется 15 радионсточников. Здесь также не учтены радиоисточники (таких оказалось 2), непосредственно отождествленные с соответствующими галактиками.

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

Для проверки значимости полученного результата мы подсчитали число радионсточников, расположенных на расстояниях от 20' до 30' и от 30' до 40' от положений рассмотренных галактик. Затем были подсчитаны радиоисточники 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 молоигловского каталога, и на 2° к северу и к югу от галактик, расположенных в области парксовского каталога. Результаты всех подсчетов сведены в табл. 1 и 2.

ВЫБРОСЫ РАДИОИСТОЧНИКОВ ИЗ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК 205

Tab.suga 1

ΜΟΛΟΗΓΛΟΒΟΚΗΝ ΚΑΤΑΛΟΓΟΒ							
	Ожидаемое ко- личество радно- источников	Наблюдаенов ко- личество радно- источников					
Площалин с ряднусом в 20' вокруг 38 5-галактик	18+4.3	26					
Те же площалки, смещениме на 8 к постоку от положений галактик	18+4.3	18					
Те же площадки, смещенные на 10 к западу от положений галактик	18±4.3	15					
Кольца с внутренним радиусом в 20' и внешним раднусом в 30' вокруг тех же галактик	21-1.6	17					
Кольца с внутренним разнусом в 30' и внешним разнусом в 40' вокруг тех же галактик	28+5.3	31					
Площадки с раднусом в 20' вокруг 16 Е-галактик	8+2.8	8					
Те же площадки, смещенные на 8 к востоку от положений галактик	8+2.8	9					
Те же площалки, смещенные на 10 к западу от положений галактик	8+2.8	10					

ΡΕЗУЛЬТАТЫ ΠΟДСЧЕТА РАДНОИСТОЧНИКОВ МОЛОНГЛОВСКИХ КАТАЛОГОВ

Tobinga 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОДСЧЕТА РАДИОИСТОЧНИКОВ ПАРКСОВСКОГО КАТАЛОГА

	Онидаемое ко- личество радно- источнивов	Набаю двеное ко- личество радно- источников
Площадки с раднусом в 20' вокруг 29 S-галактик	5+2.2	15
Те же площадки, смещенные на 2° к югу от поло- жений галактик	5±2.2	4
Те же площадки, смещенные на 2° к северу от по- ложений галактик	5+2.2	8
Кольца с внутренним раднусом в 20' и внешчим раднусом в 30' вокруг тех же галактик	6+2.5	9
Кольца с внутренним раднусом в 30' и внешним раднусом в 40' вокруг тех же галактик	8+2.8	10
Площадки с раднусом в 20' вокруг 25 Е-галантик	4+2	5
Те же площадки, смещениме на 2° к югу от по- ложений газактик	4+2	5
Те же площадки, смещенные на 2° к север» от по- ложений галактих	4+2	4

Рассмотрение таблиц показывает, что только в двух из 16 произведенных тестов наблюдается заметное, около 2σ и 40 отклонение имеющегося количества радионсточников от ожидаемого. Во всех остальных случаях отклонение в пределах о. Это значительно повышает всс первых двух тестов и убеждает в правильности вывода, сделанного в [8] о том, что в окрестно-16-2 стях некоторых спиральных галактик имеются физически связанные с инми радиоисточники.

В случае рассмотренного нами второго парксовского каталога [12] бы х 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, полученные 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 галактих радиоисточников значительно слабее.

Авторы выражают признательность М. А. Мнацаканяну за полезное обсуждение, С. Е. Нерсесяну н 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 exceeds⁸ by about 2² and 4² (³ = 1 *M*) 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 ³. The obtained results support the conclusion made earlier [8] on the existance of radio sources in the vicinities of $7-8^{m}$ of spiral galaxies, physically associated with the latters.

206

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.
- 4. H. Arp. Ap. J., 183, 791, 1973
- 5. M. L. de Jong, P.A.S.P., 86, 99, 1974.
- o. H. Arp. R. Carponter, S. Gulktes, M. Klein, Ap. J. (in pross), 1975.
- 7. A. G. Willie, Astron. Astrophys (in press), 1476.
- 8. Г. М. Тоямасян, Астрофизика, 4, 117, 1968.
- J. M. Davles, A. G. Little, B. Y. Mills, Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl. ser., No. 28, 1973.
- 10 J. M. Sutton, J. M. Dautes, A. G. Little, H. S. Murdoch, Austr. J. Phys., Astrophys., Suppl. sor. 1 No. 33, 1974.
- 11. A. J. Shimmins, Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl. ser., No. 21, 1971.
- J. V. Wall, J. G. Balton, A. E. Wright, A. Savage, J. Van der Hagen, Austr. Phys. Astrophys. Suppl. ser., No. 39, 1976.
- 13 L. Gallouet, N. Heidmann, Astron. Astrophys. Suppl. sor., 3, 327, 1972.
- 14 L. Gallauet, N. Heidmann, F. Dampierre, Astron. Astrophys. Suppl. sor., 19, 1, 1975.
- 15. G. de. Vaucauleurs and A. de Vaucauleurs, Reference Catalogue of Bright Gelaxies, 1964.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

ВЛИЯНИЕ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКИ НА БЛИЗКИЙ ИНФРАКРАСНЫЙ: СПЕКТР у ЛЕБЕДЯ

Т Е ДЕРВИЗ

Поступила 10 нюля 1975 Пересмотрена 10 сентября 1975

Спектральные наблюдения в области 6500—8300. А долгоперисанческой перемену Лебеда были проведены в минимуме блеска 1973 г. Получено относительное раисаление амертии в спектре зведам в указанной области. По интенсивности полос ощения VO проведена спектральная классификация и получена средняя зависив между показателями цвета V—R и R—1 и слектральным типом в течение цикаа. На послодящей ветви кривой блеска двегда испактывает значительное покрасшение по испению со своим слектральным типом, что можно объяснить уделичением околзвной облочки в минимуме блеска. Полное визуальное поглощение в ободочке составляет 2².

Особенности спектров долгопериодических переменных в эпоху минитима все еще плохо изучены. Между тем, сейчас сложилось представление, иминио в момент визуального минимума в звезде происходит какое-то событие, которое и вызывает всю дальнейщую последовательность спекгральных и фотометрических изменений, наблюдаемых в се излученыи.

С сентября по декабрь 1973 г. на Бюраканской станции АО ЛГУ в поху минимума блеска наблюдалась долгопериодическая переменная у Лиия (MSe, P = 406⁴8). Использовался дифракционный спектрограф с преразователем ФКТ-1 с обратной дисперсией 380 А/мм. Спектральная обмасть охвативала интервал от 6500 до 8300 А. Спектры расширялись до 0.3—0.5 мм. Время экспозиции составляло от 3 до 10 мим. 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 энертии у Лебедя в указан210

Т. Е. ДЕРВИЗ

			ruozaga /
J. D.	Фала	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
		1	

Величним пър влиты из [1].

ные моменты времени (рис. 1). В качестве стандарта использовалась звезла 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 снектре у Лебедя. 1–1Х.73 г., 2–Х.73, 3–ХІ.73, 4–ХІІ.73, 5–МбІІІ.

граммы стандартной звезды получались каждую ночь до или после спектрограмм X Лебедя. На рис. 1 кривые сдвинуты по оси ординат и расположены в порядке умеличения фазы. Кривая 1 представляет собой среднее значение для фаз 0.52 и 0.54. Пунктиром показано распределение знергии и двезде типа M6III (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 А. который используется для некоторых типов холодных звеза 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 этого, 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 спектов происходит довольно быство: кривые 1 и 2 получены с интервалом в 30 дней. Через такой же промежуток времени после минимума (кривая 3) ослабления уже не заметно. Отсутствие наблюдений с большим временным разрешением не позволяет пока сказать точнее, достигает ли этот 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

+ (A)	Переход	ψ^*, ψ^*
6474 ZrO		0-0
6481 ZrO	Q1	0-0
6499 ZrO	?-c 11	0-0
6651 TiO	Da-Ha Ra	1 0
6681 TiO	33,-311, R,	1-0
7054 TiC	-3 -311 R_3	0-0
7059 TIO	Q2	0-0
7345 VO	С-система	1-0
7589 TiO	44.1-11, R.1	0-1
851-7967 VO	С-система	0-0
8205 TiO	14,-10, R,	0-2

Таблица 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°K полностью подавляют находящиеся в атой же области полосы LaO [6].

Полосы ZrO λλ 6474, 6481, 6499 А хорошо видны на спектрограммах в фазы, предшествующие минимуму. При увеличении температуры они ослабевают. Поскольку у Лебедя известна как звезда спектрального типа, промежуточного между M 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. $\Delta m = 2.5 \lg I_0/I_{\rm monoce}$ приведены в табл. 3.

Табли							
(A)	6681	7054	7345	7900	Спектр		
2441930	1	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 наменения происходят очень быстро: кривые 1 и 2 получены с интервалом в 7 дней. Точно так же ведут себя полосы TiO и VO в спектре у Лебедя в более далекой инфракрасной области ($\lambda = 1$ 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 опрезелен на основании того, что приводимое в [7] и одно из нащих наблюдений у Лебедя относятся к одной и той же фазе. Спектральна

212

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



Рис. 2. Изменение интенениюсти полос VO дд. 7345 и 7850 А с фазой. 1—4.1Х.73. 2—12.1Х.73. 3—11.Х.73. 4—18.Х.1.73. 5—22.Х.11.73 г.

Зависимость слектр-цвет. Фазовые наменения цвета для х Лебедя научены мало, особенно для апохи минимума. Фотометрические оценки показателей цвета V—R н 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 одновременно 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—1 в фазы, соответствующие нашим изблюдениям. На рис. 3(a, b) приведена зависимость между цветом и интексивностью полос VO вблиаи минимума блеска. Видно, что при одинаковой интенсивности полос звезда после минимума испытывает довольно спльное покрасиение. Особению вто проявляется в показателе V—R.



Рис. 3. Заяненмоеть между суммарной интенениностью полос поглощения VO и цистом 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 у Лебедя рис. 4 (a, b). При этом, чтобы избежать ошибки, вызванной некоторым изменением периода у звезды, относительные фазы определялись непосредственный 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 воскодящей ветви кривой блеска. В среднем оно составляет: $\Delta (V-R) = \pm 1^m 0$; $\Delta (R-1) = \pm 0^m 5$.

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 ликя [7]. При этом использовался сложный показатель цвета, отражающий распределение энергии. между точками с и 8140, 8834, 9190 и 10400 А. Хотя полный цикл ни для одной из звезд отнаблюден ие был, полученные в этоп работе данные показывают, что и в этой спектральной области у х Лебедя наблюдается несоответствие между большими показателями цвета и относительно слабыми молекулярными подосами.

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 разнииу 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 пропоходят существенно по разному до и после минимума. Поатому можна объяснить полученные результаты, рассмотрев изменения цвета. Как видно из рис. 4, аввисимость 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 прикходит образование или сильное увемичение оптической толщины околозвездной оболочки, то она может создавать покраснения, которое накладывается на обычное изменение цвета, соответствующее росту температуры после минимума. Косвенным указанием на существование такой оболочки у Хебедя может служить то обстоятельство, что наибольшей величины несоответствие между очень красным цветом и относительно ранним спектром достигается у NML. Тельца 171, для которою налучие 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:

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

с учегом 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^{°°}. В максимуме блеска покраснение звезды мало, $E(B-V) = 0^{\circ}04$, и было отнесено целиком за счет межзвездного поглощения [10]. Таким образом, по мере того, как оболочка рассеивается при приближении к максимуму, показатели цвета снова приходят в соответствие со спектральным типом.

Аснинградский государственный университет

влияние околозвездноя оболочки

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 circumstellat shell at minimum light. Total visual absorption of shell is about 2^m .

ЛИТЕРАТУРА

- Observations of Variable Stars, Kapteyn Astronomical Laboratory Report, No. 25, 1974.
- 2. В Страйжис, З. Свидерскене, Бюлл. 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 Specela 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 ЕЖ LAC В 1974 ГОДУ

Н. Ф. ВОНХАНСКАЯ Поступная 2 пюля 1975

Пересмотрена 13 октября 1975

В работе сообщается о результатах исследования спектра EW Lac в 1974 г. Проведент спектрахьная классификация EW Lac и показано, что ее светимость меняется от нома и ночи. Определены физические параметры оболочки: влектронная температура и концентрация, полное число атомов водорда по лучу зрения, турбулятная скорости, оптиталя толща, масса, состояние возбуждения и понизации. Измерены лучевые скорости и са присутствующих в снектре линий. По результатам этих измерений сделано заключение о сложном хірактере движения вещества в оболочке и о пульсации поверчиостных слоев звезды.

Звезда EW Lac (HD 217050, MWC 394) относится к группе Везвезд к мощными оболочками. Впервые существование у этой звезды оболочки было замечено по спектрограмме, полученной в 1913 г. Следующие наиюдения 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 получаись 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 чень 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 результатов 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 0⁴8 и амплитудой, равной примерно 0²7. 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 амульсиях Kodak IIaO и OaF. Обратная дисперсия равна примерно 29 А/мм. Данные о полученных спектрограммах приведены в табл. 1.

- 7	۰	£ .			- 1
	-	04	04 5	ta.	

. Мт спектро- граммы	Энсполиция (мим)	Спектральная область	Дата наблюдения
1	15	4970 3820	26. VIII. 1974
2	7	4970-3320	
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

ДАННЫЕ ОБ ИСПОЛЬЗОВАННЫХ СПЕКТРОГРАММАХ

Спектр оболочки представлен многочисленными узкими и резкими линиями поглощения нейтральных и однократно ионизованных металлов. Потенциалы возбуждения верхних уровней линии оболочечного спектра невелики: ≲ 5—6 зв. Линии, возникающие в атмосфере самой В-явезды, широкие и мелкие и характеризуются высокими потенциалами возбуждения: 25—30 эв. 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 эвезды (онн отмечены на рис. 1 крестиками) не изменились. Это позволяет думать, что об-

CHEKTP EW LAC B 1974 FOAY

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ (A) В СПЕКТРЕ EW LAC 26 * 27 АВГУСТА 1974 г.

Таблица 2

), A	Отожде- стватние	26.V111	27.VIII	A	Отожая-	26. V III	27. VIII
5895.9	Nal (1)	0.45	1.22			(2.64)	(2,13)
5890.0	Nal (1)	0,79	1.64	4325.0	Sell (15)	0.03	0.04
5875.6	Hef (11)	1.58	2.43	4320.7	Sell (15)	0.07	0.07
4966.1	VII (29)	0.24	-	4314.1	Sell (15)	0.09	
4951.7	VII (29)	0.29	-	4305.7	Sell (15)	0.03	
4941.0	Grll (36)	0.24		4303.2	Foll (27)	-	0.10
4923.9	Fell (42)	0.27		4267.0	C11 (6)	0.51	0.54
4912.4	V11 (222)	0.11	-	4258.2	Fell (28)	0.07	
4902.9	VII (29)	0.07	-	4252.6	Crll (31)	0.05	
4713.1	Hel (12)	0.53	- 11	4250.8	Fel (42)	0.05	-
4661.6	OII (1)	0.50	-	4242.5	Mg11 (20)	0.23	-
4649.1	OII (1)	0.35		4242.4	Crll (31)	0.09	0.06
4634.1	Crl1 (44)	0.07		4233.2	Fell (27)	0.14	0.07
4631.9	Fell (219)	0.09	- 11	4226.7	Cal (2)	0.39	0.11
4618.8	Crll (44)	0.07	-	4202.0	Fel (42)	0.03	-
4610.6	Fell (170)	0.12	-	4199.1	Fell (141)	0.07	-
4558.7	Crl1 (44)	0.08	- 1	4178.9	Fell (28)	0.09	0.06
4555.0	Crll (44)	0.17	0.10	4173.4	Fell (27)	0.16	0.06
4551.7	Fel (972)	0.06	-	4169.0	Hel (52)	0.56	0.36
4547.0	Fal (39)	0.24	80.0	4143.8	Hel (53)	0.95	0.57
4518.2	NIII (3)	0.24	0.33	4130.9	Sill (3)	0.15	0.18
4508.3	Fell (38)	0.06		4128.0	Sill (3)	0.16	0.17
4481.1	Mgll (4)	0.54	0.44	4120.8	Hel (16)	0.78	0.64
4471.5	Hel (14)	1.78	1.47	4101.7	HA	4.76	4.01
4444.2	V11 (30)	0.05	- 1			(2.75)	(2.45)
4437.6	Hel (50)	0.28		4074.9	C11 (36)	0.27	0.20
4415.1	Fel (41)	0.05	0.06	4054.1	O11 (50)	0.35	
4414.9	OII (5)	0.28	0.44	4041.3	NII (39)	0.18	0.11
4387.9	Hel (51)	0.76	0.66	4035.1	OII (51)	0.52	_
4385.4	Fell (27)	0.09	-	4026.2	Hel (18)	1.50	0.98
4383.6	Fel (41)	0.11	0.10	4009.3	Hel (55)	0.94	0.49
4374.5	Sell (14)	0.05	-	4002 1	Felt (29)	0.18	-
4369.3	Oll (26)	0,30	0.24	3995.0	NII (12)	0.58	-
4360.8	Fel (903)	0.24	-	3970 1	H.	6.85	4.11
4357.6	Foll (-)	0.30	80.0			(3.52)	(2.34)
4351.8	Fell (27)	0.34	-	3964.7	Hel (5)	0.27	-
4340.5	H	4.98	3.99	3947.5	OI (3)	0.21	-

221

316-3

Таблица 2 (продолжение)

), A	Отожде- стеление	26.VIII	27. V111	λ, Α	Отожде- ствление	26.\ 111	27.VIII
3938.3	Fell (3)	0 16	1-1	3721.9	H ₁₄	-	1.22
\$933.7	Call (1)	0.51	0.28	3712.0	His	-	1.40
3926.5	Hel (58)	2.35	0.46	3703.9	H ₁₄	-	1.34
3889.0	H	3,91	3.85	3697.2	H ₁₁		0.81
		(2.31)	(2.34)	3691.6	H ₁₀		0.66
3867.5	Hel (20)	0.24	0.26	3686.8	H ₁₉		0.55
3856.0	Sill (1)	0.12	0.15	3682.8	H10	- 1	0.58
3835.4	H,	3.50	3.65	3679.4	Hn	-	0.40
3819.6	Hel (22)	-	1.00	3676 4	Hn		0.33
3797.9	H ₁₀	-	3.85	3673.8	H22		0.33
3770.6	Hit	-	3.31	3671.5	H ₁₁	- 1	0,19
3750.2	H ₁₂		2.66	3669.5	H15		0.21
3743.0	Crll (6)	1	0.07	3668.7	H ₇₆		0.23
3741.6	Till (72)	-	0.08	3666.1	H ₂₂	-	0.13
3734 4	H ₁₁	-	1 72	3664 7	H ₂₅	-	0.08



Рис. 1 Сравнение эквивалентных ширин за 26 и 27 августа. Крестиками отмечены линин явезды,

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

CHEKTP EW LAC B 1974 FODY

В-звезды, их интенсивность 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 Hel λ 3926 А за 26 и 27 августа. Различие между инии 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. а 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. жазался противоположным тому, что дают критерии, составленные по лииням других элементов: по водородным линиям светимость звезды 26 ввгуста соответствует классам V—IV, а 27 августа, когда слекто оболочки ослаб.— классу III. По линиям других элементов получен противоположный осзультат: пон 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 шиониа звездной линии указана в табл. 2 в скобках. При использовании эквивалентных ширии водородных линий звезды класс светимости Е.W. Lac праучнася II-16. Причем, 26 августа, когда оболочечный
Н Ф. ВОПХАНСКАЯ

спектр был достаточно интенсивен, класс светимости ближе к II, а 27 августа, когда интенсивность спектра оболочки заметно уменьшилась, светимость скорее lb. 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, определения 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. Сравнение вквивалентных ширин, измеревных автором, с результатами работы [2].

Электронная температура оболочки. Зная спектральный класс звезды и определяв из наблюдений величину бальмеровского скачка D, можно оценить влектронную температуру T, оболочки. Пусть D, величина бальмеровского скачка в спектре звезды без оболочки. D, о наблюдаемая ве-

 $_{\rm AHPHHa}$ скачка в слектре звезды с оболочкой, D_s — величина скачка в слекгое оболочки. Нетрудно показать, что

$$D_{2} = \lg [(B - A) I_{*} I_{0} + B], \qquad (1)$$

где В 10^{D_0} , $A = 10^{D_1}$, I_a , $I_a \to$ отношение интенсивности ивлучения и спектре звезды и оболочки за пределом бальмеровской серии. Величину D_1 принимаем из работы [6]. Для гигантов спектрального класса ВЗ средняя неличина D_2 , 0.13 (для класса В2 D_a 0.08). Наблюдаемая пеличина D_{-10} оказалась равной, по нашим спектрограммам. 0.06. По формуле (1) вычисляем величину D_0 для нескольких яначений отношения I_a , I_a и используя соотношение между D_0 и T, из работы [7], определяем неличину T_a . Оказалась, что разумное яначений T_a можно получить при I_a , $I_a \simeq 0.2$. Сделаем оцеяку иначе. Для звезды ВЗ II—I эффективная температура T_{cti} = 18000 K [8]. Согласно результатам [9], $T_a = 2.3 T_{ati}$ и $T_a = 12000$ К. Такому значеснио T_a соотнетствует $D_a = -1.12$ и по (1) получаем $I_0 I_a = 0.19$, что хорошо согласуется с предыдущей оценкой. Если считать, что авезда имеет спектральный класс В2 II—I и ее $T_{cti} = 20000$ К, то получим $T_a = 13000$ К и $I_0/I_a = 0.05$.

Таким образом, значение T_e практически не занисит от принятого спектрального класса. Наоборот, отношение I_0/I_{ϕ} очень чупствительно к величине спектрального класса.

Электронная концентрация и величина N.H. Методом предельного пехода к оптически тонкому слою было определено полное количество вододных атомов во втором квантовом состоянии по лучу зрения IgN₃H. Реультаты приведены в табл. 3, там же для сравнения указаны результаты лайоты [2].

Таблица З

	I Ig P	I,H	1	lg me		
	Оболочка	Зпезда	T-N	H	Н	Dr. RM CCR
Автор	15.98 (26.VIII)	= 15.8 (26.VIII)	12 4	14.4	14.5	4 (26.VIII)
	15.98 (27.VIII)	15.8 (26.V111)				8 (27.VIII)
Олемре	16.28	15 97	13.67	14.6	14.6	3-40

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕЖ LAC

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

$$\begin{aligned} |\lg c_n &= 5/2 \lg \mathcal{W} - 0.752 - 3/2 \lg R_0 - 5/2 \lg \mathcal{U}(z) \\ |\lg a &= 1/5 \lg c_n - 1/5 \lg R_0 + \lg r, \end{aligned}$$
(2)

где $U(\alpha)$ — мекоторая функция, затабулированная в [10]. Глубина R. звездной линии определяется недостаточно уверенно. Она заключена в пределах 0.1—0.2. Для дальнейшего примем среднее значение R_s =0.15. Благодаря тому, что в (2) величина R_s входит под знаком логарифма, неуверенность в определении R_s не сильно скажется на окончательном результате. Для оценки параметра Колба г использовались значения T_s и n_s , определенные ранес. Решенке (2) дает величину

$$c_{e} = C_{e} \left(2.603 \, e \right)^{32} N_{e} H n_{e}, \tag{3}$$

из которой сразу получаем значение N Hn., постоянные C_n взяты из работы [11]. Результаты приведены в табл. З. Эначение л., определенное по хрылу звездной водородной линии, характеризует электронную плотиость в атмосфере звезды и на внутренней границе оболочки. Поэтому оно больше значения л., вычисленного по формуле Инглиса—Теллера, которое характеризует более внешиме слои оболочки.

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

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

$$l_{21} = 1.15 + \lg \iota + \lg f - \lg V_{\iota}.$$
 (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 куэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, за пределом бальмеровской серии равен 3:10⁻¹⁷, а за пределом лаймановской серии 0.6:10⁻¹⁷. Как будет показано ниже, IgN, H = 17.97.

Aara	H	Ha	HT	Hs	H ₁₀	H:0	H ⁷⁰	= (B)	= (L)
26. VIII 27. VIII	1.5-10 ¹ 9.4-10 ³	2.1 10 ² 1.1 10 ²	6.9-10 ³ 3.5-10 ³	3.2 10 ¹ 1.6·10 ¹	5.2-10 ¹ 2.6-10 ¹	5.8 2.9	1.7 0.8	>0.3	>5.6 5.6
)тношение	1.6	1.9	2	2	2	2	2	>1	>1

оптическая толща оболочки в линиях бальмеровской серии

. Лучевые скорости и скорость воащения. 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 звезцы. На рис. 4 представлено изменение лучевой скорости с номером линии



Рис 4 Изменение лучевой скорости : номером водородной линии

в серин. Видно, что 27 августа лучевая скорость, определенная по линиям оболочки, постоянна и рапна — 25.6 км сек. Лучевая скорость, определенная по линиям звезды, гораздо больше (— 80 км/сек) и, возможно, вмеет некоторый ход с номером линии. 26 августа, когда спектр оболочки был более интенсивен, изменение лучевой скорости с номером линии ное: в перевых линиях бальмеровской серии V_r , определенная по линиям оболочки, изменяется от +50 км/сек до — 25 км/сек, по линиям звезды от -25 км/сек, по линиям оболочки, изменяется от +50 км/сек до — 25 км/сек.

Таблица 4

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

Элемент	26.V111.1974	27.VIII.1974	28.VIII.1974
Fal	+92+25	+124+5	
Fell, Crll, Till, Sell, VII	-28±13		
Mgli	34.5	1 2 2 2	
Call	-39.2	-20+8	
Sill	-2:.9+0.3		
Н (оболочия, абсорбдия)	- 30+10	-	
Н. (оболочив, вчиссия)	-114.7	~ 48.9	-64.9
H (snesaa)	-92+20	- 80-119	
Cal	-171	-224	
Nal	-45+5	-50 ± 1	
01	- 59.4	-	
OII. CII. NII, NIII	8+8	+64±10	
Hel	21+10	-82±22	-

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Таблица 5

Для интерпретации результатов измерения лучевых скоростей надо знать, в каких частях оболочки возникает слектр соответствующего алемента. Это можно установить, если известна скорость осевого пращения, определениая 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]:

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

где Δλ — измеренная ширина линии. Δλ — ширина инструментального контура. у — некоторый коэффициент мало отличающийся от C.S.Hницы. Величину $\Delta\lambda_{x}$ мы определили по слабым линиям спектра сравнения. Она оказалась равной 0.83 А. Скорость вращения определялась только по линиям, ширина которых уверенно больше ширины инструментального контура, а интенсивность далека OT. Haсыщения. Скорость вращения звезды была определена по **ПЯТН** линиям следующих элементов: Cll, Oll, NII и NIII. Для 26 августа V sin / 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, получениая нами скорость осевого вращения звезды находится в удовлетворительном согласии с каталожными значениями.

Считаем, что вращение оболочки подчиняется закону сохранения углового момента. Тогда будет иметь место соотношение

$$r/R = V_0 V, \tag{6}$$

где R — раднус звезды, V — скорость вращения на поверхности звезды. V — скорость вращения оболочки на расстоянии г от оси вращения. Зная из (6) размеры оболочки, можно определить ковффициент дилюции

$$w = \frac{1}{4} \left(\frac{R}{r}\right)^{z} = \frac{1}{4} \left(\frac{V}{V_{0}}\right)^{z}.$$
(7)

Результаты приведены в табл. 6 для обеих дат. Для 27 августа не удалось определить размеров оболочки и коэффициента дилюции по линиям Fe I, II и OI, так как интенсивности линий значительно уменьшились и их контуры стали чисто инструментальными.

> Таблици б ВЫСОТЫ ОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРОВ РАЗ-НЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И КОЗФФИЦИЕНТЫ ДИ-

	26.1	7111 (27.VIII		
Элемент	P'R as	97	r/R ==	-	
Fel	8.9	0.003	-		
Fell	6.6	0.006	-	-	
MgII	2.2	0.05	1.1	0.2	
Sill	4.7	0.01	2.7	0.03	
Call	4.2	0.01	4.5	0.01	
01	3.9	0.02			
Hel	0.8	0.4	0.7	0.5	
средное	4.3	0.02	2.8	0.08	

Как видно из табл. 6, дальше всего от поверхности звезды возникают линии FeI, а ближе всего — линии HeI. Линии HeI возникают в слое, расположенном глубже слоя формирования линии OII. CII, NII и III, по которым определена скорость осевого вращения звезды.

Из. табл. 5 и 6 следует, что 26 августа поверхностные слои явезды. которые примыкают к внутренним слоям сболочки, 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

Н Ф ВОПХАНСКАЯ

затем со скоростью — 82 км/сек. Таким образом, измерения лучевых скоростей показали, что поверхностные слои звезды не остаются неподвижиыми, а движутся с переменной скоростью как по величине, так и по направлению, 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, Crll, Till, Scll), 26 азгуста сжимались со скоростью + 28 км/сек, в то время как еще более глубокне слон, расположенные ближе к поверхности звезды, в которых возникают линин Н.ч. 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/сск. а 27 августа возрасла вдвос. Этот факт можно объяснить, если обратиться к анализу полученных лучевых скоростей. 26 августа внутренние и висшине слои оболочки двигались навстречу друг другу. В какой-то момент произошло их столкновение, после которого величниу и направление скорссти 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 движений. Это наглядно демонстрирует рис. 5а, b, на котором хорошо заметно изменение интенсивности эмиссионной линии Н. с увеличением сдвига



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: бальмеровкие линии поглощения оболочки, которые формируются на расстоянчих 5-6 $R_{\rm eff}$, имеют скорости меньше, чем скорости, сответствующие сдвиту миссионной линии H. Основываясь на результатах табл. 6, можно предположить, что эмиссия в H. возникает на расстоянии $\gtrsim 10 R_{\rm eff}$. Если это так, то скорость водородных атомов возрастает к внешней границе оболочки Это говорит в том, что плотиость оболочки убывает во внешних слоях и, возможно, о том, что структура оболочки убывает во внешних слоях и, возможно, о том, что структура оболочки очень неоднородна. Приведет ли наблюдаемое ускорение к постепенному растеканию и потере звездой оболочки — трудно сказать. Если считать, что масса звезды $M = 12 - 13 M_{\odot}$, а радиус $R_{\odot} = 5R_{\odot}$ [8], то скорость убегания на расстоянии 10 R_{\odot} ранна примерно 300 км/сек. Таким образом, наблюдаемые скорости мазчительно меньше скорости убегания.

Возбужление, цонизация и масса оболочки. В работе [17] было показано, что распределение интенсивности в крыльях эмиссионных линий Нопределяется затуханием вследствие излучения. При выполнения условия иптически тонкого слоя можно подсчитать число атомов в третьем кванговом состоянии N₄

$$N_{3} = 4.59 \left(\Delta t\right)^{2} I\left(\Delta t\right), \tag{8}$$

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 континуума не изменяются. Это предположение выполняется, по-видимому, довольно хорошо. Тогда по отношению интенсивностей в крыльях имлий H₁, можно судить об изменении величины N в разные моменты наблюдений. Примем значение (N_s), 26 августа за единицу, тогда получаем

$$\frac{(N_3)_{23}}{(N_3)_{24}} = 0.9, \qquad \frac{(N_3)_{28}}{(N_3)_{28}} = 1.0.$$

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

Определим степень возбуждения иначе. Эффективная температура звезды T_{eff} раяна 19000 К. Приняв R₁₀ 5 К_D, с помощью данных, приведенных в табл. 5 н б, оценим градиент лучевой скорости. Он оказался равным 4-10⁻⁵. Ковффициент дилюции ш примем равным 0.02. Тогда

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

где β_{12} — доля квантов, выходящих из среды в линин L. Эная х и T по таблицам, принеденным н работе [18], получаем

$$10^{\circ} \frac{N_{0}}{N_{1}} = 0.97$$
 и $\frac{n_{\star}N_{\star}}{wN_{1}} = 0.022.$

27 августа $\lg N_2 H = 15.98$. Следовательно, полное число нодородных атомов в периом кнантовом состоянии по лучу зрения будет равно $\lg N_1 H = 17.97$, степень ионизации в оболочке $N_1/N_1 = 2.10^4$ и полное число ионизованных водородных атомов по лучу зрения $\lg N_1 H = 22.27$.

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

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

CHEKTP EW LAC B 1974 FORY

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 uplastion of the star's surface layers.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 R. B. Baldwin, Ap. J., 97, 388, 1943.
- 2. K. Ozemre, Ann. Astrophys., 30, 495, 1967.
- 3. M. F. Walker, Ap. J., 118, 481, 1953.
- 4. А. А. Боврчук, Изв. КрАО, 17, 89, 1957.
- 5. II M. Konbilton, 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.
- 7 Цой Дий 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. Болрчук, Н. М. Копылов, Изв. КрАО. 31, 44, 1964.
- A. Uesugi, I. Fukuda, Contr. Inst. Astrophys. Kwasan. Obs. Kyoto, No. 189, 205, 1970.
- 17. А. А. Болрчук, И. И. Проник, Изв. КрАО, 31, 3, 1964.
- 18. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. А., 1947.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

выпуск 2

ЗАВИСИМОСТЬ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН (ЭНЕРГИЙ) ВСПЫШЕК ОТ ВОЗРАСТА СКОПЛЕНИЯ. В КОТОРОЕ ВХОДЯТ ВСПЫХИВЛЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 24 февраля 1976

Приводятся зависимости между и т_и для агрегатов Ориона, NGC 7000. Пледа и Ясель. Вычислены значения максимальных абсолютных везличин вспышек длят двездразличных светимостей по формуле $M_{acn} = 2.5 \lg (10^{-14.10} - 10^{-2.44}) (табл. 2).$ Повалано, что величных висимиек мотут быть ограничены прямой, которая дает представление о распределении максимальных значений амплитуд для звезд различных светимостей и агрегатов Ориона, NGC 7000, Пледа и Ясель и из зависимость от возрагся. Изсиви между & (угловой козффициент прямых) и Ig 7 для агрегатов, для которых навестно 7, чожно определить возраст агрегатов, в которых наблюдалось большое колитов определить возраст агрегатов, в которых наблюдалось большое колитов определить возраст агрегатов, в которых наблюдалось большое коликото Ориона, Плед и Исель можно определить возраст огдельных вспышек Таким иузавед, для которых известно большое количество пронаблюденных оспышек Таким иутем поредет в возраст всимикивающих звезд в окрести Солица (табл 5). Показано,что позраст UVCet на порядок больше возраст остальных вляза.

1. Зависимость между верхней границей амплитуды вспышек и светиностью 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 данпых [1—31] были построены диаграммы, где на оси ординат нанесены значения амплитуд вспышек АПи, а на оси абсцисе ультрафиолетовые величины самих вспыхивающих звезд (рис. 1—4). Из полученных таким образом зависимостей между АП, и Ш, получены нижние оценки верхних границ наблюденных в данном скоплении величин АП, для различных значений П, Использованные данные получены при экспозициях 10—15 минут в ультрафиолетовых лучах и ≤5 минут в фотографических [1—31]. Для ассоциации Ориона и Плеяд в основном были использованы наблю-

236 Э.С. ПАРСАМЯН

ления в ультрафиолетовых лучах. В тех случаях, когда данная вспыхивающая звезда наблюдалась преимущественно в фотографических лучах и величины **Дт. и т. были неизвестны**, они определялись из приближенных соотношений, полученных на основе наблюдений вспышек алектоофотометрическим методом в двух цветах:

$$m_u = m_{pg} + 1^m0, \quad \Delta m_u = \Delta m_{pg} + 1^m5, \ если \quad \Delta m_{pg} > 1^m0$$

$$\Delta m_u = \Delta m_{ng} + 1^m0, \quad если \quad \Delta m_{ng} < 1^m0,$$

-

m

Рис. 1. Зависимость мажсимальных амплитуд вспышен 3m, от m, для ассоциации Ормона.

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

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

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



Таблица 1

МАКСИМАЛЬНЫЕ ЭНАЧЕНИЯ эт. ДЛЯ В	ГАЗЛИЧНЫХ	ЗНАЧЕНИИ	m.,
---------------------------------	------------------	----------	-----

т _и Скопления	13	14	15	ló	17	18	19	20	21	22
Орион	2 22	3"1	471	50	6"0	6 9	7 9	(8"8)	(9"8)	1
NGC 7000				3.6	4.6	5_5	6.4	7.3	8.3	(8"8)
Плояды	1.1	2.2	3.0	3.9	47	5.5	6.3	7 1	7.9	(8.8)
Ясли		1.1.1		2.4	3.1	3.9	4.7	5.4	6.2	(7.0)
		1	1				1	1		

316-4

Э. С. ПАРСАМЯН

ACCONOTUNE.

Таблина 2

Асния	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Орнон NGC 7000 Плояды	2"9	28	2 [™] 8 3.5	2 [#] 9 3.5	2 ^m 9 3.6	3 [®] 0 3.7 6.5	3 ^{°°} 1 3.8 6.7	3 ^m 8 6.9	3 ¹⁰ 9 7.1	7™3	7"5	(7 th 7)
Ясли		-		100		7.8	8.1	8.2	8_4	8.7	8.9	(9.1)

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



Рис. З. Зависимость максимальных амплитуя 1m, от m, для скоплония Плеяд.

стью. В средном во всех четырех агрегатах наблюдается некоторое уменьшение абсолютной яркости максимальной вспышки с уменьшением абсолютной яркости вспыхивающей звезды, т. е. с уменьшением массы звезды. При атом несколько уменьшается и абсолютная яркость максимальной вспышки. Чем массивиее звезды, тем энергетичнее их вспышки с мажсимальной амплитудой.



Рис. 4. Записимость мансимальных амплитуд 3m, от m, для спопления Ясля.

Аналогичная зависимость была найдена ранее для звезд в окрестности Солица [32] и ассоциации Ориона [33], однако для скопления Плеял такая зависимость в работе [33] не была обнаружена. Из табл. 2 следует, что в случае ассоциации Ориона в NGC 7000 абсолютная максимальная светимость вспышек очень мало меняется в диапазоне абсолютных светимостей равном 6—7 звездным величинам. Что касается скоплений Плеяд н Ясель, то здесь наблюдается заметное изменение абсолютной спетимости испышек с изменением светимости звезды (рис. 5).

Особенно это заметно начниая с абсолютных светимостей M. = 12", что соответствуст 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 звезд спектральных типов G—К.

 Зависимость параметров, характеризующих распределение вспышек на диаграмме Δm_u — m_u от возраста скопления. Как видно из диаграмм Δm_u — m_u (рис. 1—4), величины вспышек для каждого скопления огра-

Э. С. ПАРСАМЯН

ничены прямой, которая проведена на каждой диаграмме и которая дает представление о распределении максимальных значений амплитуд для звеад различных светимостей.



Рис. 5. Зависимость максимальных зосолютных светимостей вспышек Минел от абсолютных светимостей звезд и агреготах Орнона, NGC 7000, Плеяд и Ясель и звезд и окрестности 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. З приведены значения параметров m_{u0} и k для различных скоплений.

			Таблица з				
Скопления	111 u 0	Muo	k	Sp			
Орион	10"7	2"6	0.96	G5			
NGC 7000	12.0	3.1	0.91	G6-G8			
Паснам	11.3	5.8	0.82	G8			
Ясли	13.0	7.1	0.78	К1-К2			

Как видно из табл. 3, параметры пыз и k изменяются с возрастом скоплений.

В табл. З приводятся также абсолютные светимости звезд Мио H COплистствующие 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 сколления Ясель, то относительно вспыхиваюпяях звезд в этих агрегатах нет достаточных данных о спектрах. Относительно NGC 7000 можно лишь предполагать, что спектральный класс на границе между вспыхивающими и невспыхивающими: будет между G6-G8. Для определения спектральных классов звезд скопления Ясель можно использовать тот факт, что по мере увеличения возраста скопления уменьшается расссяние скопления около главной последовательпости. Следовательно, можно по нормальной светимости звезды определить соответствующий спектральный класс. Используя данные табл. 1. для сколления Ясли можно построить искомую зависимость АП-Sp. В табл. 4 приводятся величины вспышек для звезд различных спектральных классов для тосх скоплений.

максима для : "для :	.ЛЪН 38е3	ые Д ра Ных	ВЕЛИЧ Зличі Калс	ных с сов	<i>Таб</i> ВСП СПЕКТ	анца 4 ЫШЕК РАЛЬ-
Спан- Асния	KO	К3	К5	MI	M4	M7
Орион Пленды Ясли	3"0	5 ⁰ 0 2.5	6 ⁵ 3.8 (2.0)	(9 ^m 3) 6.1 (3.8)	8 ^m 4 (5.0)	(9 7) (7.4)

4. Возможность относительного определения возраста отдельных вепымивающих 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 скопления T и в дальнейшем по втой зависимости определять возраст скоплений, в которых пронаблюдено большое количество вспыхивающих звезд. Для атого по значениям k для ассоциации Ориона и скоплений Плеяд и Ясли были построены зависимости k от 1g 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 атом агрегате звезд типа T Тельца.

Э.С. ПАРСАМЯН

Возраст отдельных вспыхивающих звезд также можно определить, если пронаблюдено большое количество вспышек, позволяющих определить величину M_{scn} (для максимальной вспышки). Для этого по данным табл. 2 были построены зависимости между M_{scn} и IC T для различных M_{s} для максимальной вспышки). Сля этого по данным табл. 2 были построены зависимости между M_{scn} и IC T для различных M_{s} для максимальной вспышки). Сля этого по данным табл. 2 были построены зависимости между M_{scn} и IC T для различных M_{s} для максимальной вспышки легко определить из этой зависимости возраст звезды. По значения M_{scn} для различных M_{s} можно определить и возраст скоплений, но в этом случае необходимо знать расстояние до скопления.



Рис. 6. Зависимость величним k от lg T и зависимость максимальной абсолютной светимости всимшек M_{и всп} от lg T.

Благодаря большому количеству зарегистрированных вспышек (n = 96), можно оценить возраст вспыхивающей звезды HII 2411—члена скопления Гиад. 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 «крестности Солица. Последнее представляет интерес для решения вопроса, имеют ли вспыхивающие звезды в окрестности Солица общее происхождение. В табл. 5 приводятся значения М_{исс} для звезд в окрестности Солица, для звоторых имеется большое количество электрофотометрических наблюдений.

ЗАВИСИМОСТЬ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН ЭНЕРГИИ ВСПЫШЕК 243

На рис. 5 приводятся зависимости М., от М. для атих звезд. В последием столбще табл. 5 приводятся определенные вышеизложенным методом возрасты наиболее изученных вспыхивающих звезд в окрестности

		-			Таблица 5
Эпезды	-	3m,	Mu	Mare	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 10*
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 Сет оказался на порядох больше остальных. Возраст остальных звезд также имеет разброс больший, чем можно ожидать для членов одного скопления. Если предположить, что эти звезди члены одного скопления, то для имх k = 0.66 и возраст получается равным 3 10° лет/

нюрананская астрофизическая обсерватория

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

E. S. PARSAMIAN

The relation between Δm_u and m_u 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 $M_i = 2.5 \lg (10^{-11.0} - 10^{-1.4M})$ (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_u , which characterize those straight lines for the aggregates of Orion, NGC 7000, Pleiades and Preasepe and their dependence on age are given. From the relation between k (the angular coefficient) and Ig 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.

244 ЗАВИСИМОСТЬ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН ЭНЕРГИП ВСПЫШЕК

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.

ЛИТЕРАТУРА

- G. Hazo, Stars and Stellar Systems, 7, ed. B. C. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, 1968, p. 141.
- 2. G. Haro. E. Chustra, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 31, 23, 1969.
- 3. E. Parsamian, E. Chautro, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 31, 35, 1969.
- 4. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintia, 5, 34, 23, 1970.
- 5. G. Haro. E. Chavira, Bol. Obs. 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, 8, 38, 149, 1972.
- 8. G. Haro, E. Chautra. G. Gonzalez, Bol. Inst. Tonantzintia, 1, 1, 3, 1973.
- 9. G. Haro, E. Chaulra, 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. Pigattu, 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. Амбарцучин, Л. В. Мирзони, Э. С. Парсамин, О. С. Чавушин, Л. К. Ерестове, Астрофизика 6, 7, 1970.
- В. А. Амбариуман, Л. В. Мирголм, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушан, Л. К. Ерастови, Астрофизика, 7, 319, 1971.
- В. А. Амбаруумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушин, Л. К. Ерастово, Э. С. Казарян, Г. Б. Озанян, Астрофизика, 8, 485, 1972.
- 20 В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирлоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Озанян, И. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
- 21. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюраканской 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. Erastova, 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 1. Jankovich, IBVS, No. 839, 1973.
- 28. И. Янкович, Кандидатская диссертация, Ереван, 1974.
- 29. L. G. Bulazs, R. A. Vardanian, IBVS, No. 493, 1970.
- 30. L. G. Baluzs, M. Kun, G. Szecsenji-Nagy, 18VS, No. 803, 1973.
- 31. W. Gotz, 18VS. No. 771, 1973.
- 32. P. E. Lepubepi II. O. Yytaunos, Han. KoAO, 40, 7, 1969.
- 33. B. H. Kpacnobabyes, P. E. Гершберг, Изв. КрАО, 53, 154, 1975.

академия наук Армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAN, 1976

ВЫПУСК 2

ЧАСТОТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЛИНЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. ИВАНОВ, А. Б. ШНЕРІВАЛІС Поступная 19 июня 1975

Исследуется наменение спектрального состава первоначально строго монохроматического налучения в ходе многократных рассенний. С ростом числа рассений, испытанных фотоном, информация о его первоначальной частоте замывается (частотная релаксация). Показано, что частотные релаксация, тесно связанная с релаксацией распределения скоростей возбужденных атомов к максивсяловскому, происходит очнь быстро. Этим объясняется 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 фотона до и после рассеяния есть корреляция. В настоящей заметке показывается, что причиной этого является существование частотной релаксации, состоящей в том, что хотя при каждом рассеяния корреляция и существует, за несколько рассеяний она практически полностью замывается. Частотная релаксация, как оказывается, происходит очень быстро, в чем и состоят причина высокой точности и широкой области применимости приближения ППЧ.

2. Изменение спектрального состава излучения в пределах линии в ходе рассеяний обусловлено двучя факторами: во-первых, пространственными градиентами интенсивности (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 аволюцию при последовательных рассеяниях спектрального состава однородного и изотропного поля излучения в бесконечной среде. Пусть R_a(x, x₀)dx — вероятность того, что фотон, имевший первоначально (в полете) частоту x₀, после П актов рассеяния в бесконечной однородной среде экажется переизлученным в интервале частот (x, x+dx). Нормировка R₁:

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

Корреляция частот фотона до и после единичного акта взаимодействия с веществом определяется функцией R₁. Ес 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 конкретный вид R₁ несущественен.

Очевидно, что

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

поскольку многократное рассеяние — марковский процесс. С увеличением числа рассеяний информация о начальной частоте фотона постепению зачывается, так что зависимость от х_n в R_n(x, x_n) при п→∞ должна исчезать. Устремляя в (2) одновременио п→∞ и п →∞ и учитывая (1), получаем

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

где Ф(х) — некоторая пока неизвестная функция с вытехающей из (1) нормировкой

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

В рассматряваемой звдаче фигурирует единственная имеющая непосредственный физический смысл функция одной частотной переменной — коэффициент поглощения в линии. Следует ожидать, что им и будет поэтому функция α(x).

Приближение ППЧ состоят в том, что R_i берется равным $R_i(x, x_n) = = R_-(x, x_n) = -A\alpha(x)$, т. е. принимается, что для того, чтобы информация о первоначальной частоте фотона полностью исчезла, достаточно одного рассеяния. Понятно, что точность и область применимости атого приближения должны определяться скоростью сходимости R_n при $n \to \infty$ к своему пределу R_{-1}

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЛИНЕПЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 247

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

$$\omega \nabla / (r, \omega, x) = - z(x) / (r, \omega, x) +$$
(5)

$$+\frac{1}{4\pi}\int d\omega' \int r(x', x; \omega\omega') l(r, \omega', x) dx' + l_0(r, \omega, x),$$

где $l(r, \omega, x)$ — интенсивность излучения в точке r в направлении ω на частоте $x, r(x', x; \omega\omega')$ — функция перераспределения фотонов по частотам и направлениям. 4 — альбедо однократного рассеяния, $l_0(r, \omega, x)$ — интенсииность прямого излучения первичных источников. Если расстояния измеряются в длинах свободного пробега фотона центральной частоты линии (x = 0), то a(x) есть профиль козффициента поглощения в линии с нормировкой a(0) = 1. В интересующем нас однородном и изотропном поле излучения интенсивность не азвисит от r и ω . Если ее при $l_0 = \delta(x - x_0)$ обозначить через $l(x, x_0)$, то (5 примет вид

$$a(x) l(x, x_0) = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x) l(x', x_0) dx' + \delta(x - x_0), \quad (6)$$

где

 $r(x_0, x) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi}^{2\pi} r(x_0, x; \omega \omega_0) d\omega_0, \qquad (7)$

причем

$$\int_{0}^{\infty} r(x_{0}, x) dx = \pi(x_{0}).$$
 (8)

Представим / в виде разложения

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

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

$$x(x) I_{n}(x, x_{0}) = \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x) I_{n-1}(x', x_{0}) dx'.$$
(10)

Величниа $I_n(x, x_0)$ с точностью до постоянного множителя есть вероятность обнаружить в чисто рассенвающей среде среди *п*-кратно рассеянных фотонов фотон с частотой (x, x+dx). Так как время, проводимое таким фотонов фотон с частотой (x, x+dx). Так как время, проводимое таким фотонов в пути между рассеяниями, пропорционально 1/a(x), то $I_n(x, x_0)$ должно зависеть от x как $R_n(x, x_0)/a(x)$, так что $a(x) I_n(x, x_0) = C_n(x_0) R_n(x, x_0)$. Вволя это н (10) и интегрируя по всем x, получаем $C_n(x_0) = C_{n-1}(x_0)$, так что $C_n(x_0)$ от *n* не зависит. При n = 0 мы имеем $I_0(x, x_0) = a(x - x_0)$ и $R_n(x, x_0) = a(x_0)$, и из условия нормировки (1) таким же образом находим $C_0(x_0) = a(x_0)$, так что окончательно

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

Подстановка (11) в (10) дает

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

При n = 1 отсюда следует, что

$$R_1(x_1, x_0) = r(x_0, x)/2(x_0), \tag{13}$$

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 $(x_0) R_1(x, x_0) =$ $= z(x) R_1(x_0, x)$. Интегрируя это равенство по исем 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 $\alpha(x)$. Согласно общим свойствам марковских процессов можно утверждать, что функция $R_n(x, x_n)$ должна гогда при $n \to \infty$ становиться пропорциональной $\alpha(x)$, т. е. должно выполняться (3).

 Существование описываемой (3) частотной релаксации не зависит от вида R₁, однако для оценки ее скорости конкретизация формы R₁ 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 изотоопно (случай I—A по терминологии [5]), то

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

Согласно [7].

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

где Н. (х) - полиномы Эрмита:

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

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

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

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 Убывает очень быстро (экспоненциально по *n*). Наглядное представление о скорости описываемого (18) процесса частотной релаксации дает рис. 1. На нем показано изменение $R_n(x, x_0)$ с ростом *n* для трех значений x (указанных у кривых) и $x_0=0$ и 1. На рис. 2—4 приведены графики $R_n(x, x_0)$ в функции x для трех значений $x_0(x_0=0; 1 + 2)$. При n > 2 для $x_0=0$ и 1 и при n>3 для $x_0=2$ в масштабе рисунков кривые R_n практически сливаются с предельной кривой соответствующен $n=\infty$.

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







ной» функции перераспределения (16) — факт, обнаруженный эмпирижски в численных экспериментах [3]. При нулевой естественной ширине линии частота фотона одвозначно определяется проекцией скорости излучившего его атома на луч зремия.



Pre 3.

Стремление R, к = 12 с означает поэтому, что распределение скоростей тех атомов, которые возбуждены Л-кратно рассеянными фотонами, с



ростом Л приближается к максвелловскому. У атомов, возбужденных первичным строго монохроматическим излучением частоты х_и, оно совершению не похоже на максвелловское — атомов со скоростями $\upsilon < \upsilon_M | x_0|$, где υ_M тепловая скорость, нет вовсе, и т. п. (подробнее см. [6], § 1.5). Рассмотрим релаксацию распределения скоростей возбужденных атомов немного подробнее.



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



x = 6езразмерная 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 / «(х. х.») длины этого вектора дается следующим общим соотношением ([8], гл. I, § 10):

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

Подставляя сюда R_n из (18) и учитывая, что $2xH_i(x) - H_i(x) = = H_{i-1}(x)$, получаем

$$F_{n}(x, x_{0}) = \pi^{-1/2} \sum_{k=1}^{\infty} \left[2^{2k-1} \left(2k - 1 \right)^{n} (2k)! \right]^{-1} e^{-k^{2}} x H_{2k+1}(x) H_{2k}(x_{0}), \quad (20)$$

$$x \ge 0.$$

Для F, наряду с разложением вида (20) из (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_n иллюстрируются рис. 5 и 6. Видно, как с ростом л распределение скоростей возбужденных «томов быстро релаксирует к максвелловскому.

Аснинградский государственный университет

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.

254 В. В. ИВАНОВ, А. Б. ШНЕГІВАГІС

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. П. Мир. М., 1967.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 1976

ВЫГІУСК 2

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ. І

В В. ИВАНОВ

Поступные 27 ноября 1975

Пселедуется ноле налучения в аннаютропно рассемвлющей бесколечной одновродной тоходоро с плоским мононаправленным источником. Изучена угловая заявисныеть интексняности диффузиюто излучения в плоскости источника. Получено онтегральное уравение полволяющее находить эту интексивность без определения поля палучения одтехобных. Если индикатриса ратеялия разложена по полиномам Лежандра, возможно разделение угловых переменных. Появляющися при этом вспомогательные функция сселат зикалогами функций Амбарцумина ч^{ти} (э). Для этих функций получена система липенных интегральных уравнений — аналог изпостной нелинейной системы для функции Амбарцумина. В качестве излострации рассмотрен случай наотропното рассемина, для воторого решение доведено до чиска.

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 сложности геометрии — плоского слоя конечной толщины т_е — приходится депольствоваться асимптотиками решении при больших т_е.

Вянду их важного прикладного значения. В частности в астрофизике п геофизике, задачи о многократном рассеянии света в полубесконечных средах были исследованы несмыя детально (в качестве стандартного литсратурного источника мы будем пользоваться недавней книгой В. В. Соболена [1]). Бесконечным средам уделяли гораздо меньше инимания, хотя можп было бы думать, что они будут изучены в первую очередь, так как являнога более простым объектом Причния такого положения, по-видимому, в том, что на первый взгляд бесконечная среда кажется моделью, слишком залекой от какого-либо представляющего практический интерес объекта. Впрочем, здесь нужна одна оговорка простейший случай изотропное рассеяние в бесконечной среде — был изучен со всеми подробностями уже. завно [2, 3]. 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

$$p\frac{\partial}{\partial z}G(z, \mu, \mu_0; \varphi - z_0) = -G(z, \mu, \mu_0; \varphi - z_0) +$$
(1)

$$+\frac{\lambda}{4\pi}\int_{0}^{\infty}d\varphi'\int_{-1}^{\infty}\kappa(z') G(z,\mu',\mu_{0};\varphi'-\varphi_{0}) d\mu' + 2\pi\delta(\mu-\mu_{0})\delta(\varphi-\varphi_{0})\delta(z).$$

причем

$$G(\tau, \mu, \mu_0; \tau - \tau_0) = 0, \quad \tau - \pm \infty.$$
 (2)

Здесь т — оптическое расстояние от источника, $\mu = \omega n$, где $\omega = eди$ ничный вектор и направлении распространения излучения, <math>n = hop $маль к слоям, направления в сторону роста т, <math>\mu = \omega_0 n$, где $\omega_0 = e$ единичный вектор направления, в котором излучает источник, - и $z_0 =$ азимуты направлений ω и ω_0 , - вероятность выживания фотона при рассеянии, x(1) =индикатриса рассеяния, $\gamma =$ угол рассеяния, $\cos \varphi' = -\omega \omega'$. Всюду в дальнейшем, не ограничивая общности, считаем $\mu_0 > 0$.

В функции Грина *С* полезно отделить прямое излучение от диффузиого. Положим

$$\begin{split} \mu_0 G\left(\tau, \ \mu, \ \mu_0; \ \varphi - \varphi_0\right) &= 2\pi\delta \left(\mu - \mu_0\right)\delta \left(\varphi - \varphi_0\right) e^{-\frac{2\pi\delta}{2}} \theta\left(\tau\right) + \\ &+ 2I\left(\tau, \ \mu, \ \mu_0; \ \varphi - \varphi_0\right), \end{split} \tag{3}$$

где $\vartheta(\tau)$ — единичная функция скачка: $\vartheta(\tau) = 0$, 0, $\vartheta(\tau) = 1$, $\tau > 0$. Для интенсивности диффузного излучения / подстановкой (3) в (1)—(2) получаем

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

$$/(\tau, \mu, \mu_0; \psi - \psi_0) \rightarrow 0, \quad \tau \rightarrow \pm \infty, \tag{5}$$

гле через В обозначена функция источников уравнения для функции Грина.

$$B(\tau, \mu, \mu_0; \tau = \tau_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{0} x(\tau') I(\tau, \mu', \mu_0; \tau' = \tau_0) d\mu' + \frac{i}{4} x(\tau) e^{-i\theta} (\tau).$$
(6)

Здесь 7 угол между о и о, так что соз 7 - но.

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

Воспользовавшись теоремой сложения сферических функции

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

где Р^м (р) присоединенные функции Лежандра, энесто (7) будем иметь

$$\mathbf{x}(\mathbf{y}) = \sum_{n=1}^{\infty} p^{n} \left(\mathbf{p}_{n} | \mathbf{p}_{n} \right) e^{-im\left(\theta - \theta_{n}\right)}, \tag{9}$$

r ac

$$p^{m}(\mu, \mu_{0}) = \sum_{m=1,m+1} c_{m}^{m} P^{m}(\mu) P_{m}^{m}(\mu_{0}), \qquad (10)$$

$$c_{n}^{m} = x_{n} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$
 (11)

Представим І и В в виде фурьс-разложений по азимуту

$$I(\tau, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I^m(\tau, \mu, \mu_0) e^{-im(1-i\omega)}, \quad (12)$$

$$B(\tau, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B^n(\tau, \mu, \mu_0) e^{-i\pi(n-\tau_0)}$$
(13)

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

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}) = - I^{m}(\tau, \mu, \nu_{0}) + B^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}), \qquad (14)$$

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

а (5) дает

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

Согласно (19). $p^{-m}(\mu, \mu_0) = p^m$ (μ, μ_0), и поэтому l^m и B^m также четны по m: $l^{-m} = l^m$, $B^{-m} = B^m$.

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

$$I^{m}(z, \mu, \mu_{0}) = \int_{0}^{\infty} (z, \mu, \mu_{0}) e^{-\frac{z}{\mu_{0}}} \mu = 0,$$

$$I^{m}(z, \mu, \mu_{0}) = \int_{0}^{\infty} B^{m}(z', \mu, \mu_{0}) e^{-\frac{z}{\mu_{0}}} \frac{dz'}{\mu}, \quad \mu < 0.$$
(17)

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

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

(18)

$$+\frac{\lambda}{2}\int_{0}^{2}p^{m}(\mathbf{p},-\mathbf{p}')\frac{d\mathbf{p}'}{\mathbf{p}'}\int_{0}^{0}B^{m}(\mathbf{r}',-\mathbf{p}',\mathbf{p}_{0})e^{-\frac{2\pi}{2}}d\mathbf{r}'+\frac{\lambda}{4}p^{m}(\mathbf{p},\mathbf{p}_{0})e^{-\frac{2\pi}{2}}\mathbf{h}(\mathbf{t}).$$

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

Согласно (18), Вт при т = 0 терпит разрыя со скачком

$$B^{m}(+0, \mu, \mu_{0}) = B^{m}(-0, \mu, \mu_{0}) = \frac{1}{4}p^{m}(\mu, \mu_{0}).$$
(19)

Заметим, что Г для µ=0 непрерывна при т=0, однако ее производная, как следует из (14) и (19), имеет разрыв.

Еспомозательное соотношение. Исходя из интегрального уравнения (18) для B^m , можно получить соотношение, связывающее ($d d^{-}$) 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 сходным с ним образом.

Дифференцируем (18) по т. В результате для (∂/∂+) Б^m получаем интегральное уравнение того же типа, что и исходное, с заменой свободного члена

$$\frac{1}{4} p^{-}(\mu, \mu_0) e^{-\nu} v(-)$$

fi a

$$-\frac{1}{\mu_{0}}\frac{\lambda}{4}p^{m}(\mu, \mu_{0})e^{-\frac{1}{m}\mu}(\tau)+\frac{\lambda}{4}p^{m}(\mu, \mu_{0})\bar{\nu}(\tau).$$

Это подсказывает представление (∂/σ^{-}) B^{m} в форме

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

подстановка которой в интегральное ураянение для ($\partial \sigma$:) $B^{\prime\prime}$ приводит к уравнению для $F^{\prime\prime\prime}$ вида (18) со свободным членом

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

Поскольку этот снободный член есть суперпозиция свободных членов уравнения (18) с разными μ_0 и уравнения линейны, заключаем, что F^{**} есть суперпозиция функций $B^{**}(\tau, \mu, \mu_0)$. Учитывая, что $p^{***}(\mu, -\mu') = p^{***}(-\mu, \mu')$ и принимая во внимание (20), приходим в результате к искомому соотношению
$$\frac{\partial}{\partial z} B^{m}(z, \mu, \mu_{0}) = -\frac{1}{\mu_{0}} B^{m}(z, \mu, \mu_{0}) + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu', \mu_{0}) B^{m}(z, \mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu'} + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(-\mu', \mu_{0}) B^{m}(-z, -\mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu'} + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} p^{m}(\mu, \mu_{0}) \hat{z}(z).$$
(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 отражения. Угловая зависимость интенсивности налучения при $\tau = 0$, т. 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.

$$I(0, -\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \varphi(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) \mu_0, \qquad (22)$$

и аналогично для каждой азимутальной гармоники:

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

Для бесконечной среды коэффициент отраження» отличен от нуля при всех µ, —1≤µ≤1. тогда как для полубесконечной среды при µ<0 он тождественно равен нулю.

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

$$(p^{m}(+0, \mu_{0}) - p^{m}(-0, \mu_{0})) \mu_{0} = \frac{i}{4} p^{m}(0, \mu_{0}).$$
(24)

Действительно, из (17) при т=0 находим

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

Поскольку

$$\frac{1}{\mu}e^{-\mu} \rightarrow \hat{c}(\pm z), \quad \mu \rightarrow 0,$$

из (25) переходом к пределу µ→О получаем

$$\varphi^{m} (\pm 0, \mu_{0}) \mu_{0} = B^{m} (\pm 0, \pm 0, \mu_{0}). \qquad (26)$$

что вместе с (19) и дает (24).

Величины р^м удовлетворяют следующим соотношениям симметрия

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

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

Первое из них выражает инвариантность поля излучения при $\tau = 0$ относительно выбора положительного направления на оси $\tau_{\rm c}$ 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 р^{ти} для бесконечной среды. пиеют вид (µ>0)

$$(\mu + \mu_0) \circ^{*} (\mu, \mu_0) = \frac{e}{2} p^m (-\mu, \mu_0) + (29)$$

$$=\mu\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}p^{m}(\mu', \mu_{0})p^{m}(\mu, \mu')d\mu' + \mu_{0}\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}p^{m}(\mu, \mu')p^{m}(\mu', \mu_{0})d\mu',$$

$$(\mu - \mu_0) P_m (-\mu, \mu_0) =$$

(30)

$$=\mu\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}p^{m}(\mu', \mu_{0})\phi^{m}(-\mu, \mu')d\mu'-\mu_{0}\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}p^{m}(\mu, \mu')\phi^{m}(-\mu', \mu_{0})d\mu'.$$

Чтобы получить (29), нужно, заменив в (21) µ на —µ, умножить ато соотношение на е и, считая µ>0, проинтегрировать по т от 0 до ∞. Воспольвовавшись (25) и тем, что согласно (15) и (22)

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

после небольших преобразований мы и придем к (29). Уравнение (30) получается из (21) умиожением на е⁻¹ и интегрированием по т от —∞ до 0. Отметим, что (31) позволяет переписать (29) и (30) также в форме

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

Уравнение (29) есть (линейный) аналог известного (нелинейного) уравнения для *Ш*-ой азимутальной гармоники коэффициента отражения от полубесконечной среды, имеющего вид ([1], гл. 11, § 2, формула (37))

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

Разложение коэффициента отражения. До сих пор мы не использоваль того, что согласно (10) функция двух переменных р^{ти}(µ, µ₀) разлагается по функциям одной переменной. Это, как мы сейчас увидим, позволяет разделить переменные µ м µ₀ в р^{ти}(µ, µ₀), выразив эту функцию через некоторые вспомогательные величины, зависящие от одного аргумента.

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

$$B^{m}(-0, n, \mu_{0}) = \frac{\lambda}{-8} \sum_{i=1, m+1}^{\infty} F_{n}(\mu) (\varphi_{n}^{m}(\mu_{0}) \pm P_{n}^{m}(\mu_{0})), \qquad (34)$$

где обраначено

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

Подстановка (34) в (32) дает (µ>0)

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

Это и есть искомое разложение р^и по функциям однои переменной.

Вспомогательные функции $\varphi_{m}^{m}(\mu)$ удовлетворяют следующей системе линейных интегральных уравнений, которая получается подстановкой иместо (тод интегралом в (35) его разложения по функциям φ_{m}^{m} из (36):

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

$$+ \psi \sum_{l=(m)}^{\infty} c_l^m \int_{-\infty}^{0} \frac{\varphi_l(\mu) f_m(\mu, \mu) - \varphi_l^m(\mu) f_m^m(\mu, \mu')}{\mu^m - \mu^m} P_m^m(\mu') d\mu',$$
(37)

где

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

Поскольку

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

н p^{- m} = p^m, так как *I^{- m}* = *I^m*, то на (35) имеем

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

К функциям τ_{m}^{m} (н) 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 видеть,

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

Рассматривая $\mu_0 G^m (0, \mu, \mu_0)$ как функцию μ , разложим ее по системе ортогональных функций $P_n^m (\mu), n = |m|, |m| = 1,$

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

Злесь

$$\gamma_{n}^{m}(\mu_{o}) = \frac{2n+1}{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \mu_{s} \int_{-1}^{0} G^{m}(0, \mu, \mu_{o}) P_{n}^{m}(\mu) d\mu.$$
(44)

Подставляя (42) в (44), находим, что

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

Таким образом, функция (μ_0) с точностью до постоянного множителя есть ковффициент при *п*-ом члене разложения $\mu_0 G^m(0, \mu, \mu_0)$ по функциям $P_n^m(\mu)$.

Полезно сопостанить найденное выше разложение p_m^m (р. р.) вида (36) с тем, которое получается, если исходить из (43). Из (42), (43) и (45) находим, что при $\mu > 0$

$$\varphi^{m}(\mu, \mu_{0}) \mu_{0} = \frac{1}{8} \sum_{n \to [m]}^{\infty} (2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \varphi^{m}_{n}(\mu_{0}) P^{m}_{n}(-\mu), \quad (46)$$

Поменяем здесь местами μ и μ_0 и воспользуемся симметричностью $2^{-1}(\mu, \mu_0)$. Складывая результат с (46) и используя обозвачение (11), будем иметь ($\mu > 0$)

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

Разложение $g^{m}(\mu, \mu_{0})$ при $\mu < 0$ получается аналогично и в комбинации с (47) дает ($\mu > 0$)

$$(\mu \pm \mu_{2}) \varphi^{m} (\pm \mu_{2}, \mu_{0}) = \frac{1}{8} \sum_{n=[m]}^{\infty} \frac{2n+1}{x_{n}} c_{n}^{m} (\bar{\tau}_{n}^{m} (\mu) P_{n}^{*} (-\mu_{0}) \pm \bar{\tau}_{n}^{*} (\mu_{0}) P_{n}^{m} (-\mu_{0}).$$
(48)

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

Сравнение (36) и (48) показывает, что общая структура этих рядов одна и та же. Однако ряд (48) сходится медлениее, 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 инликатрисы по полиномам Лежандра имеется N+1 член, то согласно (36) рункцию р^m(µ, µ₀) можно выразить в замкнутой форме через первые N=|m|+1 коаффициентов ее разложения по функциям P_{m}^{m} (µ).

Изотропное рассеяние. При х(γ) = 1 интенсивность диффузного излучения не зависит от азимута, так что остаются только члены с m = 0. Функцино () для этого частного случая будем обозначать $H(\mu)$ (эту функцию) (), относящуюся к полному пространству, не нужно путать с обычной полупространственной H-функцией). Происхождение обозначения следующее. В дальнейшем (в статье 111) будет показано, что для бесконечной среды, так же, как и для полубесконечной, при произвольной индикатрисе рассеяния функции (μ) при любом $n, n = |m|, |m| + 1, \ldots$, выражаются через одну функцию $H^m(\mu)$, играющую более фундаментальную роль. чем функции $\phi_m^m(\mu)$. При изотропном рассеяния $\phi_0^o(\mu)$ совпадает с $H(\mu)$. Поатому используя обозначение $H(\mu)$ вместо $\phi_0^o(\mu)$, мы тем самым подчеркиваем, что никаких дальнейших упрощений, связанных с приведением к H-функциям, не существует. Верхний индекс⁰ для постоты записи будет везде опускаться, так что $H = H^o, \rho = \rho^o$ и т. д.

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

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

где Н(µ) определяется интегральным уравнением

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

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

Уравнение для функции источников при $x(\gamma) = 1$ согласно (18) есть

$$B(\tau, \mu_0) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_1(|\tau - \tau^*|) B(\tau', \mu_0) d\tau' + \frac{\lambda}{4} e^{\frac{-\tau}{\mu_0}} \vartheta(\tau), \qquad (51)$$

где

$$E_{\mathbf{t}}(t) = \int_{0}^{1} e^{-\frac{t}{p}} \frac{dp}{p}.$$
 (52)

Его решение имест вид

$$B(z, \mu_0) = \frac{\lambda}{4} \int_{0}^{\infty} \Phi(z-z') e^{-\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}} e^{-\frac{\lambda}{4}} e^{-\frac{\lambda}{4}} \theta(z), \qquad (53)$$

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

$$\Phi(z) = 2kB^{2}e^{-k|z_{1}|} + \frac{k}{2}\int_{a}^{b}R(\mu) e^{-\frac{k\pi}{2}\frac{d\mu}{\mu}},$$
 (54)

r ac

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

$$\frac{1}{4}H(\mu_0) = B(+0, \mu_0) + B(-0, \mu_0), \qquad (57)$$

что пместе с (53) дает

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

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

Вводя (54) в (58) и интегрируя, получаем Н(µ) в виде

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

rge

$$r(\mu) = \mu \frac{i}{2} \int_{0}^{1} R(\mu') \frac{d\mu'}{\mu + \mu'}.$$
 (60)

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

$$ik \int_{0}^{1} \frac{pH(p)}{1-k^{2}p^{2}} dp = 1.$$
 (61)

Это следует из (50) при и = 1/k.

Когда λ близко к единице (точнее, при $\mu = const \lambda \rightarrow 1$), из (59) находим

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

где через $r_{n}(\mu)$ обозначена функция $r(\mu)$ для $\lambda = 1$. Отметим, что

$$\int r_0(\mu) \, \mu d\mu = \frac{1}{2}, \tag{63}$$

$$\frac{1/3}{\sqrt{1-i}} = H(1) \rightarrow 2q \ (m), \quad \lambda \rightarrow 1, \tag{64}$$

где $q(\infty) = 0.710446...$ — постоянная Хопфа. Как видим. *Н*-функция, а следовательно и $p(\mu, \mu_o)$, при $\lambda \rightarrow 1$ 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 нем в виде полярных диаграмм даны графики р(ц. ц.) для $\lambda = 0.95$ и нескольких значений ц., указанных у кривых. Полярный угол $\vartheta =$ arc cos μ отсчитывается так. что $\mu > 0$ для излучения, распространяющегося в сторону нижней полусферы. На рис. 2 приведены полярные диаграммы р(µ. ц.)/р(1. µ.) для $\mu_0 = 1$ и

Таблица 1

ФУНКЦИИ $r(\mu)$ И $H(\mu)$

λ	1.0	0.95	0.90	0 85	0.8	0.7	0.6	0.5
14	(4) v	- (9) H(9)	$\left r\left(p\right) \right H\left(p\right)$	$r(p) \mid H(p)$	$r(p) \mid H(p)$	$r(y) \mid H(y)$	$r(p) \mid H(p)$	r (p) H (p)
0.05	0.0695	0.06721.4734	0.0617 1 3399	0.0622 1.2736	0.0595 1.2306	0.05401.1725	0.04801.1322	0 04131.1009
0,10	0,1077	0.10431.8744	0.10081.6121	0.09711.4846	0.09331.4023	0.0852 1.2944	0.0762 1.2218	0.0660 1.1070
0.15	0.1356	0.1316 2.2440	0.1274 1.8556	0.12311.6692	0.11851.5502	0.1087 1.3965	0.0976 1.2952	0.08491_2200
0.20	0.1576	0.1532 2.5910	0.1486 2.0791	0,14381.8358	0.1387 1.6818	0.12751.4855	0.1149 1.3581	0.10031.2649
0.25	0.1757	0.1710 2.9200	0.1661 2.2868	0.16091.9884	0.15531.8011	0.14331.5647	0.1294 1.4133	0.1133 1.3037
0,30	0.1909	0.1860 3.233	0.1808 2.4813	0,17532.1295	0.16951.9103	0.1567 1.6861	0.14191.4625	0.12451.3380
0.35	0.2040	0.19893.5330	0.1936 2.6644	U.18792.2609	0.1818 2.0110	0.16831.7011	0.1527 1.5068	0.13421.3687
0,40	0.2154	0.2102 3.8204	0.20472.8374	0,19882.3838	0 1925 2.1045	0.1786 1.7607	0-1623 1.5470	0.1429 1.3962
0.45	0.2255	0 2202 4.0965	0,21453.0015	0.20852.4993	0.20202 1917	0.1877 1.8156	0.17081.5837	0.15061 4213
0.50	.23444	0.22904.3623	0.22333.1573	0.2171 2.608.	0.2105 2.2733	0.1958 1.8665	0.1784 1.6175	0.15751.4442
0.55	0.2424	0.23074.618	0.23113.3058	0.2249 2.7107	0.2182 2.9348	0.2031 1.9138	0.18531.6487	0.1638 1.4652
0.60	0.2497	0.2441 4.8657	0.2382 3.4474	0.2319 2.8080	0.2251 2.4219	0.2098 1.9579	0.1916 1.6776	0.16951 4846
0.65	0.2562	0.2507 5.104	0.2447 3.5828	0.23832.9003	0_2314 2.4899	0.2159 1.9992	0.19731.7045	0.1747 1.5025
0 70	0.2622	0.2566 5.3354	0.25063.7123	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 5.5589	0.25603.8365	0.2495 3.0715	0.24252.6152	0.2266 2.0745	0.2075 1.7531	0.1840 1.5348
0.80	0.2728	0 2671 5.7753	80.26103.9554	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 5.9850	0.2657 4.0700	0.2591 3.9271	0.2519 2.7280	0.2357 2.1413	0.2161 1.7959	0.1919 1.5629
0,90	0,2818	0.27616.1884	U 2699 4.1799	0.26330.2998	30.2562 2.7804	0.2398 2 1721	0.2200 1.8154	0.19551.5757
0.95	0.2858	0 2801 6.3853	0.27394.2857	0.2673 3.3694	0.2601 2.8303	0.2436 2.2012	0.2236 1 8339	0.1988 1.5877
1.00	0.2896	0.2838/6.5773	3 0 . 2777 4 . 3877	0.27103.436	0.2637 2.8779	0.2472 2.2289	0.2270 1.8513	0.2019 1.5991



Рис. 1.

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



Автор признателен А. Б. Шиенвансу за вычисление И-функций.

Аснинградский государственный университет

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ. 1 271

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 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ (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.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев. Рассеяние света в атмосферах планет. Наука, М., 1972

- K. M. Case, F. de Hoffmunn, G. Placzek, Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1953.
- 1 Б. Дзансон, Теория переноса неитронов, Атомиздат, М. 1960.
- 4 B B Cofones. JAH CCCP, 129, 1265, 1959.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAH, 1976

ВЫПУСК 2

ПЕРЕНОС ПЗАУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

М М БАСКО

Полічника з реврахв 1975 Пересмотрена 8 мая 1975

В сихьном магнитном поле сечения элеканарных процессов взаимодействия излувеществом заявлят от угла между направуением поля и распространения элекмагнатиотной волны. Аум решения уровнения переноса в этом случае примениям меторазработанные при научении переноса в эличения в занинях. Подробно рассмотроч поской посубесконечной атмострат постоянным потоком уучистой анергия и и и пилальным распределением перенияму источников. Направуенность выходящего чинальным распределением перенияму источников. Направуенность выходящего чина и распределение плотичети кучистой янергии в атмосфере выражения чере: чидие Чандрасекара. В случае предукты сильного поля. - - - - - 0. И--функциаштама числению. Здескур. - И 2топ, с. - - - промастога заскоромов.

Общепринятая модель рентгеновского пульсара в двойной системе одится к следующему: на вращающуюся замагниченную нейтронную взду падает вещество, перетекающее с нормальной компоненты пары. Магнитное поле направляет падающее вещество в область магнитных поков, предстазляющих собой в этом случае яркие горячие пятна на порхности нейтропной звезды. Рентгеновское излучение, идущее от этих ятен, пульсирует на частоте вращения нентронной звезды. Сравнение с анными наблюдений показывает, что для объяснения наблюдаемой форчы рентгеновскых импульсов необходимо предположить, что излучение горянок яятен направлено.

Если магнитное поле на поверхности нейтронной звезды достаточно илико. $H \gtrsim 10^{12} \div 10^{13}$ ис. и с $H/2\pi m_* c$, то сечения рассеяния и поглощения излучения становятся анизотропными [1]. В данной работе приводится решение задачи о переносе излучения в плоской атмосфере с инзотропными сечениями, угловая зависимость которых имеет вид (1)— (4). На этом решении основана модель карандашной диаграммы направленности излучения аккрецирующих рентгеновских пульсаров, подробны обсуждающаяся в [2].

1. Сечения элементарных процессов. Наибольший практический интерес представляют два основных процесса, дающих вклад в непрозрачность атмосферы: тоомозное поглощение и томсоновское рассеяние. В магнитоактивной плазме независимо друг от друга распространяются два типа электромагнитых воли: «обыкновенная» и «необыкновенная» — каждая со своей поляризацией. В пределе экстремально сильного маснитиного поля, когда во всем изтересующем нас диапазоне частот $v \ll v_H$, т. е. когда $kT. \ll k_H$ генерацией необыкновенной волны можно пределе. Козффициент тормозного поглощения и дифференциальное сечение рассеяния обыкновенной волны в этом пределе принимают има [1, 3]:

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

$$d\circ_*\left(\theta - \theta^*\right) = \frac{3}{8\pi}\circ_T \sin^*\theta \sin^*\theta^* d\Omega^*. \tag{2}$$

Здесь и ниже предполагается, что магнигное поле направлено вдоль осн 2, которая нормальна к плоскости полубесконечной атмосферы: полярные углы θ и θ' измеряются по отношению к этой же оси: $k_{ff}^{(r)}(v)$ — коэффициент тормозного поглощения в отсутствие магнигного поля, $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-6}$ см² — сечение рассеяния Томсона.

Понятие плоской полубесконечной атмосферы с сечениями вида (1)— (2) не вполие корректно, поскольку оптическая толща гакой атмосферы вдоль направления $\theta = 0$ равна $=_{1/2} = =_{-} = 0$, тогда как вдоль любого другого направления $\theta = 0$ эта толща $=_{-} = \infty$. Чтобы избавиться от этой некорректности, а заодно и оценить влияние малой, но конечной величним отношения \sqrt{v}_{μ} , введем малый параметр $e = (v/v)_{\mu}^3$ и примем следующий вид угловой записимости сечений элементарных процессов:

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

$$d\sigma_{s} \left(\theta - \theta' \right) = \frac{3}{8\pi} \left(1 - \frac{3}{2} z \right)^{-1} \sigma_{\gamma} \left(\sin^{2} \theta + z \right) \left(\sin^{2} \theta' + z \right) d' \Omega.$$
 (4)

Хотя пыписанные пыражения и не представляют собой точный вид разложения соответствующих сечений вплоть до первого порядка малости по (v/v_n)³, тем не менее они качественно правильно описывают поведение этих сечений вблизи малых углов 0 << 1.

Уравнение переноса и интегральные уравнения стационарности.
 Уравнение переноса в плоской полубесконечной атмосфере, основной вклад

я непрозрачность которой дают тормозное поглощение и томсоновское расссяние с сечениями вида (3)—(4), имеет вид

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

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

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

Здесь $\mu = \cos \theta$, $I(\mathbf{v}, z, \mu)$ — интенсивность излучения, $k_T(z) = z_T N_s(z)$ н $k_{ff}(\mathbf{v}, z)$ — коэффициенты непрозрачности атмосферы и отсутствие магнитного поля (индекс "0" у $k_{ff}^{(i)}$ (v. z) в дальнейшем опускаем), $B(\mathbf{v}, T_s)$ — интенсивность равновесного чериотельного излучения с температурой T_s . Множитель 1/2 перед $B(\mathbf{v}, T_s)$ учитывает тот факт, что мы пренебрегли генерацией необыкновенной волны, и поле равновесного излучения содержит лишь одну поляризацию, соответствующую щую обыкновенной волие.

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

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

переписываем (5) в виде

$$\frac{\mu}{1-\mu^{2}+\epsilon}\frac{\partial I(\tau,\mu)}{\partial \tau} = I(\tau,\mu) - (6)$$

$$\frac{k_{T}}{k_{T}+k_{ff}}\frac{3}{4}\left(1+\frac{3}{2}\epsilon\right)^{-1}\int_{-1}^{+1}(1-\mu^{\prime 2}+\epsilon)I(\tau,\mu^{\prime})\,d\mu^{\prime} - \frac{k_{ff}}{k_{T}+k_{ff}}\frac{\tau T_{*}^{4}}{2\epsilon}.$$

Здесь $I(z, \mu) = \int_{0}^{\infty} I(v, z, \mu) dv, z$ — постоянная Стефана-Больцмана.

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

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

$$S(\tau) = \frac{k_T}{k_T + k_{II}} L(\tau) + \frac{k_{II}}{k_T + k_{II}} \frac{\sigma T_{\tau}^2}{2\pi}.$$
 (8)

Тогда уравнение переноса (6) может быть записано в виде

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

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

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

rle

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

Ядро К. (т) нормировано обычным образом:

$$\int K_{i}(z) dz = 1.$$

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

$$S(z) = \frac{k_T}{k_T + k_{ff}} \frac{1}{2} \int K_i(|z - z|) S(z) dz + \frac{k_{ff}}{k_T + k_{ff}} \frac{T}{2z}.$$
 (12)

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

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

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

Здесь $\pi F(z) = 2\pi \int_{-\infty}^{1} u I(z, u) du$ — 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 я данной статье задача во многом напоминает задачу о переносе излучения в линии: подобно тому, как в далеких комльях линии фотоны могут свсбодно выходить из глубоких слоев атмосферы, в сильном магнитном поле фотоны свободно выходят из глубоких слоев пои малых углах 0, если только $\varepsilon < \theta^2$ (в частности при $\varepsilon = 0$). Эта аналогия позволяет воспользоваться для решения уравнения (13) (которое отличается от аналогичных уравнений, описывающих перенос излучения в линиях и при монохроматическом консервативном рассеяния, лишь видом ядра К. (т)) тем математическим аппаратом, который был развит в работах В. В. Соболева и К. Кейса (К. Case): подообную библиогоафию см. в [4]. Как будет видно из дальнейшего, в математическом отношении рассматриваемая задача представчяет собой промежуточный случай между монохроматическим рассеянием и переносом в линии. Поэтому все время будет проводиться сравнение с этими двумя коайними случаями: индексом «S» будут обозначаться все Функции, описывающие монохроматическое консервативное рассеяние, а индексами «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 К.(т) представляется в стандартном виде суперпозиции экспонент

$$K_{*}(z) = \int_{0}^{\infty} e^{-i t x} G_{*}(x) \frac{dx}{x}, \qquad (14)$$

 $r_{Ae} \ s = p/(1 - \mu^2 + z), a$

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

Асимптотическое поведение $G_{t=0}(x) = G_0(x)$ и $K_{t=0}(t) = K_0(t)$ при $x \to \infty$ в сравнении с изученными ранее (см., например, [4]) аналогичными асимптотиками имеет вид:

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

$$K_{*}(z) \sim \frac{e^{-z}}{z}; \quad K_{0}(z) \sim \frac{3}{2z^{2}}; \quad K_{B}(z) \sim \frac{1}{2z^{2}r^{2}\pi \ln z}; \quad K_{\delta}(z) \sim \frac{1}{3r^{2}\pi \pi^{3/2}};$$

Если 0 $z \ll 1$, то при $1 \ll z \ll z^{-1}$, ядро $K_{1}(z) \sim 3/2 z^{3}$, а при $z \gg z^{-1}$ оно убывает экспоненциально, $K_{1}(z) \sim \frac{3}{4} \frac{z}{z} \in 0$ Отметим, что рассматриваемая задача не сводится полностью к задаче о переносе излучения в линим с определенным профилем, поскольку для ятого необходимо $G_{z}(z) = const$ при 0 < x < 1. Асимптотическое поведение $G_{0}(x) \sim (3/4)x^{-3}$ 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 резолленту Г. (т. т.):

$$S(\tau) = S^*(\tau) + \int_{0}^{\infty} \Gamma_*(\tau, \tau) S^*(\tau) d\tau;$$

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

Резольвента $\Gamma_{t}(z, z')$ выражается через резольвентную функцию $\Phi_{t}(z) = \Gamma_{t}(z, 0) = \Gamma_{t}(0, z)$:

$$\Gamma_{v}(z, z') = \Phi_{v}(|z-z'|) + \int_{0}^{z'+1} \Phi_{v}(z-t) \Phi_{v}(z'-t) dt,$$

которая в сною очередь удовлетворяет интегральному уравнению

$$\Phi_{i}(z) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} K_{i}(|z-\bar{z}|) \Phi_{i}(\bar{z}) d\bar{z} + \frac{1}{2} K_{i}(z).$$
(16)

Преобразование Лапласа от Ф.(1) приводит к хорошо известной И-функции Чакдрасекара:

$$H_{t}(x) = 1 + \int_{0}^{t} \Phi_{t}(t) e^{-t/s} dt, \qquad (17)$$

которая удовлетноряет нелинейному интегральному уравнению

$$H_{t}(x) = 1 + \frac{1}{2} x H_{t}(x) \int_{0}^{\infty} \frac{H_{t}(l) G_{t}(l)}{x+1} ds.$$
 (18)

Это уравнение можно также переписать в виде

$$H_{i}(x) = \frac{2}{\int_{0}^{\infty} \frac{1}{1+x} H_{i}(z) G_{i}(z) dz}$$
(19)

В дальнейшем нам понадобится функция *P*. (т. *x*), удовлетворяющая интегральному уравнению

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

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

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

Таким образом, решение уравнения (13) эквиналентно нахождению

H-функции *H*.(*x*), удовлетворяющей уравнению (18). Из (18) и (19) видно, что *H*.(*x*) в интервале $0 \le x \le \infty$ монотонно возрастает от *H*.(0) = 1 до *H*.(∞) = ∞ , и

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

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

$$H_{\epsilon}(\mathbf{x}) \sim \frac{2\mathbf{x}}{\int\limits_{0}^{1/\epsilon} \mathbf{i} H_{\epsilon}(\mathbf{i}) G_{\epsilon}(\mathbf{i}) d\mathbf{i}} = \frac{2}{a_{1}(\mathbf{i})} \mathbf{x}.$$

Перный момент H-функции $2_1(z)$ слабо зависит от при 1 его можно оценить численно, положив $G_4(x) = G_0(x)$ и $H_1(x) = H_0(x)$ в интервале $0 \le x \le z^{-1}$. Такие оценки показывают, что $2_1(0.01) = 3.4$, а $2_4(0.0001) \simeq 4.3$. При 1 $x \ll z^{-1}$ функция $H_1(x) \sim \frac{2}{1.3} x/\sqrt{\ln x}$.

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

а) Постоянный поток лучистой энергии, F = const. В этом случае уравнение (13) становится однородным. Дифференцируя его по т и сравнивая результат с (16), заключаем, что $dS(\tau)/d\tau = S(o) \Phi_{\star}(\tau)$, откуда

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

Интенсивность выходящего излучения имеет вид:

$$I(0, \mu) = \frac{3}{4} \left(1 + \frac{3}{2} z \right)^{-1} \frac{F}{\sigma_1(z)} H_s \left(\frac{\mu}{1 - \mu^2 + z} \right).$$
(2.4)

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

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

Интенсивность выходящего излучения дается выражением:

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

Из (24) видно, что угловое распределение выходящего излучения при $\varepsilon \ll 1$ является существенно анизотропным; диаграмма направленности относнтся к типу «карандашных». Угловая полуширина «карандаша» $b_0 \sim 1$. Если в (24) перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$ при фиксированном потоке l, то диаграмма направленности примет вид $l(o, \mu) = 1/2F\delta(1-\mu)$. С другой стороны, выражение (24) есть предельный случай днаграммы (26) при



mmmmmmmmmmmmmmmmmm

Рис. 1. Индикатриса пропитегрированной по частоте интексивности излучения, выходящего из чисто рассемвающей атмосферы с сечением расседния (2). Сплошияя лииия — законовещияльное распределение первичных источников. Штриховая ликия.— постоявный поток лучистой внергия. Пунктирияя линия.— постоянный поток лучистой внергия в атмосфере с изотропным сечением расседния.

т_е→∞. 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_е→∞. На этом же рисунке для сравнения приведена индикатриса выходящего излучения в случае монохроматического консервативного рассеяния, когда поток лучистой энергии в атмосфере постоянен. В этом, хорошо изученном случае, $l_*(0, \mu) =$ (1 3 4) *FH*_{*}(μ), где = *F* — постоянный поток энергии, а *H*_{*}(μ) — функция Амбарцумяна.

В случае экспоненциального распределения источников энергии диаграмма направленности выходящего излучения (26) зависит от двух параметров: е и т_и. При т_и « e^{-1} форма диаграммы определяется лишь значеинсм т_и; угловая полуширина «карандаша» $\theta_a \sim 1/1 = 0$. Индикатриса пыхолящего излучения при e=0 и т_и = 20° представлена на рис. 1 сплошной лиинен. В обратном пределе т индикатриса (26) переходит в обсужданпоуюся ранее индикатрису (24).

4. Случай предельно сильного поля, → µ → 0. Переход к пределу г→0 не приводит к появлению каких-то особенностей ин в основном интегральном уравнении (13), ни в последующих выкладках. Поэтому случай ε=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 $H_n(o) = 1$ до $H_n(\infty) = \infty$. При $x \gg 1$ асимптотическое поцедение $H_n(x)$ имеет вид^{**}

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

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

$$\int_{0}^{\infty} \frac{\overline{\varepsilon}}{\overline{\varepsilon}+x} H_0(\overline{\varepsilon}) \ G_0(\overline{\varepsilon}) \ d\overline{\varepsilon} = \int_{0}^{1} \frac{\overline{\varepsilon} H_0 G_0}{\overline{\varepsilon}+x} \ d\overline{\varepsilon} + \int_{1}^{\infty} \frac{\overline{\varepsilon} H_0 G_0}{\overline{\varepsilon}+x} \ d\overline{\varepsilon}.$$

Сразу ясно, что при $x \to \int \frac{H_nG_n}{1+x} a^2 \sim \frac{1}{x}$, тогда как

Значение т. 20 соответствует длине пробега ~ 50 г/см², на которои быстрые протоны, движущиеся и плазме вдоль направления магинтного поля, останавливаются за счет ядерных столкновений; подробнее см. [2]

Автор выряжает благодарность В. В. Иваноцу, указавшему на наличне дамной асполтотный и предложнишему се кратний вывод, изложенный ниже.

$$\int_{0}^{\infty} \frac{\frac{\varepsilon_{n}H_{0}G_{n}}{\varepsilon_{1}+x}}{\frac{1}{\varepsilon_{1}} - \frac{3C}{2}} \int_{1}^{\infty} \frac{d!}{\frac{\varepsilon_{1}}{\varepsilon_{1}+x}} = \frac{3C}{2} \int_{0}^{\infty} \frac{l!}{(x+\varepsilon)^{\varepsilon}} d\varepsilon =$$
$$-\frac{3C}{2x} \int_{1}^{\infty} \frac{l!}{(1+t)^{\varepsilon}} dt \sim \frac{3C}{2} \frac{l!}{2} \frac{\ln x}{x}.$$

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

Функция H_s(x) была рассчитана численно. При втом использовалось интегральное представление [4]:

$$H_{0}(x) = \exp \left| -\frac{1}{\pi} \int \frac{\ln [1 - V_{0}(1/x)]}{1 + 1} dx \right|$$

гле

$$V_{\psi}(a) = \int_{0}^{a} \frac{G_{\psi}(t)}{1 + a^{2}t^{4}} dt.$$

Рассчитанные значения $H_{e}(x)$ в широком интервале изменения х приведены в табл. 1. В интервале $5 \le x \le 10^4$ результаты расчетов можно представить с точностью ~ 1% в виде аппроксимационной формулы

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

Для сравнения приведем асимптотики хорошо изученных И-функции:

$$H_{t}(x) \sim \sqrt{3} x; \quad H_{D}(x) \sim 2\pi^{-14} x^{3/2} (\ln x)^{1/4}; \quad H_{k}(x) \sim \left(\frac{9}{2}\right)^{1/4} x^{1/4}.$$

Следствием того, что $\lim_{x \to 0} H_0(x)/x = 0$, является своеобразная качественная особенность диаграммы направленности (26): в центре "карандаша" присутствует "дырка", поскольку $\lim_{x \to 0} I(0, \mu) = 0$ (см. рис. 1). Полуширина "дырки" $\theta_h \sim 1/1$ $\overline{x_h}$, где $H_0(x_h)/x_h \sim (1/2) H_0(\tau)/\tau_0$. 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 x)	x	$H_{\phi}(x)$	in (20 x)	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	Ü.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	9.0	405.2	206	
4.2	3.334	4.56	9.2	494.9	247	
4.4	4.073	5.16	9.4	604.4	296	
4.6	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 лучистой энергии $s_{ij}(z) = \frac{4\pi}{c} f(z)$, где $f(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{z} f(z, \mu) d\mu - c$

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

нохроматического рассеяния, в данном 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 $(1 - \mu^2) = \sin^2 \theta$. Ограничнаялсь приближенными оценками и, (z), мы положим z, $(z) \simeq$ $\simeq (4 - c) L(z)$ (аналог зддингтоновского приближения). Отметим, что если $f(z, \mu)$ изотропна, то f(z) = L(z); с другой стороны, численные оценки для $f(0, \mu)$ вида (26) при $z_0 = 20$ показывают, что на внешней границе атмосферы z = 0, где поле налучения обладает максимальной анидотропией, L(0) отличается от f(0) всего на $25^{\circ}/c_0$.

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

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

6) при экспоненциальном распределении источников внергии $F(z) = -F_{F} z^{-z_{0}}$

$$L(z) = \frac{3}{8} \frac{F}{z_0} \left[[H_0(z_0) - 1] e^{-z_0 z_0} - H_0(z_0) \int_{0}^{z_0} \Phi_0(t) \exp\left(-\frac{z - t}{z_0}\right) dt \right], \quad (30)$$

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

$$\Phi_{0}(z) \sim \frac{2}{V_{3} \ln z}$$
(31)

Отсюда следует, что при экспоненциальном распределении первичных источников lim 1, (τ) = lim L (τ) = 0. Для сравнения напомним, что в случае обычного монохроматического консервативного рассеяния lim $f(\tau) = \frac{1}{4}$ FH_{*} (τ_0).

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

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

316-7

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:

$$L(\tau) \simeq \begin{vmatrix} L(0) H_{0}(\tau), & \text{Korga } F(\tau) = \text{const;} \\ \frac{3}{8} F \left[\frac{H_{0}(\tau_{0}) H_{0}(\tau)}{2} - \frac{e}{2} \right] & \text{Korga } F(\tau) = Fe^{-1} \end{cases}$$
(33)

Функция е. (т.), рассчитанная согласно (33) для случая $F(\tau) = Fe^{-4\pi}$, приведена на рис. 2. Для сравнения приведено также распределение плотности лучистой анергии в случае обычного консервативного рассеяния, рас-



Рис. 2. Плотность лучистой внергин (т) (мормированная на 2дF/с) нак функция пличиской толщи при якспоненциальном распределении перанчима источников в авух пределения случаях: 1) сечение рассеяния наотропио; 2) сечение рассеяния имеет вид (2).

считанное согласно выражению, вналогичному (33). Из рис. 2 видно, что приближение (32) должно быть очень хорошим при т≪т, и при т≫т...

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, аффективно ви-

дит слон τ~сьяθ/sin²θ, следовательно интенсивность воспринимаемого им излучения /(о, μ) пропорциональна плотности лучистой энергии на этой глубние.

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

Институт космических исследования 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 $v/v_H \rightarrow 0$ of an extremely strong magnetic field. Here $v_H = H/2=m.c$ is the electron gyrofrequency.

ЛИТЕРАТУРА

1. 1. Canuto, J. Lodenquat, M. Ruderman, Phys. Rev. D., 3, 2303, 1971.

- 2. M. M. Баско, P. A. Сюмяев. Astron. Astrophys., 42, 331, 1975.
- 1. Ю. Н. Гисдин, Р. А. Сюмясо, ЖЭТФ. 65, 102, 1973.

4. В. В. Иланон, Перенос излучения и спектры небесных тел. Наука, М., 1969.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAH. 1976

ВЫПУСК 2

О ЗОНАХ ПОНИЗАЦИИ ВОКРУГ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

P. M. TOMOBOB

Полтона, 5 мреля 1975 Пересмат, с. 5. ситября 1975

Соматривается задача со состать стадиноварных зон полизации рептесновчением время волошех а то V Сей. Оцениваются позможности с с им сечение али ПИ в управа с ода с помощью современной аппаратуры.

Понск зон новизации вокруг вспыхивающих звезд типа UV Ceti предчистся в последнее носмя чень актуальной задачей, поскольку по свеотно таких он в володова линиях можно судить о механазме вспыи их энерговыделении в форме жесткого издучения и энергичных потац. Пока такие зоны вокруг ближайших вспыхивающих звезд не обна ужены [1-3], тем не менее, расчет их физических параметров с испольчания современных данных о межденская средставляется несты матательным для выяснения наблюдательных возможностей. Впервые пообная задача была рассмотрена А рест-Цукерман [4], где предполагачто свечение околозпезаного в щества в линии водорода Н вызваплатоком протонов с энергиями от 10 до 10 Мая. ускоренных во илинике. Влияние протяженных инстинк слоев звезды (хромосферы и коины) при этом не учитывалось, хотя, как показывают оценки, потери претин протонами в указанном лиалазоне энергий на соударения в горянії плазме короны звезды могут быть существенными. В данной заметке Паст предполагаться, исходя из аналогии между солнечными вспышками и прывными прорессами на звездах LV Ceti [5, 6], что основным нонизи-Вющим фактором является рентгеновское излучение.

Всплески мягкого рентгеновского излучения от вспыхивающих звезд тока не наблюдались. Существующая аппаратура способна зарегистрироать поток радиации в этом днапазоне, в 10⁴ раз превышающий поток в птической области спектра. По-видимому, реальные величины потокоз рентгеновских квангов от звездных вспышек ниже порога чувствительности 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⁻⁻⁻ spi/см². Эта величина приводит к разумному значению полной знергии вспышки звезды UV Cetl = L-726-8 – 10¹⁰ эри [расстояние до этон звезды оценнвается в 2.7 nc], однако, если принять среднее расстояние до других вспыхитающих звезд порядка 100 nc. то энерговыделение в источнике достигиет величины 10¹⁰—10¹⁰ эри, что вступает в противоречие с гипотезой об электромагнитиой природе вспышек звезд типа UV Cetl. Бричер и Моррисон [8], обходя ату трудность, считают, что излучение звездных вспышек в у-диапазоне обладает высокой степенью анизотропии и генерируется в сигантских магнитых структурах, подобных солнечным корональным стримерам. Интерпретации звездно-вспышечной природы у-всплесков посвящена также работа Карицкон [9].

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

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

которое в силу малой плотности газа очень велико и заведомо превосходит пременной интервал между вспышками, так что среда «помнит» большое количество вспышек. Оценим влияние понизирующей радиации от самой звезды в «спокойном» состоянии в предположении планковского слектра. Параметры самой UVCeti [11] таковы: масса $M_a = 10^{27}$ г, радиус $r_a \approx 4.5 10^a$ см, ускорение силы тяжести на понерхности $a \approx 3.3 \cdot 10^3$ см см², температура $T_a \approx 3000$ К, светимость $L_a \approx 10^{23}$ арг сек. Радиус зоны ионизации г_о покруг звезды определяется пыражением [12]:

$$r_{*} = \left(\frac{3r^{2}\Phi(T_{*})}{4km^{2}}\right)^{1.3},$$
 (2)

где

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

Здесь $k \approx 10^{-1}$ см² — средний коэффициент поглощения за границей лаймановской серии, рассчитанный на 1 атом, $Z_1 = 2 \cdot 10^{-11}$ эрл — потенциал ионизации подорода, и статистические веса нозбуждениого и основного состояний атома нодорода, *T*, 10¹ К. Расчет по

формулам (2) и (3) с $n_r = 2 \cdot 10^{-2} \, cm^{-1}$ и $n_r = 20 \, cm^{-3}$ дает $r_n^{(1)} = 4 \cdot 10^{12} \, cm \sim 10^2 \, r_n$ и $r_n^{(2)} = 5 \cdot 10^{10} \, cm \sim 10 \, r_n$ (оценки сделаны без учета вклада горячей короны звезды). Таким образом, собственное УФ-налучение холодной звезды способно нонизовать водород лишь и непосредственной ее окрестности и, естестненно, его роль в создании стационарной зоны ионизации пренс5режимо мала.

Перейдем к оценке вклада горячей короны звезды в состояние нонизащин межавездного газа. Сюняевым [13] было отмечено, что излучение горячих корон звезд спектральных классов F-G, наряду с космическими лучами и вэрывами сверхновых, может определять состояние ионизации межавездного газа в синральных 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 дренф по частотам [14]. Корональные температуры определяются гравитационными потенциалами звезд [15], величины которых у карликов dM. близки к солнечной, т. к. m. /r. ~ M. /R . Точно оценить разнацию в рентгеновской области спектра от звездной короны затруднительно, поскольку она зависит от диссилации потока МГД воли от конвективной зоны. Псэтому 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. - 10²³ 10⁴ эри/сек (полная светимость UVCeti L. ~ 1019 эрг/сек); эффективная энергия рентгеновских фотонов = 0.3 кэв. Рассмотрим уравнение нонизационного равновесия, когда число понизаций в единицу премени равно числу рекомбинаций:

$$a(T_{r}) 4\pi r^{2} N_{L} = m_{r}^{2} \frac{4\pi r_{1}^{2}}{3} (r_{r} - r_{1}).$$
(4)

Здесь $z_1 = z_1 \simeq \frac{2.5 \ 10^{-11}}{V T_c} \ cm^3/cek$ – коэффициент рекомбинации на возбужденные уровни, s_0 – раднус зоны ионизации, N_L – число ионизирующих квантов, определенное выражением:

$$N_{L} = \frac{L_{*}^{*}}{4\pi r_{*}^{2}}$$
 (5)

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

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

$$s = \left[\frac{3a(T_{*})L_{*}^{*}}{4\pi v(x_{1}-x_{1})}\right]^{1.5} n_{*}^{-2.3}.$$
 (5)

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

 $z_{e} = 4 \cdot 10^{-14} \ln e E^{2}(38) \simeq 2 \cdot 10^{-12} / E^{2}(38) c x^{2}$ (6) а сечения ионизации и возбуждения примерно ранны - = = 0.75 - a2 . Отсюда получаем, что при выполнении условия $n_{H}^{I}n_{I} > \tau_{I}^{I} \sim \frac{2 \cdot 10^4}{2}$ вторичный электрон с Е 7, затрачивает треть своей энергии на ионизацию нейтральных атомов и тогда $a(T_*) = \frac{1}{2} s \mathcal{I}_1 \simeq 7.3$. Подставляя в (6) 7, 10⁴ К, получаем раднус зоны стационарной нонизации $s_0 \simeq 3 \, 10^{12} n_{-}^{-2.3}$, при $n_s \simeq 1 \, c.M^{-3}$, $s_0 \simeq 3 \cdot 10^{15} \, c.M = 200 \, a. e.,$ а при более низкой плотности межзвездного газа so = 10° а. е. – величину, совпадающую с размером статической зоны "НШ для Солнца. Поскольку s_0 слабо зависит от L_1 т. е. $s_0 > L^{k_1 + 1}$, то неудивительно, что при определенном выборе п. излучение горячей короны звезды dMe ионизует среду на таком же расстоянии, что и Солнце. Таким образом, можно ожидать, что налучение корон красных карликов с мощными конвективными зонами способно создавать протяженную зону стационарной нонизации.

Особо следует остановиться на взаимодействии звездного ветра с межзвездным веществом, приводящем к образованию ударных волн. В солнечной системе фронт ударной волны на границе между солнечным встром и межзвездной средой находится на расстоянии 30—300 а.е. от Солица [16]. Скорость потери массы вспыхивающими звездами на два порядка превы-

шает солнечную $-\frac{dM}{dt} \approx 10^{-11} - 10^{-12} M./год$ [1]. Плотность ветра

п. на расстоянии г от звезды меняется по закону

$$n_{\pi} = \frac{dM/dt}{4\pi r^2 m_{\mu} v_0}$$

(для оценок примем $v = 500 \ \kappa m/cek, \ dM/dt$ (UVCeti) — 10⁻¹² *M. гол*), тогда динамическое данление ветра $p_s = 10^{-6}/r^2$, где r измеряется в астрономических единицах. Среднее давление межанездного газа p со-

ставляет $p \approx 10^{-12}$ лин/см² с учетом вклада космических лучей малой энергии. Сравнивая p_{a} и p_{a} получаем, что $r \approx 10^{1}$ a. e. Таким образом, знездный ветер с учетом потери массы от испышек может быть остановлен межзвездной средой на расстоянии, сравнимом с размером стационарной зоны ионизации реитсеновскими 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 вспышек по аналогии с солнечными, т. с. 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, ускоряющен частицы до высоких -исогии [5, 17]. Из энергетики вспышех следует, что, по-видимому, пронесс аннигиляции происходит в более плотной плазме 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 приводит к небольшим колебаниям яркости звеза, причем мощные вспышки, как правило, наблюдаются в периалы 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 десяткой тысяч гаусс. Анингиляция полей такой напряженности в объеме с линейными размерами / ≈ 10° см ~ 0.1 г. приводит к величине энергии, близкой по порядку величины и в ряде случаев превосходящей энергию мощной вспышки в оптическом диапазоне 10¹⁰ — 10¹⁰ врз. Предположим, исходя ил средней продолжительности вспышки и временного интервала между вспышками, что в среднем звезда выделяет в рентгеновском диалазоне длин воли мощность $L_{a} \simeq 6 \cdot 10^{42} - 6 \cdot 10^{42}$ вријсек (промежуток времени между вспышками здесь принят равным 5 час). Следует заметить, что. согласно последним результатам исследований активности Солица, энергия солнечных магнитных полей в результате разнития неустойчивостей различных типов в турбулентной плазме токовых слоев эффективно передается быстрым частицам (в основном, электронам), которые, распространяясь от области ускорения в плотные слон атмосферы Солнца, генерируют излучение в оптической, рентгеновской и радно-областях слектра, т. с. привадят к явлению вспышки. В оптическом и рентгеновском диалазонах длин воли выделяется примерно по 10% энергии, заключенной в ускоренных электронах. Поскольку энерговыделение вспышек звезд UV Ceti регистрируется в основном 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 величным 10¹¹ эрисек. Оценим возможности наблюдений зон H11, образованных вспышечным излучением. Современяме приемники излучения (например, эталон Фабри-Перо в комбинации с ЭОП), при меняемые для наблюдений слабых протяженных объектов [21], способны зарегистрировать свечение в линии Н. от зоны HII с мерой эмиссии *ME* 50. По определению, мера эмиссии *ME* $2s_9n^{-2}$, где s_0 выражено в парсеках. Из (6) получаем:

$$ME = 0.2 n_r^{4.5} \left(\frac{L_*}{10^{30}} \right)^{1.5}$$

Здесь п, ~п, н см 3, L. измеряется в spilcer. Отсюда легко заключить. что наиболее благоприятными для наблюдений будут плотные зоны НП, облучаемые звездой, имеющей большую средневспышечную светимость. Например. при п_н = 10 см 3, L ~ 10²¹ эри/сек, ME ≈ 10, что недостаточно для уверенной регистрации, а при п_и = 50 с.м.³ ME = 80: такой источник может быть замечен при условии, если его угловой размер = 1'. Нужно добавить, что давление горячего ионизованного газа в области НП, не сбалансированное давлением холодного газа НІ, может приводить к движению межэвездного вещества [22]. При этом уменьшается поглощение жестких квантов и они распространяются дальше, нонизуя новые слон, и размеры зоны ионизованного водорода возрастают; при обтекании иснизационным фронтом холодных облаков большой плотности образуются яркие пограцичные ободки — римы. Таким образом, можно сделать вывод, что месы амиссии зон HII, образуемых наиболее мощными вспышками звезд типа UV Cell, находятся в пределах наблюдательных возможностен 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 Hll in hydrogen lines by means of contemporary techniques are evaluated.

ЛИТЕРАТУРА

- А. Боярчик и сб. «Космическая газодинамика», под ред. Х. Дж. Хабинга, Мир. М., 1972. стр. 324.
- 2. Р. Е. Гершберт. Всимшки красных кархиковых авеад. Наука, М., 1970, стр. 146
- Г. А. Гурзалян. Вспыхникощие знезды, Наука, М., 1973.
- M. C. Lortet-Zuckermann, Kleine Veralfentlichungen der Remeis-Sternwarte Bamberg Bd. IV, No. 40, 30, 1955; CR, 260, 6534, 1965.
- 5. R. E. Gernhberg, S. B. Pikelner, Comm. Astrophys. Space Phys., 4, 113, 1972.
- 6. Р. Е. Гершберг, Доклад на 67 Симполнуме МАС, М., 1974.
- 7 T. L. Cline, U. D. Desai, R. W. Klebesadel, I. B. Strong. Ap. J. 185, 1, 1, 1973.
- 8 K. Brecher, D. Morrison, Ap. 1., 187, 1. 97, 1974.
- 9 Е. А. Калициная. 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. Соболея, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
- 13. Р. А. Сюняса, Астрон. в., 46, 929, 1969.
- 14. F. D. Kahn, Nature, 222, 1130, 1969.
- 15. С. Б. Пикельнев. ДАН СССР, 72, 255, 1955.
- 16 Р. Люст. в св. Космическая газодинамина», под ред. Х. Дж. Хабинга, Мир. М., 1972, стр. 300.
- 17 В М Томолов. Астрон. ж., 49, 802, 1972.
- 18 /1 (D. Hytaunov, Han. KpAO, 48, 3, 1973.
- 19. B. W. Bopp. D. S. Evans, M. N., 164, 343, 1973.
- 20. D. J. Mullun, Ap. J., 192, 149, 1974
- 21. Т. А. Лозинская, Астрон. ж., 46, 730, 1969
- 22 С. А. Каплан. С. Б. Пиксльнер. Межанезаная 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 нюля 1975

Понязано, что холодные компактные области НП, возбуждаемые поздними О в ранчими В звездами, располагаются преимущественно во внутренних спиральных рукавах Галактики, т. е. в рукавах Наугольник-Щит в Стрелец, в то время как горячие, возождземые раниции О-звездами, преимущественно в рукаве Кихон-Асбедь.

В предыдущен работе автора [1] по данным радноконтинуума были получены распределения электронной температуры и плотности в зависимости 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 Т сс >7000°К, и (2) холодные. с Т сс ≤7000°К. Высказыилось предположение, что различие электронных температур в областях НП, принадлежащих разным группам, определяется, в основном, спектральным составом нонизующего излучения. Поскольку значения влектоонтой температуры вычислены нами по наблюдениям в радноконтинууме, заансимость электронной температуры от спектра возбужлающих авезл предоставляет возможность грубон спектральной классификации возбужлающих звеза по радноданным, свободным от поглощения в межэлездной среде, что особенно важно для гигантских областей НП, половина из когорых вообще не отождествляется с какими-либо следами оптического излучения. Поэтому в настоящей работе это предположение обсуждается в свете новых данных, а также исследуется пространственное распределение областей НП разных типов в Галактике

Остановимся прежде всего на отождествления областей HII и воабуждающих их энеэд. Отождествления исследованных областей HII взяты, в основном, из каталога Шапера и Госса [2] и дополнены автором по опубликованным за последнее время данным. Из 44 исследованных областей НП отождествлена всего 21, только 11 отождествленных областей НП обнаруживают хотя бы частичную корреляцию распределений яркости в радиодиаталоне и в оптике. В ятих областях НП осуществлен поиск возбуждающих звезд. В шести областях НП обнаружены вероятные возбуждающие звезды. Все они принадлежат к спектральным классам более раниим, чем О7. Очевидно, что объяснений этому может быть только два: либо гигаитские области НП возбуждаются только звездам і спектрального класса О9 и более ранних, как считают Мецгер и др. [3], либо возбуждаюцие звезды более поздних спектральных классов ненаблюдаемы в силу каких-то причии.

Если считать, что гигантские области НП позбуждаются исключительно звездами более ранними, чем О9, то значительный процент источником с Т ес≤7000°К в нашей выборке [1] может быть объяснен только nou эффективном «охлаждении» ионизующего излучения в пределах самой туманности. Причиной такого «охлаждения» может быть селективное поглощение наиболее эцергичных кваитов лаймановского континуума пылью. Так, Менгер, Смит и Чарчвелл [3] полагают, что пыль поглощает кланты за пределом нокизации гелия ($\lambda < 504$ A) в четыре раза более аффективно, чем кванты (912 А>2>504 А). В результате, средняя энергия, приходящаяся на един L. -фотон, уменьшается, нонизующее излучение «охлаждается. Энергия же, поглощениая пылью, переизлучается в инфракрасном диапазоне. Очевидно, что в таком случае нанболсе мощчые источники инфракрасного излучения должны быть связаны с низкотемпературными областями НП. Из-за отсутствия измерений в широком слектральном дналазоне полную инфракрасную светимость можно определить лишь для очень небольшого числа областей НШ. Поэтому ограничимся статистикой обнаружений. Из 24 областей НП с Тес >7000°К в НК-диапазоне обнаружено 18, а из 20 областей НП с Тос≤7000°К только 3. Правда, холодные области НП имеют значительно более низкие потоки радионалучения. чем горячие. Если это вызвано большей удаленностью холодных областен НП от Солица, то аналогичное соотношение будет наблюдаться и в инфракрасном дианазоне. Поэтому возможна некоторая наблюдательная селекция инфракрасных источников, связанных с исследованными областями НП. Минимальный поток радноизлучения в выборке обнаруженных НКисточников составляет ~ 20 сл. п. как для горячих, так и для холодных областей НПГ. 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 HII — 3 инфракрасных источника. Как видим, статистика явир противоречит предположению о том, что «охлаждение» ионизующего излучения в областях НП с низкой температурой обусловлено пылью. Поэтаму следует принять, что холодные области НП возбуждаются звездами с
инзкой эффективной температурой: либо звездами умеренной массы $(M \leq 20 \text{ M}_{\odot})$, находящимися на главной последовательности нулевого возраста, либо массияными провволюционировавшими звездами-сверхгигантами. В связи с этим интересно отметить, что в 6 из 44 исследованиях областей HII обнаружены источники мазерного излучения OHIH,O, которые, как полагают в настоящее время, связаны с коллапсом массияных протодист (4). Все зоны, в которых обнаружено это излучения OHIH,O, которые, как полагают в настоящее время, связаны с коллапсом массивных протодие [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 имению поэтому не содержат коллапсирующих звезд, либо связанные с инми звезды более массивим, поскольку величина энергии, выделяющейся при коллапсе и определяющей накачку OH/H₂O мазера, прямо зависит от

Рассмотрим возможность чисте наблюдательной селекции. поспятствующей обнаружению возбуждающих звезд поздних спектральных классов. Ангерхофер. Чарчвелл и Уолмслей [5], исследуя радиоизлучение оптически наблюдаемых областей НП из каталога Шаоплесса, поишли к выводу, что области, возбуждаемые ранними О-звездами, как правило, ограначены по плотности, в то же время области, возбуждземые более поздними лездами, нонизационно ограничены. Так как в газово-пылевых комплексах, которым принадлежат сигантские области НП, очень велико поглошение, то вероятность отождествления нонизационно-ограниченной област. 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 HII, вероятность отождествления тех из них, которые возбуждаются поздними О- и ранними В-звездами. золжна 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 Т., от спектоа возбуждающих звезд это объяснение не противоречит. Действительно, хотя статистическая значимость расхождений между гистограммами Т ес для неотождествленных (рис. la) и отождествленных (онс. 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 корреаночнот, имеют Tes >7000°К и все источники с отождествленными возбуждающими звездами — Тес >9000°К.

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

Т В ПЯТУНИНА

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



Рис. 1. Распределение влектронных температур для (а) — неотождествленных источмиков, (b) — отождествленных источников. (c) — источников. в исторых наблюдается хотя бы частичная корреляция распределений ярхости в радиодиапазоне и в оптик». (d) — источников, и которых отождествлены вероятные возбужающие 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 ранними В Подтверждением этого вывода служит и статистика параметров возбуждения U. Из рис. З видно, что максимальный параметр возбуждения для горячих областей HII примерно в два раза выше, чем для холодима, что соответствует рясхождению светимостей возбуждающих звезд на порядок. Примерио на перядок отличаются и потоки в L. -континууме для звезд (Об-О7), с одной стороны, и (О9.5-ВО), с другой. Однако максимальное значение параметров возбуждения для холодных областей HII около 150, что требует не менее 100 звезд С9.5 на главной последовательности иулевого возраста, либо около 5 звезд сверхгигантов. Первое требует сильных локальных отклонений от функции первичных масс Солпитера с реяким обрыем при $M > 20 M_{\odot}$, второе — даннной шкалы эволюции гисоуждающих звезд, т. е. ~ 10° лет.



Рис. 2. Отношение размера горячего вдра W_n к полному размера области HII зля областей HII размых типов: (а) — горячих с $T_{ac} > 7000^{\circ}$ К. (b) — холодимых с $T_{cc} \leq 7000^{\circ}$ К.

Для исследования пространственного распределения областей HII в Галактике удобно использовать галактические расстояния D_G , т. е. расстояния от источников до центра Галактики. Распределения D_G , т. е. расстояния от источников до центра Галактики. Распределения D_G для областей HII разных типов приведены на рис. 4. Холодные области HII располагаются, в среднем, ближе к центру Галактики и заселяют, в основном. инутрениие 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 горячным областями HII.

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, расщепление 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 лс. Вре-



Рис. 3. Распределение параметров возбуждения U для холодимх (а) и горячих (b) областен HIL

менной масштаб эволюции самого спирального узора составляет, вероятно, не менее 10° лет [6], что на два—три порядка выше времени эволюции О-звезд. Таким образом, различная локализация холодных и горячих об-



D_c[knc]

Рис. 4. Распределение областей НП разных типов по расстоянням до центра Галавтики D_G. ластей НП, вероятно, 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 Н11, принадлежащих галактикам Sc, при удалении от галактических ядер. Сирл полагает, что это вызвано уменьшением относительного обнаня хислорода и азога по пиешних частях галактик, в то время как Бенвенути и др. основной причиной считают повышение температуры возбуждающих звезд в областях Н11, расположенных во внешинх частях галактик. Отметим, однако, что, как показал Тальбот [9], аффективность и скорость звездообразования существенным образом зависят от относительного обнаня тяжелых элементов, и, таким образом, от аномалии химсостава мы вновь можем придти и аномалии возбуждающих звезд.

В рамках волновой теории спиральной структуры основным фактаром, способствующим уплотнению облаков межавездного газа и развитию гравитационной неустойчивости, является система ударных возм, возм: «ающих при вазимодействии дифференциально вращающегося газа со спиральной волной плотности. Как показал Робертс [10], эффективность 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 малои массы, так как критическая джинсовская масса обратно пропорциональна плотности.

Аспонградский филиал САО АН СССР

THE DISTRIBUTION OF COMPACT REGIONS HIL 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.

Т. В. ПЯТУНИНА

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

MAII, 1976

выпуск 2

О ЧАСТОТЕ КОЛЕБАНИЙ ВЫРОЖДЕННОГО ЯДРА КРАСНОГО ГИГАНТА

O. B (PE, LOPOBA

Поступнаа 9 апреля 1975

Илучается влияние внешиего давлени и на границе погруженной в протяжениую чку конфитурации на частоту се ининых аднабатических колебаний. Такую инчего давления от смещения границы задается при цомощи некоторого параметра се числено решается уравнение колебаний для ряда усеченных политроп с индексами 12 и 3 при нескольких значениях э. Вымисления показывают, что частота колебаний тор растет с учеличением внешисто завления В результате авлаитического колебаний попретитеския которое проведено как при помощи интегрального соотношения для частоты, так и погретическия методом, получен, прибликенная формула, связивающия с р.

Согласно геории звездной аволюции, красный гигант представляет соий двухфазиую конфигурацию. Он состоит из компактного ядра, в некопрых случаях вырожденного, и протяженной оболочки существенно меньи плотности. Поэтому в ряде аспектов ядро красного гиганта можно рассматривать независимо от оболочки. От свободной конфигурации ядро отичается тем, что давление на его поверхности не равно нулю. Представляинтерес изучить, как влияет такое граничное условне на механические свойства ядра. Здесь мы рассмотрим задачу о линейных адиабатических лебаниях непращающейся конфигурации с внешним давлением.

Давление на поверхности, не равное мулю, 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: $\Lambda = 0$, где δp — лагранжева вариация давления [1]. Это означает, что давмение на поверхности конфигурации при колебаниях оствется неизменным. Олнако можно сформулировать более общее требование: лагранжевы изчения давления и плотности вблизи границы ядра должны совпадать по фазе с изменсиеми радиуса (то есть, давление на границе увеличивается

O B. DE, JOPOBA

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 уменьшения должен расширяться. Относительная амплитуда лагранжевъ изменения давления dp/p и амплитуда относительного смещения $\xi = d^{1/r}$ в линейной аднабатической задаче связаны следующим обоваом:

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

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

$$3l_{g} + r_{g} \left(\frac{dl}{dr}\right)_{g} < 0.$$
 (2)

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

$$\left(\frac{dt}{dr}\right)_{0} = -\pi \frac{t_{0}}{r_{0}}.$$
(3)

Соотношение (3) при $\alpha \ge 3$ и является граничным условнем для уравнения колебаний на поверхности $r = r_o$. (Условие $\partial p = 0$ 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 инкаких предположений.

В качестве моделей для конфигурации с внешним давлением были выбраны усеченные 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 висшнего давления.

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

$$\xi'' + \left| \frac{4}{x} + y_1(n+1) \frac{5}{6} \right| + \left| \frac{1}{x} (n+1) y_1(-b_1) \frac{1}{6} - \left(3 - \frac{4}{2} \right) y_1(n+1) \frac{b'}{6} \frac{1}{x} \right| = 0,$$
(4)

где 0 — функция Эмдена, y, — раднус неусеченной политропы в единицах длины Эмдена. θ', — значение θ' при y = y,. х — расстояние от центра в

306

единицах радијса неусеченной политропы, ω — безразмерная частота комебаний, связанная с частотой соотношением:

$$w^2 = \frac{3z^2}{4\pi G_0^2}$$
, (5)

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

$$t' = 0, t = 1.$$
 (6)

Непользовался метод пробного интегрирования от границ, причем критерием правильности выбора собственного значения служит совпадение могарифмических производных (1994) В в промежуточной точке.

Результаты расчетов представлены на рис. 1. 2, 3. На рис. 1 и 2, для конфигураций с n=3/2 и n=3 соответственно, изображены функции $\xi(*)$ при крайних из рассмотренных значения α (3 и 20) с нормировкой $\frac{1}{2}$, =1Функции $\xi(x)$, соответствующие другим значениям α , занимают промежуточное положение, причем максимум кривой постепенно смещается влево с увеличением α Рис. 3 показывает, как изменяется безразмерная частоть колебаний, вычисляемая согласно (5) через посредство средней плотности неусеченной конфигурации. Значения ω^3 для колебаний политроп со свободной поверхисстью равны 2.712 и 9.261 для n=3.2 и n=3 соответственно [4].

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

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

М — масса конфигурации. Интегрируя по частям второе слагаемое числителя, получаем:

$$\sigma^{2} = \frac{G}{\int_{M}^{\frac{1}{2}T} r^{2} dm}$$
(8)

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

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

$$-4\pi p_0 r_{00}^{4} \left(\frac{di}{ar}\right)_0 = 3\alpha_i p_0 V_{000}^{4}$$

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



Рис. 1. Зависимость относительного смещения 5 от координаты и для конфигура цин с n=3/2. Кривая э соответствует значению и 0.95, b=0.90, с=0.85, d=0.80

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



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

получить, подставив в (8) вместо 2 постоянную, так как разность между такой оценкой и оценкой с помощью функции, удовлетворяющей (3), можно сделать сколь угодно малой. Учитывая (9), получаем:

$$s^{z} \leq \frac{|\mathcal{Q}|}{I}(3\gamma - 4) + \frac{3s\gamma_{P_{\theta}}V_{\theta}}{I}$$
(10)

где Ω — гравитационная анергия 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 р - среднее по объему давление. Поскольку во всех случаях, для которых производились расчеты, р. «р. вместо (11) можно принять: $|2| \approx 3pV_{\rm o}$



$$\begin{array}{c}
 108 \\
 104 \\
 100 \\
 \hline
 x_0 = 0.85 \\
 \hline
 x_0 = 0.90 \\
 \hline
 x_0 = 0.90 \\
 \hline
 x_0 = 0.95 \\
 x_0 = 0.95 \\
 \hline
 x_0 = 0.95 \\
 x_0 = 0.95 \\$$

Рис. 3. Зависимость квадрата безразмерной частоты (1)² от эначений ³ и л., Преобразуем (10) с помощью (12):

a

$$z^{2} \approx \frac{|\Omega|}{I} \left[(3\gamma - 4) + z_{4}^{\alpha} \frac{p_{0}}{p} \right].$$
 (13)

Следовательно, влияние внешнего давления на частоту колебаний конфигурации определяется отношением Р. Р.

(12)

Сравним всличины ω^a , полученные путем численного решения уравнения колебаний, и вычисленные с использованием формулы (13) для случая $\pi = 3/2$ и $\alpha = 10$ (табя. 1).

			Таблища /	
x.	3121 4=Gs1	p_{ϕ}/p	2.	******
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
0.50	3.07	8.21.10-2	7.28	5.579
_				

Отличие от точных значений растет с уменьшением х₀, так как чем меньше х₀, тем сильнее колебания конфигурации отличаются от гомологических. Однако из данных таблицы можно сделать выйод, что увеличение «² по сравнению со случаем *p*₀=0 вызвано присутствием дополнительного члена в (13).

В случае высокой концентрации массы к центру — политропа с n=3степень негомологичности колебаний значительно выше. При рассмотренпых значениях инешнего давления добавочный член невелик и не является главным определяющим фактором роста ω^a с увеличением α и p_e . Например, при самом большом значения p_s/p (для $x_{-}=0.80$) увеличение добавочного члена от случая $\alpha=3$ до случая $\alpha=20$ дает не более половины соотпетствующего прироста ω^a . Значения $|\Omega|/l$ практически одинаковы для исех x_n . Более существенное влияние здесь оказывает изменение формы крирых $\xi(x)$ в зависимости от α и p_{-} .

Для того, чтобы выяснить физический смысл дополнительного слагаемого в (13), получим формулу для б³ 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:

$$E_{\text{rens}}(t) + E_{\text{sp}}(t) + E_{\text{rp}}(t) + E_{\text{kun}}(t) = E^0 + E^0_{\text{kun}}, \quad (14)$$

где $E_{\text{тева}}$ — тепловая энергия звезды, E_{sp} — энергия вращения, E_{cp} — гранитационная энергия, E_{sus} — кинетическая энергия пульсаций, E^0 — полная энергия в отсутствие колебаний, а E_{sus}^{**} — значение кинетической энергии пульсаций и момент, когда звезда проходит через состояние равлонесия. Предположим, что колебания происходят гомологически. Закон изменения со временсм радиуса произвольного элемента саза запишем и виде:

 $r(t) = r(1 + z_0 \sin 2t), \tag{15}$

r — равновесное эначение 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:

$$E_{\text{rena}}(t) = E_{\text{rena}}^{0} \left(1 + \hat{z}_{0} \sin 2t\right)^{3(1-1)}, \quad (16)$$

$$E_{sp}(t) = E_{sp}^{0} \left(1 + \hat{z}_{0} \sin \sigma t \right)^{-2}, \qquad (17)$$

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

$$E_{unn}(t) = \frac{1}{2} z^2 f_v^2 \cos^2 z t.$$
 (19)

 E_{ep}^{*} , E_{ep}^{*} , E_{ep}^{*} — равновесные значения энергий. Разложим леную часть (14) по степеням малой величины t_0 до нторого порядка включительно. Члены нулевого порядка дают в сумме E^0 , а коэффициенты при t_0 и следует приравнять к нулю. Первое из получаемых таким образом равенств выражает теорему вириала, второе же, после исключения E_{ena}^0 с помощью теоремы вириала, дает известное приближенное выражение для z^2 :

$$\sigma^{2} = (4-3;)\frac{E_{i}^{\circ}}{I} + (5-3;)\frac{2E_{i}^{\circ}}{I}$$
(20)

Если мы рассматриваем колебания ядра звезды, окруженного оболочкой и предполагаем, что энергия ядра при колебаниях постоянна, при использовании закона сохранения энергии нужно учесть работающему слою оболочки. Другие виды затрат энергии ядра, связанные с движением втого слоя, в прияятой постановке задачи, определенной введением внешиего параметра а, 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 §₀.

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

$$p = p_0 [1 + \frac{1}{2} (a - 3) z_0 \sin 2t].$$
 (21)

Объем ядра определяется формулой:

$$V = V_0 (1 + \xi_0 \sin 2t)^3, \qquad (22)$$

Вычисляя интеграл с точностью до членов порядка \$.4, получаем:

$$\int p dV = 3p_0 V_0 z_0 \sin z t + \frac{3}{2} p_0 V_0 |2 + (z - 3) + \sin^2 z t.$$
 (23)

Учет (23) при разложении левой части (14) приводит к следующим измеиенням: равенство нулю коэффициента при ξ_s совпадает теперь с теоремой вириала для конфигураций с ненулевым граничным давлением (см. формулу (11), где ата теорема записана без учета энергии вращения), а из условия равенства нулю коэффициента при в который дает вклад второе слагаемое (23), получается следующее выражение для σ^2 :

$$^{*} = (4 - 3\gamma) \frac{E_{ep}}{I} + (5 - 3\gamma) \frac{2E_{ep}}{I} + \frac{3\pi\gamma \rho_{0} V_{o}}{I} \cdot$$
(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 се границе по сравнению со случаем $p_0 = 0$. Применение вмергетического метода для получения формулы для σ^3 позволяет сделать заключение, что физическая причина увеличения частоты — дополнительные затраты внергии колебаний на работу против сил давления, обусловленные присутствием оболочки.

В заключение автор благодарит В. Г. Горбацкого за полезные обсуждения и В. С. Имшениика 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 on the frequency 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 α . The calculations show that σ^2 increases strongly as external pressure increases. The apporoximate relation between σ^2 and p_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, И.А., 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.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР 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 evidence (anisotropy and inhomogeneity of the Hubble constant, abnormal 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 tor 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 expansion 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 \mathcal{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 \mathcal{O} , the universal redshift interpretation, the hierarchical universe, and on the other side, by another line of reasoning, with the evolutionary links between various extragalactic species.

" 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 tastas, 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 ?)

316

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. Aro, for example, has certainly to be credited for the importance given to abnormal redshifts: de Vaucouleurs has (after 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 been recognized as essential by many; Oort 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 116-9

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;

$$z_i = (\Delta i/i)_i = HL_i c \tag{1}$$

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



Fig. 1.

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

$$z_i = H_i D_i -$$
(3)

$$z_2 = \langle H \rangle_1 L_1 \frac{1}{c}$$
(4)

$$z_3 = H_{exp}L_c \frac{1}{c}$$
(5)

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

318

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:

$$\pi_{\ell} = (\Delta \ell/\ell_{\ell})_{\ell} = \int_{0}^{L_{\ell}} H(T_{\ell}(l)) dl$$
(6)

where T, is the local radiation temperature at any point in the Universe. Whatever the theory of the Universe may be, measures of T_0 (value of T, at the Earth) can be done. One obtains T = 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 $H_a = ?$ (motions in local cluster makes determination impossible) - Our Supergalaxy $T_1 = ?$ $H_a = 100$ - Outside the $T_5 = ?$ $H_5 = 50$ Supergalaxy

The implication of the relation between the mass density, the radiation density, and the redshift, seems to indicate that the inequality $H_i < H_1$ goes in the right direction, and that we should find $T_i < T_1$. It is likely that $H_0 = H_1$; and that $T_1 < T_0$. The relation (H, p) or (H, T_1) 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 $\varphi = R^{\alpha}$ can even be determined (in order of magnitude) from the data:

320

$$\log 2 - 21.7 - 1.5 (\log R - 21.7) \tag{7}$$

where p is expressed in g/cm^{-1} 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 $\gamma = R^{-2}$ or:

$$\log g = -21.95 - 2\log \left(\frac{R}{3.09} \cdot 10^{-9} \right) \tag{8}$$

These two relations give a solution of the order $(2) = 10^{-34}$:

$$R = 10^{32.5} cm^{-1} 10^{6} M pc$$
 (or $z \simeq 3.10^{6}$).

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 10^3 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 OSS phenomena...



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 10⁴, 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 4.10° 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 gascous mas such as expelled by an exploding object (and being one of the twosymmetrical 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 proress 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-Galaxy, 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...



2. W 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 HII regions have often been used, notably by Sandage. But such dimensions depend critically upon two parameters, even assuming that the HII 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, 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 $1/d^3$, 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 (анизотропия и неравномерность постоянной Хаббла, аномальные красные смещения) позволная авторам сформулировать рабочие гипотезы, согласующиеся с атими наблюдениями. Логика атих гипотез позволяет рассматривать Вселемию как «нерархическую», подобную Вселенной Шарлье, и определить причину видимого расширения во взаимодействиях, воздействующих на пути фотонов. Поскольку, как в некоторых 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 эволюции внегалактических объектов и, с некоторой гочки зрения, их морфологию (двойные радиоисточники и т. д.). Исходя из атих рабочих гипотез, авторы чувствуют, конечно, что многое еще должно быть сделано, однако предложением программа исследований может привсти к котерентной картине Вселенной.

REFERENCES

 S. Collin-Souffrin, J.-C. Pecker, H. M. Towmassian, Astron. Astrophys., 30, 351, 1974.

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

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ, 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 июли 1975

Рассмотрены вероятности попадания расселиных знездных скоплений в единичную поциалну небесной сферы, а также функция распределения угловых расстояний скопленик от ближайшего соседа в области Млечного пути. Статистический анализ поязывает, что примерно 20% исследованных объектов образуют кратные (преимущественно двойные) системы.

Одним из фундаментальных свойств космических объектов является, как известно, их тенденция к скучиванию, то есть х группированию в лвойные и кратные 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 должны подчиняться общей тенденции к скучиванию. Тем не менее, проблеме кратности звездных скопления посвящено мало исследований, причем, все они, за исключением работы Б. А. Воронцова-Вельяминова о коплениях в других галактиках [5], касаются изучения лишь некоторых комкретных двойных скопления [6—8].

На кафедре астрономии Уральского университета уже в течение многих лет под руководством профессора К. А. Бархатовой ведется изучение отдельных кратных скоплений [9—11]. В настоящей работе сделава попытка изучить проблему жратности рассеянных звездных скоплений в целом и оценить с помощью методов математической статистики относительпую численность кратных скоплений. Для атой цели были использованы леве 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 рассеянных скоплений решался путем статистической проверки гипотезы о равномерно-случайном распределении рассеянных скоплений в исследуемых участках иебесней сферы. Для достаточно точного соблюдения условий этой гипотезы были отобраны 592 скопления с галактической широтой $|B| \leqslant 2.°5$. Известно, что полнота выявленности рассеянных звездных скоплений в южной части небесной сферы ниже, чем в северной, поскольку к северу от -33° склонения поиски скоплений были проведены по Паломарскому атласу звездного неба. Неучет этого обстоятельства может принести к искусственному завышению числа кратных систем. Однако, во-перпых, область, не охваченияя Паломарским атласом, составляет лишь около 20% всей воны $|B| \leqslant 2.°5$: во-вторых, среднее число скоплений на один квадратный градус в пределах той же воны при $\ll -33^\circ$ даже несколько превышает таковое при $\delta > -33^\circ$. Повтому влияние различия в пыявленности рассеянных скоплений для южной и северной частей небесной составляет настоящей работы должно быть незначительных.

 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 величния Ш, распределенная по закону Пуассона:

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

где А. — параметр закона Пулссона, численно равный математическому ожиданию случайной величины *m*. При раномерно-случайном распределении точек (скоплений) параметр А равен

$$v = \frac{N}{M}$$
 (2)

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

Для проверки применимости распределения (1) к величине *M* из каталога [12] были отобраны, как указывалось выше, 592 скопления в зоне галактических широт |b| < 25. Указанная зона была разбита на прямоугольные площалки размером 20 × 25. Результаты подсчетов числа скоплений в площалка приведены на рис. 1а. Для учета возможного влияния поглощающей материи на подсчеты, последние также проведены отдельно для областей Млечного пути с коэффициентами поглощения $A < 3^{\circ0} \kappa nc^{-1}$ и $A_V < 2^{\circ2} \kappa nc^{-1}$ [13]. Суммариая протяженность втих сбластей 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 нидио, что ампирические распределения для всех трех выборок весьма близки друг, учо свидетельствует о слабом влиянии межавездного поглощення на форму распределення хотя клочковатость структуры поглощающей свет материи должна привести к некоторому завышенню числа кратных скоплений.



Рис. 1. Распределение числа рассеянных скоплений в площадках 2 0×2.5 в области Млечного пути. Х—наблюдения. — теоретическое распределение с параметром д. ● — аппроисимация суммой двух распределений с параметрами λ₄ и λ₄ а) M = 360°, h) M = 246 5, c) M = 171 5.

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

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

$$a = \frac{N}{n}$$
. (3)

где п — число сбъектов, 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 рас пределения Пувссона для числа попаданий в «единичную» площадку одиночных и двойных скоплений через λ, и λ, соответственно. Ожидаемые значения этих параметров по (2) и (3) равны 316—10

$$i_1 = \frac{n_1}{M} = \frac{2-a}{a} \frac{N}{M}; \qquad i_2 = \frac{n_2}{M} = \frac{a-1}{a} \frac{N}{M}.$$
 (4)

где n, и n₂ — соответственно числа одиночных и двойных объектов в выборке (их сумма равна n). Суммарное распределение, определенное по теоремам сложения и умножения вероятностей, дано в табл. 1, где p, и p₁ вероятности, определяемые законом Пуассона для одиночных и двойных объектов соотве:ственно.

	radauga /
m	p (m)
0	$p_1(0) p_2(0)$
1	$p_1(1) - p_2(0)$
2	$p_1(2) \cdot p_1(0) + p_1(0) \cdot p_1(1)$
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	$p_1(5) p_1(0) + p_1(3) p_2(1) + p_1(1) p_2(2)$
6	$p_1(6) p_2(0) + p_1(4) p_1(1) + p_1(2) p_2(2) + p_1(0) p_2(3)$

Варьируя параметр 2, можно подобрать суммарное распределение (табл. 1), наилучшим образом согласующееся с ампирическим. Критерием лаилучшего согласия в нашем случае служила минимальность величины х² (хритерий Пуассона). Наилучшее согласне было достигнуто при значениях 0, приведенных в табл. 2. В последней строке табл. 2 приводятся числа скоплений, образующих двойные системы, в процентах х общему числу скоплений.

		7	Габлица 2
١٢	360	246 5	171 5
N	580	367	235
М	360	232	143
	1.28	1.33	1.31
4.1	0,90	0.79	0.85
4	0.35	0,40	0.39
2n, N	41 * /=	50°/ ₀	47º/a

Теоретические распределения, наилучшим образом аппроксимирующие эмпирические данные, также приводятся на рис. 1. Как видно из рисунка, согласие хорошсе. Статистический критерии Романовского подтверждает это. Таким образом, изученные распределения числа скоплений, попадаю-
щих в «единичную» площадку, показывают, что около 47% рассеянных звездных скоплений образуют двойные системы. Эта величниа в силу упомянутых выше причин может быть заметно завышенной.



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

a) $\Delta I = 360$, b) $\Delta I = 2465$, c) $\Delta I = 1715$.

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

$$f(\mathbf{x}) = 2\pi k \mathbf{x} e^{-\tau \mathbf{k}} \tag{5}$$

Параметр & связан с математическим ожиданием È 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 зон Млечного пути. Наблюлаемые различия подтверждаются критерием Пирсона х' при 1% уровне 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 «.

Предположим, что кратные системы вносят существенный вклад лишь в первый столбъц гистограмм на рис. 2. Вкладом в другие столбцы преисбрежем. Варьируя параметр а, будем уменьшать высоту вервого столбца

336 Ф. Г. РОЖАВСКИЯ, В. А. КУЗЬМИНА, А. Е. ВАСИЛЕВСКИЙ

на величину (*N*—*n*)/*n* до тех пор, пока не добъемся наилучшего в смысле критерия х^а собладения теоретического распределения с эмпирическим. Результаты такого процесса даны в табл. 3.

	Таблица		
14	360	246 5	171 5
N	592	383	264
6	1.19	1_ló	1.17
	0.94	0.93	0.91
k	0.28	0.29	0.30
2n3/N	32º/0	28 .	29%
Nap./N	160 .	14" 0	15%

На рис. З приведены теоретические, построенные для величин из табл. З, и эмпирические гистограммы распределений угловых расстояний. Рис. З, а также критерии Романовского показывают хорошее согласие.



Рис. 3. Распределение угловых расстояний по ближайшего соседа для расселиных скоплении с учетом иратности. Сплошила линия — наблюдения, пунктир теория. а) 1/ 360, b) 1/ 246 5, c) 1/ 171 5.

Приведенные в табл. З значения параметра с позволяют приближению оценить относительную долю скоплении, входящих в кратные системы Рассмотрим два крайних случая.

Предположим, что все кратные системы — двойные. Тогда, как и в разделе 1, искомая доля равиа

$$\frac{2n_2}{N} = \frac{2(z-1)}{\alpha}$$
(7)

Теперь прелположим, что имеется лишь одно кратное скопление, а остальные одиночные. Тогда число членов в этом кратном скоплении V. = n (2-1) + 1, и вместо соотношения (7) имеем

$$\frac{N_{*\nu}}{\Lambda^*} = \frac{z-1}{z} - \frac{1}{N}.$$
 (8)

Значения $2n_i/N$ и N_{ap}/N в процентах пряведены в предпоследней и последней строках табл. 3. Из заблицы видно, что относительная доля скоплений, образующих кратные системы, для двух крайних случаев изменяется сравнительно слабо. Учитывая при этом, что двойные объекты обычно встречаются чаще, чем тройные, тройные, в свою очередь, чаще, чем систены из четырех объектов и т. д., можно в среднем принять, что истичная доля рассевяных звездных скоплений, образующих кратные системы, близка и 30%. Порядок этой величним близок к результату перього раздела.

Таким образом, два различных метода с несомненностью показывают, что явление кратности присуще и расссянным скоплениям, причем в кратные (преимущественно двойные) системы входит по меньшей мере 30% скоплений. Полагая подавляющее большинство кратных скоплений двойными, получим долю двойных скоплений порядка 20%. Полученный реальтат подтверждает уменьшение относительной доли кратных систем по мере возрастания масштаба структурной исрадки космических объектов:

двойные и кратные авсады	5070%	[15,16]
двойные рассеянные звездные скопления	20%	
взаимодействующие галактики	6%	[17].

В заключение авторы выражают признательность И. Д. Караченцеву за полезное обсуждение полученных результатов.

Астрономическая обсерватория Уразьского 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 $20^{\circ}/_{e}$ of the investigated objects were multiple systems (preferentially double).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Н. Фессико, Труды АО ЛГУ, 20, 146, 1964.
- 2. G. O. Abell, Ap. J., Suppl. ser., 3, 211, 1958.
- 3. И. Д. Карачениса, Астрофизния, 1, 203, 1965.
- 4. Н. Д. Караченцев, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 4, 443, 1968.
- 5. Б. А. Воронуов-Вельяминов, Труды II совещания по вопросам космотонии, М., 1951.
- 6. G. Alter. M. N., 103, 10, 1943.
- 7. H. M. Konselius, Han. KpAO, 8, 122, 1952
- 8. A. R. Hogg, P. A. S. P., 77, 459, 1965.
- 9. К. А. Бархатова, Астрон. ж., 33, 5, 1956.
- 10. К. А. Бархат зва, Э. И. Желванова. Со. работ по астрономни, вын. 1, 33, 1963.
- 11. К. А. Бархатова, В. А. Кульмина, Л. П. Шашкина. Со. работ по астрономии, ямп. 4. 7, 1970.
- G. Alter, I. Ruprecht, V. Vanysek. Catalogue of Star Clusters and Associations. Budapost, 1970.
- 13. T. Neckel, Z. Astrophys., 63, 221, 1966.
- 14. Т. А. Алекин, Теория вероятностей для астрономов и физиков, Наука, М., 1974
- 15. C. Jaschek, A. E. Gomes, P. A. S. P., 82, 809, 1970.
- 16. Л. П. Суркова Кандидатская диссертация. Горьковский пединститут, 1973.
- 17 A. B. Bacos, Acrooquanna, 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 Поступкля 14 июля 1975

Исследованы филические условия в магнитосфере пульсаров. Для объекта Р 0531 гемпература маги втосферы Т \approx 5-10⁴, а у остальных пульсаров меняется от 10⁴ до 10⁴ на конце магнитосферы. Для Р 0531 магнитосфериая плазма поддерживается в таком горячем состоянии благодаря джоулевому теплу, обусловленному дрейфовыми токами. В случае остальных пульсаров начальная часть магнитосферы подогревается излучением деталь и остальных пульсаров начальная часть магнитосферы подогревается излучением детально состальных пульсаров начальная часть магнитосферы подогревается излучением

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 параметрами.

$$2z_0 = \left(\frac{2kT}{3m_e\Omega^2}\right)^{1/2} = 1.484 \cdot 10^2 \frac{T_0^{1/2}}{\Omega};$$

$$r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2}\right)^{1/2} = \frac{4.464 \cdot 10^2}{\Omega^{2/3}} \left(\frac{M}{M}\right)^{1/3}; \qquad r_2 = \frac{c}{\Omega}.$$

Здесь $2z_0 - эффективная$ толщина кольца, $r_1, r_2 - соответственно его$ внутренний и внешний радиусы, <math>T - температура магнитосферы $(<math>T_0 = 10^{-5}T$), $\Omega - угловая скорость вращения знезды, <math>M - ee$ масса, $m_p - масса протона, k - востоянная Больцмана, <math>G - гравитационная$ постоянная, а c - скорость света. В предположении, что ось дипольного магнитного поля совпадает с осью вращения звезды (симметричный ротатор) и что пространственным изменением температуры магнитосферной плазмы можно пренебречь, для плотности частиц былонайдено [1] 340 Р. М. АВАКЯН, Г. П. АЛОДЖАНЦ, Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

$$u(r, z, t) = \frac{f(r)}{t_c + t} e^{-z^2/z_0^2},$$
(1)

r "e

$$f(r) = \begin{cases} b\left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right)\frac{r_1^4}{r^4}, & \text{при} \quad r_1 < r < \frac{8}{9}r_2 \\ 4.8 \ b\left(1 - \frac{r}{r_2}\right)^{1/2} \frac{r_1^4}{r_2^4}, & \text{при} \quad \frac{8}{9}r_2 < r < r_2 \end{cases}$$
(2)

7. 2—соответственно расстояние от центра звезды и от плоскости магнитного экватора, —время уменьшения числа частиц в магинтосфере в два раза, моменту наблюдения соответствует l=0 и, наконец.

$$b = \frac{0.168 \, m_e c}{\Lambda m_p} \left(\frac{k T}{m_e c^2}\right)^{3/2} \left(\frac{\alpha \Omega}{GeM}\right)^2 = 1.466 \cdot 10^{21} T_{*}^{3/2} \frac{m_{H}^2 \alpha^{2/2}}{\Lambda} \left(\frac{M}{M}\right)^2.$$

Здесь $\mu = 10^{\mu} \mu_{so}$ — магнитный момент звезды, $\Lambda \approx 5$ — кулононский логарифи, е — заряд электрона. *т.* — его масса.

Величину I₀, входящую в (1), можно определить из закона сохранения момента

$$\frac{dL}{dt} = \frac{dN}{dt}$$

где N — полное число частиц в магнитосфере, L — момент количестна движения звезды, l — момент, уносимый одной частицей, покидающей магнитосферу при $r = c_{1}^{10}$, ldN dl — скорость уменьшения момента, обусловленного утечкой частиц из магнитосферы, а — фактор, учитывающий другие возможные механизмы замедления пращения пульсара (γ 1). В работе [2] принималось $\gamma = 1$. Следуя [2], в предположении T(r) = const находим

$$t_0 = 3.54 \cdot 10^{3} \cdot 1^{12} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{2/3} \frac{T_s p_{3p}^{3/2}}{\Lambda^{1/2} f_{44}^{3/2}} p^{1/8} \left(\frac{p}{p}\right)^{1/3},$$
 (2)

где $f = 10^{44}/_{44}$ — момент инерции звезды, $p = 2^{-1/2}$ — 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 ненозможным наличие у пульсара квазистационарной атмосферы при $T < 10^4$.

 Запасы кнергии звезды. Типичная барионная звезда характеризуется следующими значениями параметров [3]:

$M = 0.5 M_{\odot};$	$R = 1.42 10^{s} c_{M};$	
J = 3.7-10 ⁴⁴ г см ² ;	$\mathcal{N}_{\mathcal{S}}=6.3\cdot10^{59};$	(4)
$\Omega_m = 2.1 \cdot 10^3 \ ce\kappa^{-1};$	= ≥ 10 ¹⁰ taucc · cm ³	

где R—раднус звезды. N_{\pm} — число барнонов в ней, Ω_{\pm} —максимальное эначение угловой скорости вращения для данной конфигурации. Однако, ках будет видно ниже, с такой стандартной моделью барпонной конфигурации невозможно добиться хорошего согласия с наблюдательными данными для всех пульсаров. Поэтому в каждом конкретном случае возникает необходимость уточнения значений этих параметров. При этом необходимо учитывать, что их нельзя выбирать произвольно, так как они связаны между сособ [3].

В барионных авездах возможны следующие виды внутренней анергия. внергия магнигного поля, тепловая энергия, энергия радиальных пульсадий, остаточная ядерная внергия (наличие которой возможно только в Ae-фазе [4]) и энергия вращения. В явлении пульсаров, по-видимому, нанболее важной является энергия вращения

$$E_r = K + W. \tag{6}$$

где $K = J\Omega^2/2$ — кинетическая энергия, а W—потенциальная энергия вращения (энергия деформации звезды, обусловленной вращением). Важность W как внутреннего источника энергии была отмечена в [5], где были найдены следующит аппроксимации:

$$\mathcal{K} = (0.018104 - 1.01573 N_{32} + 1.4607 N_{51}^2) \cdot 10^{10} \left(\frac{\Omega}{\Omega_{m}}\right)^{\frac{1}{2}};$$
$$\mathcal{W} = (0.32843 - 2.22564 N_{32} + 4.1120 N_{57}^2) \cdot 10^{30} \left(\frac{\Omega}{\Omega_{m}}\right)^{\frac{1}{2}};$$
(7)

$$P_m = (-0.003673 - 0.046947 N_{31} - 0.6168 N_{32}^2) \cdot 10^4.$$

Здесь $N_S = 10^{11}$ — общее число барионов в звезде, а энергия измерсна в эргах. Для типичной конфитурации (4). $K = 1.21 \cdot 10^{11} (\Omega/\Omega_m)^3$ эрг $W = 5.58 \cdot 10^{11}$ эрг. Роль K и W в явлении пульсара различна. Кинетическая энергия K расходуется в процессах, протекающих вне объема звезды. в частности, на корпускулярное излучение от края магнитосферы [2], и, как будет показано ниже, на нагрев магнитосферы дрейфовыми токами. Уменьшение K. очевидно, приводит к замедлению вращения. При этом звезда, жимаясь, стремится к сферической форме и анергия деформации W будет постелению выделяться в виде тепла по всему объему.

Дальнейшие все наши оценки будут проведены для трех типичных пульсаров с параметрами, приведенными в таблице.

Пульсар	(cen)	$\frac{\underline{u}}{(ce\kappa^{-1})}$	р	pp (cen)	M M .	<i>R</i> (км)
P 2043	1.96	3.2	1.09 10-14	1.8 1011	0.2	30
P 1706	0.653	9.6	$6.37 \cdot 10^{-15}$	1.0-1014	0.2	30
P 0531	0.0331	190	4.23-10-13	7.8-1014	0.5	14.2

ПАРАМЕТРЫ ТРЕХ

Из приведенных в табл. І значений W можно заключить, что вращающнеся барнонные звезды имеют большие запасы энергии, поэтому, в принципе, они могут быть достаточно горячими.

3. Проврачность маінитосферы. Непроврачность плавмы равна $\chi = \chi_1 + \chi_2$. где $\chi_1 \approx 0.38$ —непроврачность, обусловленная томсоновским рассеянием, а χ_2 —непроврачность, обусловленная свободно-свободными переходами [6]

$$\chi_z = 2 \cdot 10^{-2} \frac{n\left(r, z\right)}{r^{3.5}} \cdot \tag{8}$$

Учет магнитного поля несущественно меняет значение <u>у</u>. Вообще говоря, следовало учесть также циклотронное поглощение, но, как будет показано ниже, коэффициент <u>у</u>, 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)) иструдно убедиться, что для Р 2045 и Р 1705 $\chi_{1} < \chi_{1}$, во всей магнитосфере, а для Р 0531 в области 9 $r_{1} < r < r_{3}$, что составляет примерно треть всей магнитосферы.

Оптическая толщина (обусловленная томсоновским рассеянием) в направлении, перпендикулярном экваториальной плоскости.

$$\sigma_{z}(\cdot) = \int_{-\infty}^{-\infty} \ell_{1} m_{p} \cdot n(r, z) dz.$$
(9)

Оценивая т., приходим к выноду, что для Р 2045 н Р 1706 магнитосфера прозрачна вдоль z при всех, а для Р 0531 при $r > 9 r_1$.

Оптическая толщина магнитосферы РО531 вдоль / равна

$$\tau_r(r) = 1.63 \cdot 10^2 \frac{M_\odot}{M} \frac{p_{30} f_{44}}{T_3^{5/2}} \left[1 - \frac{9}{2} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 + \frac{7}{2} \left(\frac{r_3}{r} \right)^8 \right].$$
(10)

Отсюда видно, что оптическая толщина всей магнитосферы Р 0531 вдоль с

Таблица І

J44 (1.CM ²)	N ₅₁	(cen ⁻¹)	W (ap1)	(p/p) (spi-cen ⁻¹)	(10ycc-cm ²)
2	0.24	206	1.3 10"	7.1032	0.1
2	0.24	206	6-101:	6.1023	0.1
3.7	0.63	2 102	4.5 10**	5.8-1039	1

тыпичных пульсаров

очень велика. т, > 10⁷. Нетрудно убедиться, что магнитосфера двух друсих рассматричаемых пульсаров практически прозрачиа не только вдоль = но и вдоль *Г*.

4. Механизмы натрева магнитосферы и отвода энергии. Плазма непрерывно теряет энергню благодаря различным меахнизмам излучения. Поэтому для продолжительного существования квазистационарной магнитэсферы необходимы постоянно 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 налучение 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

$$j_D = nev_D \approx \frac{nm_s c^{1/2^2 r^4}}{n}, \qquad (11)$$

где По — скорость дрейфа протонов, вызванного центробежной силой. Учигывая также, что удельное сопротивление плазмы поперек магнитного поль равно [7]

$$\eta = 1.43 \cdot 10^{-8} \frac{\Lambda}{T^{32}}$$
(12)

для джоулева тепла, выделяемого в единицу объема в 1 сек, находим

$$q = 1.79 \cdot 10^{-34} \frac{\Omega^4 r^4}{\Gamma_{20}^2 T^{3/2}} n^4.$$
(13)

Подставляя сюла соответствующие выражения для T и n и интегрируя, получаем

$$Q = 2\pi \int r dr \int q (r, z) dz = \frac{1}{16} \begin{cases} 1.5 \cdot 10^{44} \cdots P 2045 \\ 2.73 \cdot 10^{16} \cdots P 1700 \\ 8.8 \cdot 10^{15} \cdots P 0531. \end{cases}$$
(14)

Здесь Q измерено в арг/сек, а время 🖕 в секундах.

Частицы плазмы теряют свою энергию благодаря синхротронному и тормозному излучениям. Интенсияность синхротронного излучения для одного электрона равна

$$S_r = \frac{2e^4 B^2 v^2}{3m_e^2 c^2} = 5.31 \cdot 10^{41} \frac{T_e v_{20}^2}{r^4}$$
(15)

(здесь подставлены значения $mv^2 = 2kT$, $B = \mu/r^3$).

Интенсивность тормозного излучения одного электрова равна

$$S_r = 0.785 \ 10^{-24} n T_6^4 \,. \tag{16}$$

Оценки показывают, что для рассматриваемых пульсаров энергетические потери в основном определяются тормозным излучением, кроме небольшой области вблизи внутреннего кольца магнитосферы, где *S*, и *S*, приблизигельно одного порядка.

5. Температура манитосферной 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 излучать как черное тело. Приравнивая джоулево тепло черному излучению, находим уравнение, определяющее температуру в интервале 10r,

2.5
$$10^{14} \cdot 2\pi r dr \left(1 - \frac{r_1}{r^2}\right) \frac{f_{44}}{A_{11}} = 4\pi r dr = T_{11}^4$$

где T_n — температура на поверхности магнитосферы $T_n(r) = T(r, z = z_0)$. Подставляя сюда $\Lambda = 5$ и значения параметров J_{14} , раз, получаем

$$T_n = 3.75 \cdot 10^4 \left(\frac{f_{44}}{\Lambda \mu_{30}} \right)^{1.4} \approx 3.5 \cdot 10^4, \quad (r_1 \leqslant r \leqslant 10 \ r_1). \tag{17}$$

Температура на экваторе (при 2=0) будет чуть больше этого значения.

В оставшейся части магнитосферы 10г,

$$J_p = S, n. \tag{18}$$

Отсюда, учитывая (11), (12), (16), находим

$$T(r) = 1.83 \frac{\int_{44}^{1/2}}{\mu_{30} \Lambda^{1/2}} \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \approx 1.6 \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \qquad (10 r_1 - r - r_2). \tag{19}$$

При $r = 10 r_1$ и $r = r_2$ имеем $T(10 r_1) = 1.6 \ 10^4$, $T(r_2) = 7.5 \cdot 10^4$. Таким образом, температуру магнитосферы Р 0531 можно приблизительно считать 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 подогоеве магнитосферы. Уравнение баланса энергии имеет вид

$$\frac{L_0}{4\pi r^2} \ell_2 \pi m_p + \pi f_D^2 = S. \cdot n,$$
 (20)

 $r_{AC} L_{3} = W/(p|p)$ — светимость барионной звезды (см. табл. 1). Перный член в (20) обусловлен излучением звезды. Подставляя в (20) значения Z_{z} , v_{p} ј $_{p}$ и S_{r} , имеем

$$3.45 \frac{L_0}{r} = \frac{2.28 \cdot 10^{-67} T^2 \Omega^4 r^6}{7} = T$$

Решая это уравнение, находим

$$T(r) = a_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \left(1 + \left|\sqrt{1 + a_2 \left(\frac{r_1}{r}\right)^{1/2}}\right|^{1/2}\right)^{1/2},$$
 (21)

где

$$a_1 = \begin{vmatrix} 6.9 \\ 3.5 \end{vmatrix}$$
 $a_2 = \begin{vmatrix} 7 \cdot 10^{13} \cdots P & 2045 \\ 4.3 \cdot 10^{16} \cdots P & 1706 \end{vmatrix}$

Температура в точке

$$\begin{array}{cccc} 14.6 r_1 & P \ 2045 \\ 16.6 r_1 & P \ 1706 \end{array} \tag{22}$$

принимает минимальное значение, равное

$$T(r_{0}) = \begin{bmatrix} 10^{4} & \cdots & P & 2054 \\ 12.1 & 10^{4} & \cdots & P & 1706. \end{bmatrix}$$
(23)

При с < с. из (21) имеем для Т следующее асимптотическое выражение

$$T = \left(\frac{r_0}{r}\right)^{12} \frac{|2 \cdot 10^4 - 92045}{|5 \cdot 10^4 - 91706},$$
(24)

a non r>r.

$$T = \left(\frac{r}{r_4}\right)^4 \begin{cases} 9.8 \cdots P \, 2045 \\ 5 \cdots P \, 1706. \end{cases}$$
(25)

В области $r < r_a$ температура приблизительно постоянна, поэтому решеник (2) уравнения диффузии остается в силе. При $r > r_a$, как видно из формулы (25), изменением температуры пренебречь нельзя. Поэтому для этой области магнитосферы решение уравнения диффузии иуждается в некотором уточнении.

Уравнение диффузии имеет вид [8]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Phi) = 0, \qquad (26)$$

где

$$\Phi = -\frac{\pi}{T^{1/2}} \left[2r^4 n n^2 + r^4 \frac{T}{2T} n^2 - \frac{m_a \Omega^2}{kT} n^2 r^2 \right], \qquad (27)$$

штрих означает производную по 7, а

$$\rho = \frac{1.78 \cdot 10^{-64} \Lambda}{\mu_{20}^2} \cdot$$
(28)

В (27) опушен малый член, соответствующий гравитационному приляжению. При T = сопst решение уравнения (26) определяется формулой (2). Найдем теперь решение для области $r > r_a$, где, как следует из (20),

$$T = 2.14 \cdot 10^{-34} \frac{\Lambda^{1.2}}{\mu_{30}} \Omega^2 r^4.$$

Подставляя в (26) формулу (1) и одновременно учитывая (28), находим

$$\beta f = \frac{1.13 \cdot 10^{36} p_{\rm ph}}{\Lambda^{3/2}} \left(r f f' + f^2 \right) + 14 r^3 / f' + 8r^2 f^2 + 2r^4 \left(f'^2 + f f'' \right) = 0, \quad (29)$$

где

$$\beta = 8.23 \cdot 10^{46} \, \mu_{30}^{2/3} \Omega \Lambda^{-3.4}$$

В рассматриваемой области первые два члена в уравнении (29) намног» больше остальных, поэтому можно записать

$$rf' + f = 7.3 \cdot 10^{20} \frac{r_{30}^{1/2} \Omega}{\Lambda^{1/4}},$$

откуда

$$f = 7.3 \cdot 10^{23} \frac{\mu_{30}^{1/3}}{\Lambda^{1/4}} \Omega + C \frac{r_1}{r}, \qquad (30)$$

 $r_{10} C$ — постоянная интегрирования, которая определяется из условия спивки (30) и (2) в точке $r = r_0$:

$$f = \begin{cases} 4.93 \cdot 10^{29} + 5.43 \cdot 10^{21} \frac{r_1}{r} & - P \, 2045 \\ 1.48 \cdot 10^{21} + 6.34 \cdot 10^{22} \frac{r_1}{r} & - P \, 1706. \end{cases}$$
(31)

Вблизи $r=r_{c}$, где плотность частиц резко падаст до нуля в уравнении (29) существенно только последнее слагаемое $\sim 1/n^4$ (ато следует из постоянства полного потока частиц $\Phi = \text{const}$):

 $f'^2 + ff'' = 0.$

Отсюда

$$f = C_1 \left(r_2 - r \right)^{1/2}. \tag{32}$$

Приравнивая решения (31) и (32) и их первые производные, находим постоянную интегрирования C_1 и точку сшивки r^*

$$C_1 = \begin{vmatrix} 9.4 & 10^{14} \\ 4.12 & 10^{17} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2.8 r_1 \cdots P 2045 \\ 15.8 r_1 \cdots P 1706. \end{vmatrix} (33)$$

6. Излучение магнитосферы. Выше была показана возможность супествования квазистационарной магнитосферы с температурой $T > 10^{\circ}$. Полная анергия, теряемая магнитосферой на излучение, определяется формулой (14). Основной вклад в (14) дает сравнительно небольшая область вблизи светового цилиндра $r - r_s$. В атой области скорость вращения магнитосферы $U = \Omega r$ приближается к скорости света. Поэтому возникает необходимость учета релятивнотского преобразования интенсивности. Расчет показывает, что учет релятивнама увеличивает наблюдаемую интенсивность примерно в два раза.

Для оценки светимостей в формулу (14) необходимо подставить время l_a уменьшения числа частиц в магнитосфере в два раза. Повторяя процезуру вывода формулы (3), получаем:

$$t_0 = \tau^{1,2} \begin{cases} 9.6 \cdot 10^3 \cdots P \ 2045 \\ 1.3 \cdot 10^6 \cdots P \ 1706 \\ 1.5 \cdot 10^3 \cdots P \ 0531, \end{cases}$$
(34)

где І, измерено в секундах.

Если принять $\gamma = 1$, то найденыме значения /, не могут отвечать реальной ситуации в пульсарах. Время /, 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, более мощные механьзмы потери момента звезды, чем утечка частиц с конца магнитосферы. Для реальных значений времени I_a 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 $T(r_z) \approx 10^\circ$, и максимум излучения попадает в оптический диапазон, а слектр имеет вид (с учетом релятивизма) [6]:

$$f(u) du = \frac{1}{4} - \frac{1}{6} 6.7 \cdot 10^{15} \left[\ln \frac{9.3}{\mu_{30} u_{15}} - 0.89 \right] du.$$
(35)

В инфракрасной области слектр имеет завал. Хотя этот слектр 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.

Заключеник. Основным результатом работы является доказательства возможности существования у пульсаров квазистационарной магнитосферм с температурой $T \sim 10^{\circ} \div 10^{\circ}$. Поддержание магнитосферы в таком состоинии в начальной части ее осуществляется подогревом плазым излучением звезды (за исключением Р 0531, для которого ато излучение практически несуществению). В основной же части магнитосферы плазы поддерживается в таком горячем состоянии благодаря джоулеву теплу, обусловлениому дрейфовыми токами. Излучение магнитосферы для Р 0531 лежит в основном в оптической части спектра, однако интенсивность оказывается на несколько порядков меньше наблюдаемого значения, поатому оно не может быть ответственным за наблюдаемос оптическое излучение пульсара в Крабовидной туманности.

Ереванский тосударственный 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 $T \approx 5 \cdot 10^{1}$ and for other pulsars changes from 10⁴ to 10⁵ at the end of the magnetosphere. For P 0531 the magnetosphere plasma is heated by drift currents. 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.

ΛΗΤΕΡΑΤΥΡΑ

- 1 Р. М. Авакин, А. К. Авегисин, Г. П. Алоджанц, Г. С. Свакин, Д. М. Седракин, Э. В. Чубарин. Астрофизика, 11, 109, 1973.
- 2. Г. С. Саакан, Д. М. Сезракан, Э. В. Чубиран, Р. М. Авакан, Г. П. Алозжану, Астрофизика, 11, 109, 1975.
- Г. С. Саяхян. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. Наука, М. 1972.
- 4. Г. С. Саахян, Р. М. Авакян. Астрофизика, 8, 123, 1972.
- 5. Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян. Астрофизика, 8, 476, 1972.
- о. Дж. Бексфи. Разнационные процессы в плазме. Мир. М., 1971.
- 7. Л. Спитуср. Физика полностью ионизонанного газа. Мир. М., 1965.
- 8 К. Лонгмайр, Физика плазим, Атомиздат, М., 1966



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

МАЙ. 1976

выпуск 2

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ВЕЩЕСТВЕ НЕИТРОННЫХ ЗВЕЗД

Ю. М. БРУК. К. И КУГЕЛЬ Поступныя 29 января 1975 Пересмотрена 18 автуста 1975

Оцениваются характерные времена выравнивания температур в жизкой и кристаллической фазах вещества в центральной области нейтронных звезд. Показано, что любые магнитные перестройки всегла происходях в нейтролной звезае, медлениее тепловых. С. матически описывается тенловая эполюция зиглам и начальный нернод се жизни. Попреденные оценки показывают, что сразу после рождения нейтронной пеяды с крусталическим ядром температура виутри исе является ист лютонной функцией радиальной конодинаты. Пончиной немоногопности выляется пельо- занабланетсяе озлаждение попставлического вдря при рождении писадь (оффект И Я Померанчука). Описына я меданизм алапления кристаллических ядер исйтронных чясть, и возможности поросов вещества на пульсяцов при звездотрястина. Призниой которых якаяется наолянвание раднальных напряженый. Выбросы вецества казывается возможным свять истолько с динамическими процессами в коре пульсара, по и с уовеношками инажих норгии. Предсказывается возможная повторясмость учистнымся через времена порядка ачентнов лет. Обсуждаются механизм ударного плавления кристаллических ядер исйтроиних авезд и возможность объясления связи динания плавленая и вригаллизация неймного ядра со структурой у-вольшек. Показано, 910, изучав «тручтуру у-вольшек, можполучить информацию о вихтрениих процесси и фото от процениях и чентренной зде Отмечаютсь возможности выделения ядерной энергов эле здарного разочены и рентгенов, кого сопровождения учислышен. Предска мнастки закие тонкая вречаныя структура у-венишей с одним ампульсом

1. Характерные времена начального периода зволющии.

1. 1. Бисление. В предыдущей работе едного из заторов [1] качественно исуждался вопрос о тепловой аволюции кристаллических ядер нейтроиных чезд. Сама позможность существования нейтроиных кристаллических ядер в пульсарах в последние годы активно изучалась [2—4]. Существуют наблюательные тесты и результаты, свидетельствующие в пользу такой возможности [5, 6]. Тепловая эволюция существенно определяется тем обстоятельством, что дейтроиный кристалл является кристаллом квантовым. При

образовании его (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 звездь: Применительно к адиабатической кристаллизации другой квантовой жид кости — жидкого Не³ — эффект резкого охлаждения был впервые предсказан И. Я. Померанчуком [7]. Окружающая кристаллическое ядро пульсара нейтронная жидкость срази после рождения звезды может иметь более высокую температуру (температура ядра 🔷 10° °К, температура жидкости ~ 10" °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. р. давление кристаллизации, Т — температура. Время выравнивания температур кристаллического ядра и окружающей его нейтронной жилкости 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 ниже, что v_a , v_b — удельные объемы жидкого и кристаллического состояний (обсуждение этого см. в [1]).

Настоящая работа посвящена обсуждению следствий возможных фазовых переходов в нейтронном веществе. Большая численная неопределенность ряда характеристик нейтронного вещества не позволяет делять строгие количествениме заключения. Однако качественные эффекты и проделанные оценки являются достаточно убедительными и должны быть приняты во внимание при построении правдоподобных моделей нейтронных звезд. Фазовые переходы оказываются, в частности, тесно связанными с временной аволюцией характеристих периодического и импульсного издучений. 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-испышками низких энергий [8, 9]. Объяснение связи у-вспышек и выбросов оыло предложено и обсуждалось в [10], однако там не рассматривались конкретиме механизмы выбросов.

1.2. Общие соображения о времени выравнивания температуры. Пусть для определенности начальная температура нейтронной жидкости (непосредственно после рождения эвезды) ~ 10¹¹ К. Сжатие при рождения происходит за гидродинамическое время:

$$\tau_{\rm vac} \sim R^{3/2} (\gamma M)^{-1/3}$$
 (1)

352

R = радиус, M = масса звезды. у = гравитационная постояяная. Если образовалось кристаллическое ядро, то его температура ~ 10° °К (см. [1]). В таких условиях будет существовать погок тепла в ядро из окружающей сорячей жидкости. Время выравнивания температур т зависит от размеров ядра и ст того, является ли неитронная жидкость нормальной или сверхтекучей. Пока температура жидкости выше $T_c \sim (\Delta_s k) \gtrsim 10^{10}$ К, жидкость может считаться нормальной (Δ_s – нейтронная били с таряния Больцмана – [11]). Время γ_T должно сравние путься, конечно, и с характерными временами нейтринного охлаждения, сладянного с ингенсинными β -процессами (например, урка-процессами: $n \rightarrow p$ $c \rightarrow \gamma$, $p = c \rightarrow n - \gamma$).

Мы рассматриваем здесь простейшую модель, предполагая, что кроме исйтронов 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 разнусы порядка нескольких километров. Мы считаем ниже, что протоны также являются нормальными на начальной стадии жизни звезды (их щель $\Delta_a \leq \Delta_a$), электронивая жидкость в звезде вообще не становится сверхпроводящей [13]. Электро- и теплопроводность в центральной части звезды пределяются релятивистским алектронным газом, при атом справедлив такон Видеманз-Франца [14]. Мы используем все ати факты при оценках вримени т_т.

Оценим сначала т_т в жидьой фазе. Легко проверить, что основной яклад в теплоемкость дают нейтроны Для оценок мы применяем обычные рмулы для ферми-жидкостей или ферми-газов [15]. Пусть С., С., и С., слектронный, протонный и нейтронный вклады в полную теплоемкость смеферми-жидкостей, а n_{et} , n_{g} и "., —соответствующие концентрации. Тогда

$$\frac{C_e}{C_p} \sim \frac{-3\hbar}{m_n c} n_n^{1/3} \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \quad \frac{C_u}{C_n} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \tag{2}$$

здесь m_n — масса нуклона, є скорость света, h — постоянная Планца. При плотностях порядка ядерной плотности $\frac{3h}{2} = n_n^{1.5} \sim 1$.

$$\frac{C_{\epsilon}}{C_{\mu}} \sim \left(\frac{n_{\epsilon}}{n_{\mu}}\right)^{1/3}; \quad \frac{C_{\epsilon}}{C_{\mu}} \sim \left(\frac{n_{\epsilon}}{n_{\mu}}\right)^{2/3}, \tag{27}$$

в так как релльно $(n, n_s) \sim 10^{-2}$, теплоемкость смеси, действительно, определяют нейтроны. Взаимодействие влектронов и протонов учитынается тем, что в формулу для проводимости з входит время γ_{tr} , определяющееся рассеянием электронов на нормальных протонах [14]:

$$z \approx \frac{n_r e^{2z_{tr}c}}{\hbar k_F},\tag{3}$$

$$_{tr}^{-1} \approx \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{T}{T_F}\right)^2 \frac{ck_F^2}{k_{FT}}; \qquad k_{FT}^2 = \frac{4}{\pi} \frac{k_F m_a e^2}{\hbar^2}.$$
 (4)

Здесь k_{FT} — ферми-томасовское волновое число, e — заряд электрона, $ltk_F = p_F$ — фермиевский импульс электронов (протонов), T — температура жидкости, а kT_F — энергия Ферми-протонов. Теплопроводность ж и коэффяциент температуропроводности T получаются из простых формуа (некоторые численные коэффициенты ~ 1 опускаем :

$$k \sim z L_p T; \quad L_p \sim (k/e)^2,$$
 (5)

$$I \simeq \frac{x}{C_n} \sim \frac{sL_0T}{C_n}.$$
 (6)

Время выравнивания температуры есть теперь

$$(a^{-}\lambda),$$
 (7)

4 — характерный линенный размер задачи. Подставляя еще

$$C_{*} \approx \frac{m_{*} p_{F_{*}}}{3h^{3}} k^{2} T, \qquad (8)$$

где р. - нейтронный фермненский импульс, получим оценку:

$$\varepsilon_T \sim \left(\frac{n_s}{n_r}\right)^{13} \left(\frac{a}{v_{F_F} \varepsilon_D}\right) \left(\frac{a}{c}\right)$$
 (9)

В (9) v_{F_p} — протонная фермиенская скорость: h_{e_p} — $h_{e_p}^3 = 3\pi^3 n_e$. Таковы оценки для *жидкой* фазы, все они справедлины при $T < T_F$ 10¹⁶ К. При $T = 10^{10}$ К (такие температуры достигаются через несколько часов после рождения звезды) можно не учитынать и рождение влектрон-позитронных 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 τ_T .

З. Численные оценки. Сначала оценки т_т в жидкой звезде. Эта оценка носит чисто иллюстративный характер, т. к. при отсутствии кристаллического ядра нет причин для возникновения перепадов температур внутразвезды (ввезда почти изотермична—[16]). Рассмотрим импотетическую ситуодию, когда в родившенся звезде образовалось холодное (T ~ 10° °K).

354

жидкое и нормальное (несверхтекучее) ядро с раднусом а ~ 10° см. Для "стандартной" модели: (п, п,) ~ 10 °, п, = п, ~ 10³⁴ частиц см², kr ~ $-3 \cdot 10^{12} \, cm^{-1}$, $T_F \sim 10^{10}$ "К, $-10^{10} \, cm' cer,$ и мы получим из (4) и (9) оценку $\tau_T \sim 3 \cdot 10^{-1} \, a^2 T^2 \, cer (a в см. T температура жил$ кости н °К). При а ~ 10° см ту может принимать значения в пределах от нескольких суток до сотен лет (при T от ~10° 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 🖡 ~ 10⁻¹ сея (для звезды с R~10° см н М~М. = 2·10²²). Мы покажем ниже, что характерное время выравнивания температур в нейтронном кристалле не слишком сильно отличается от соотнетствующего времени в жидкости. Поэтому сжатие звезды при ее рождении янляется аднабатическим. Важно заметить, что уравнение теплопроводности в рассматриваемой системе существенно нелинейно, неличины × и С., сильно заянсят 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 нелики по сравнению с т.е. Грубая схема тепловой эволюции звезды такона: а) рождение ядра с температурой 10° К; температура окружающей жидкости ~10^{11 °}К; б) охлаждение жидкости за счет ухода нейтрино до - 10¹⁰ К при практически ныключенном механизме передачи тепла н ядро; в) охлаждение жидкости и одновременное нагревание ядра до ~ 10° К, 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 знезаы температур больших 10° К может достигать (10⁴ 10³) лет [19]. При более низких температурах нейтронное кристаллическое ядро не будет плавиться. Поэтому все наблюдательные эффекты, снязываемые 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 авезде температур выше 10° К и больше 10¹ лет (плавление ядер приводит к пыделению тепла, см. шиже).

1. 4. Восмя выравнивания температир в кристялическом 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 фермисвской ансогии возбуждений. Теплоемкость фермиевского кристалла имеет вид (8), но вместо т. И Р ... нужно подставить эффективную массу фермиевских возбуждений mª и соответствующий ферми-импульс р, Для оценок можно считать т ~ т. Существенным и нетривиальным является то, что температурная зависимость теплоемкости фермиевского кристалла отличается от подобной зависимости для кристаллов обычных: обычно теплоемкость кристалла при низких температурах $\sim T^*$, для фермиевского кристалла теплоемкость $\sim T$. Электро- и теплопроводность в звезде с кристаллическим ядром по-прежиему определяются вырожденными релятивистскими электронами, the о и х в первом приближении не меняются при переходе от жидкости к кристаллу. Характерное время выравнивания температуры в кристалле есть:

 $= \frac{a^2}{r} (C_s^* + C_r);$

$$C_n^* \approx \frac{m^* p_F^*}{3\hbar^3} k^2 T; \quad C_e \sim \frac{3\hbar}{m_n c} n_n^{1/3} \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{2/3} C_{ne}$$
 (10)

Отсюда следует. что $= -\frac{a^2}{2} C_{*, \tau}$ е.

$$\dot{\tau}_{T} > \tau_{T} \frac{3\hbar}{m_{e}c} n_{e}^{1.3} \left(\frac{n_{e}}{n_{e}}\right)^{2.3}$$
 (11)

Здесь $-\frac{1}{2}C_n$ соответствующее время в нейтронной жвдкости. Как и выше, считаем при плотностях порядка ядерной плотности $\frac{3}{m_nc}n_n^{1+}-1$. С другой стороны естественио, что $C^* < C_n$, в потому при $C_r < C_n$, $z_T < z_T$. То, что $C^* - C_n$ в интернале 10° К 10¹¹ К следует уже из того, что графики $S_n(T)$ и $S_h(T)$ пересекаются при $T \sim 10^{11}$ К, а внутри указанного интервала температур ($dS_n dT$) > ($dS_h dT$), $S_n S_h -$ энтропин жидкой и кристаллической фаз. Вопрос о персесченин $S_n(T)$ и $S_h(T)$ не является оченидным. Мы принимаем, что вто так, фактически исходя из аналогии со случаем Не². Строгое доказательство втого заключения для нейтронной (или ядерной) материи в настоящее время дать нельзя. Окончательно интересующая нас система приближенных неравенств записывается так:

$$1 > (z_T | z_T) > (n_e | n_e)^{23}$$
. (12)

Из (12) видно, что 🐾 и т. действительно отличаются мало.

Сравнение с временами магнитных перестроек, как и в обычных звездах, приводит к заключению, что магнитные перестройки происходят гораздо медление: тепловых процессов. Это есть, конечно, следствие вмороженности магнитного поля в вещество звезды. Учитывая, что время диф-

фузии магнитного поля есть $\tau_D \sim \frac{4\pi a a^2}{c^3}$, мы получаем оценку:

$$\frac{\tau_p}{\tau_r} \sim \left(\frac{n_r}{n_r}\right)^{1/3} \left(\frac{T_F}{T}\right)^4 \left(\frac{hc}{e^2}\right)^2.$$
(13)

Для $(n_e, n_h) \sim 10^{-2}$ и $T \equiv T_F \sim 10^{10}$ К

$$T_D = T_T$$
 (14)

Обратим еще внимание на совершенио разный характер температурной зависимости τ_{τ} ($-T^2$) и τ_{μ} ($-T^{-2}$).

 Динамика плавления кристаллических ядер, выбросы вещества из пульсаров и наблюдательные следствия.

2. 1. Плавление кристаллического ялра. Мы будем описывать теперь тепловую зволюцию звезды после установления монотонного распределения T(r). Нейтронный кристалл при $T = 10^{11}$ °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 ($(dp_a/dT) < 0-[1]$), поэтому остывание звезды в целом ведет к плавлению кристаллического ядра ее. Временная продолжительность процесса плавления $\gtrsim 10^5$ лег. При плавлении выделяется «лишний» объем $(v_a - v_b)$ в расчете на одну частицу. «Выделение- объема приводит к накапливанию радиальных напряжений и к лиездотрясениям, а выделяющаяся при плавления мощность может быть сравнимой с мощностью, налучаемой пульсаром (оценки см. ниже).

Пусть $r_0 = r_0(t)$ раднус кристаллического ядра пульсара, зависящий от времени t. За время dt распланится объем:

$$dV_{\text{pairs}} \approx 4\pi r_0^2 \frac{dr_0}{dt} dt$$
, (15)

 $\frac{dr_0}{dt}$ — есть скорость движения границы между жидкостью и кристал-

лом. Для простоты мы считаем сейчас плотность и в центральной части звезды не сильно зависящей от координаты г. Это допустимо для грубых оценок, так как мы не рассматриваем наружные слои звезды, где величина [dt/dr] велика. Умножая (15) на (v/m_) (m_ масса нуклона), мы найдем число частиц, перешедших из кристаллической фазы в жидкую;

$$dN_{\text{partial}} = \frac{1}{m_n} dV_{\text{partial}}.$$
 (16)

Энергия, выделяющаяся при плавлении, по порядку величины есть $kT_{\rm ns.} = dN_{\rm paces.s} T_{\rm ns.} = здесь температура плавления кристалла. Так как <math>(p m_n) \approx n_{\rm ni}$ можно написать:

$$kT_{\rm max} dN_{\rm parama} \approx kT_{\rm max} \frac{i}{m_n} dV_{\rm parama} \approx n_n k T_{\rm max} 4\pi r_n^2 \frac{dr_0}{dt} dt, \qquad (17)$$

или, учитывая, что модуль сдвига нейтронной кристаллической решетки G по порядку величниы есть

$$G \sim \frac{kT_{au}}{v_a} \sim \frac{kT_{au}}{v_k} \sim n_a k T_{au} \qquad (18)$$

(мы используем аналогию с обычным кристаллом), получим для скорости выделения плавящимся кристаллом тепла выражение:

$$\frac{dQ}{dt} \sim 4\pi r_0^2 G \frac{dr_0}{dt}$$
(19)

Оценим локальное повышение давления ip (вблизи границы кристаллического ядра). Оченидно, что $ip \sim \frac{\partial p}{\partial p}$ $iq \sim s^{i} q_{i}$, $i \sim \frac{m_{*}}{v_{*}} \sim \frac{m_{*}}{v_{*}}$, $s = xapaктерная скорость звука, <math>ip \sim \frac{m_{*}}{v_{*}}$ iv, $iv = (v_{*} - v_{*})$, т. е.

$$\dot{v}_n \sim \frac{m_n s^2}{v_n - v_k} \,. \tag{20}$$

U.

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]:

U.

$$\frac{v_s - v_s}{v_s} \sim \frac{G}{E}$$
(21)

358

В свою очередь модуль E связан со скоростью звука S, а по порядку величины справедлива оценка:

$$E \sim (m_{\rm s} s^2 / v_{\rm s}). \tag{22}$$

1/3 раценств (20) - (22) теперь следует, что

$$\delta p \sim \frac{k T_{na}}{v_m} \sim n_n k T_{na} \sim G. \tag{23}$$

В то же время модуль Е по порядку величним совпадает с давлением в центральной части звезды, иначе говоря, с плотностью гравитационной энергим:

$$E \sim \sqrt{n} \left(\frac{M}{R^2}\right)^n.$$
 (24)

При плавлении обычных кристаллов скачок объема составляет обычно иссколько процентов. Мы примем, что н при плавлении нейтроиного кристалла отношение $(G/E) \sim (10^{-1} 10^{-3})$. Когда мы рассматриваем обычный кристалл (например, какой-инбудь металл), модуль E определяется и основном давлением электроиного газа, а модуль G кулоновским взаимодействием ионов (ядер). В нейтроином 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 нейтроином 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 ситуации.

Оценны максамальную внергню, которая может выделиться при плавчении кристаллического ядра. Из (19) следует, что

$$\max Q \sim \frac{4\pi}{3} G[r^3(t_1) - r_0^3(t_2)].$$
 (25)

Здесь \overline{G} некоторое среднее значение модуля G. Усреднение должно проводиться по радиусу между $r_0(t_1)$ и $r_0(t_2)$, t_1 — время, соответствующее началу. t_2 — концу плавления. Если еще $r_0(t_2) = r_0(t_1)$ (на самом деле это нераленство может быть и не слишком сильным!), то

$$\max Q \sim \frac{4\pi}{3} Gr_0^3(t_1). \tag{26}$$

Считая $\overline{G} \sim G \sim (10^{-1} + 10^{-2})E$, $M \sim M = 2 \cdot 10^{52}$, $R \sim 10^{6}$ см, $r_{0}(t_{1}) \sim R$, мы получим из (26) max $Q \sim (10^{-1} + 10^{12})$ эрг, если же $r_{0}(t_{1}) \sim 10^{5}$ см,

то max $Q \sim (10^{45} - 10^{49})$ *spi*. Гравитационная внергия, запасенная в звезде, " $\frac{M^2}{R} \sim 3 \cdot 10^{53}$ *spi*. Теплоная энергия в жидкой звезде (для нормальной ферми-жидкости!) есть, очевидно:

$$U_{T} \sim N \frac{kT}{\varepsilon_{F_{A}}} kT.$$
 (27)

N-число нейтронов в внезде, t_{Fn} — пейтронная ферми-энергия. При $N \sim 10^{31}$ и $t_{Fn} = 10^{-5}$ зрл получим при $T \sim (10^8 - 10^{10})$ К. U_T ~(10⁸ - 10¹⁰) урл. Таким образом, энергия, выделяемая при плавлении, может быть вполне сравнимой с U_T (и даже превосходить ce!). Уже по этой причине для нейтронных звезд, имеющих криствллические ядра, следует заново пересчитывать занисимости T = T(r, t), результаты [19] для них, вообще говоря, не годятся. Сравнение с другими вращения, ядерной, гравитационно-деформационной, магнитной, а также выде-ляющейся при переходе нейтронной жидкости в сверхтекучее состояние и последующем остывании звезды, показывает, что плавление может играть очень существенную роль в анолюции, а излучение в принципе может быть связано не только (и не столько) с потерями вращательной знергия.

2.2. Накапливание ралиальных напряжений, звездотрясения и выбросы асщества из пульсаров. Рассмотрим гипотетическую возможность, когда в излучение в основном перерабатывается внергия, выделяемая при плавления написания в основном перерабатывается внергия, выделяемая при плавления написания си. — 10° лет. Поделив Q на поли си. Поделив Q на мы написам $(Q/l_z) \sim 3 \cdot 10^{41}$ время плавления $(l_z - l_z) \sim 10^{5}$ лет. Поделив Q на мы написам $(Q/l_z) \sim 3 \cdot 10^{41}$ время травления ($l_z - l_z$) со со довения границы между кристаллической и жидкой фазами. Из (19) следует, что $\frac{1}{r_z} \sim \frac{1}{q_z} \frac{dQ}{dt}$, $r = r_z(t)$.

$$\min \frac{dr_{0}}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r_{0}(t_{1})G} \frac{Q}{t_{2}}$$
(28)

При наших грубых оценках мы считаем, конечно, что $\frac{Q}{dl} \sim \frac{Q}{l}$ и что за время $l \sim (l - l_1)$ выделится весь запас Q (на самом деле за премя могло бы расплавиться, разумеется, не все ядро). Подставляя в (28) $r_0(l_1) \sim 10^3$ см, $G \sim (10^{-1} - 10^{-2}) E$, $E \sim 10^{25}$ эрг/см³, (Q/t₂)~ ~3 10³⁰ зрі сек, получим min $\frac{dr_0}{dt}$ ~ 3 · (10⁻⁸ + 10⁻¹) см/сек. Для дальпейших численных оценох примем $\frac{dr_0}{dt}$ ~ 3 · 10⁻⁸ см/сек. Характерное расстояние между нейтронами ~ 10⁻¹¹ см, значит за 1 сек плавится, трубо говоря, ~ 3 · 10° кристаллических слоев. Итак,

$$\frac{dV_{\text{paral.}}}{dt} \sim 4 \pm r_0^2 \frac{dr_0}{dt} \sim \frac{4 \pm r_0^2}{4 \pm r_0^2 G} \frac{dQ}{dt} \sim \frac{1}{G} \frac{dQ}{dt}.$$
 (29)

Численная оценка $\frac{dV_{partial}}{dt} \sim 3 (10^4 - 10^3) \ сm^3/сек. За 1 год расплав$ ляется объем ~ (10¹⁰ - 10¹¹) см³/юд. "Выделяющийся" при планлении "лишний" объем получается умножением распланленного объема на отношение (GE). За 1 год накаплинается "лишний" объем Vale ~ - (10" + 10") сы^зюд. Наличие кристаллической корки у пульсара приводит к накапливанию радиальных напряжений. Избыточное давление p_{max} , накопленное за 1 год. составляет (при $V_{max} \sim 10^{10} \text{ см}^3/год)$ $p_{mad} \sim p \frac{V_{max}}{V} \sim 10^{33} \text{ auh}/cm^2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^3/10 \text{ a} \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3 \sim 10^{51} \text{ auh}/cm^2 10 \text{ a}.$ Здесь V~1019 см⁴-полный объем нейтронной жидкости. Кроме раднальных наприжений в коре звезды накапливаются и касательные, обусловленные торможением. Суммарные напряжения направлены не но радиусу, а кора ломается, когда напряжения достигнут се сдинговых модулей. Для отношения модулей сдвига и сжатия коры естественно принять число ~ 10", а типичное значение модуля сжатия в коре - 10¹⁰ диніся. [18]. Совсем грубо можно считать поэтому, что за времена порядка десяткон лет в звезде могут наколиться избыточные напряжения, ведущие к разлому коры. Корректный расчет таких премен должен был бы учитынать зависимость избыточного давления в звезде от раднальной координаты.

Разлом коры мы интерпретируем, во-первых, как звездотрясение, при котором может скачком измениться угловая скорость пульсара Ω. Во-втоимх, разлом коры и наличие раднальных напряжений способствуюг «юбросу вещества на подкорковой области. В этой области, как показан» 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 аго приводит к естественному объяснению γ-вспышек [10]. Время накапливания напряжений, необходимых для слома коры (≳10 дсг), может рассматриваться как время между последовательными звездотрясениями и выбросами вещества, а значит и как характерный интервал между двумя у-вспышками. Энергин, выделяющенся при плавлении, вполне достаточно для объяснения разломов коры и выбросов подкорхового вещества. Подробное обсуждение спектральных характеристик у-велышек содержится в [10]. Там показано, что при выбросе из пульсара массы М° ≈ 10" г и хозффициенте преобразования кинетической экергии выброшенного вещества в энергию у-вспышки ~ (10⁻² 10⁻³) можно считать нейтронные звезды, рождающие у-вспышки, находящимися в нашей Галактике в среднем на расстояниях ~ 0.25 клс. По оценкам [22] масса неравновесной оболочки (подкорки), в которой запасена ядерная энергия, М. - 10" г.

2.3. О связи выбросов со скачками периода. Будем считать Maccy M ~ 10[™] г «наблюдаемой» величиной. Выброс М⁴ соответствует кинетической энергии выброшенного вещества ~ 0.2 М°с²~2-10¹¹ эрг. За времяя ~ 10 лет при плавлении выделяется 🛫 10¹¹¹ эрг, значит лишь очень чалая доля выделяющейся пол плавлении ангоран воль в кинетическую энергию имбрасываемого вещества. Остальная энергия перерабатыпастся в излучение и идет на нагревание охлаждающихся слоев эвезды. Плавящееся ядро является весьма эффективно работающим внутренним источником энергии. При наличии выбросов вещества из звезам в примциле уже нельзя считать сохраняющимся при звездотрясении механический мамент 19 (как это обычно делается, см. [18]). Момент выброшенного нещества по порядку величные есть M. S. - «средняя» скорость звука в вс-

ществе звезды $(s^{*} \sim ; \frac{M}{R})$. Для звезды в целом $l \sim MR^{2}$, а $l^{2} \sim$

~ МК Поэтому имеет место оценка:

$$\frac{M^* sR}{MR^{\circ}\Omega} \sim \left(\frac{M^*}{M}\right) \left(\frac{s}{\Omega R}\right). \tag{30}$$

С другой стороны.

$$\frac{\Delta(I'2)}{I'2} \sim \left| \frac{\Delta Q}{Q} + \frac{\Delta M}{M} + 2\frac{\Delta R}{R} \right|. \tag{31}$$

Здесь ЗМ - М-. Аналогичная оценка имсет место и для внергия пращения (~/ ₽²);

$$\frac{\Delta (I\Omega^{0})}{I\Omega^{2}} \sim \left| \frac{\Delta M}{M} + 2\frac{\Delta R}{R} + 2\frac{\Delta \Omega}{\Omega} \right|.$$
(32)

Эти оценки справедливы только по порядку селичины. Если бы звезда была однородной (по плотности), можно было бы утверждать, что

362

 $\frac{\Delta M}{M} \sim 3 \frac{\Delta R}{R}$ но для неоднородной звезды такое утверждение, вообще гокоря, уже несправедливо. Поэтому мы будем исходить сейчас из наблюдательных фактов и их следствий. Подставляя в (30) $M^* \sim 10^{-1}$ г, $M \sim 10^{32}$ г, $s \sim 10^{10}$ см/сек, $R \sim 10^{6}$ см и $\Omega \sim 10^{5}$ сек получим $\frac{\Delta (12)}{I_2} \sim 10^{-10}, \frac{\Delta M}{M} \sim \frac{M^*}{M} \sim 10^{-12}$. Реально для пульсаров наблюдаются $\frac{\Delta \Omega}{I_2} \sim (10^{-6} \div 10^{-1})$ и известно, что сразу после звездотрясения пульсар ускоряется ($\Delta \Omega > 0$) – [18], [23]. Из (31) следует при выбранных параметрах, что скачок $\frac{\Delta \Omega}{I_2} > 0$ вффективно может быть связан только с уменьшением R сжатием звезды при звездотрясении ($\Delta R < 0$). Учитывая, что $\left| \frac{\Delta \Omega}{\Omega} + 2 \frac{\Delta R}{R} \right| = 10^{-10}$, мы получим из (32), что $\frac{\Delta (12)}{R} = \frac{\Delta \Omega}{\Omega} > 0$, т. с. внергия вращения звезды при звезды при звездо

трясении немного увеличивается. Это соответствует "рэскрутке" звезам, а не ее торможению. Величина $\Delta (I^{(2)}) \sim 10^{13} - 10^{19}$ зрг, другими словами. $\Delta (I^{(2)})$ может быть как больше, так и меньше кинетической внергии выброшенного вещества ($\sim 10^{11}$ зрг). Таким образом, скачки Ω при звездотрясениях естественно укладываются в схему с плавлением кристаллических ядер и выбросами вещества. Уменьшение радиуса звезды при звездотрясениях есть по существу следствие приближенного сохранения момента при выбранных нами "наблюдасмых" параметрах. Отсутствие сейчас наблюдаемой корреляции скачков Ω и 7-яспышек не свидетельствует против предлагаемой теории (см. [9, 10]), однако обявружение 7-вспышки во время сбоя периода хотя бы у одного пульсара безусловно послужило бы весьма серьсэным аргументом в пользу развитой в [10] и в этой работе схемы

3. У зарное плавление кристаллических язер и структура замма-вспышек.

3. 1. Механизм ударного плавления кристаллического ядра. Некоторые наблюдающиеся у-вспышки имеют довольно сложную структуру, а частности, внутри у-вспышек 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-вспышек находят естественные сбъяснения. Многократные выбросы оказываются непосредственно связан-

ными с механизмом ударного плавления и возбуждением ударных воли в звезде при звездотрясениях. Качественную картину проще всего понять, пользуясь принадимой схемой—рис. 1. На эгом рисунке кривые $p_i(r)$ п $p_i(r)$ показывают распределение давления по радиусу звезды соответственно в ненапряженном и напряженном состояниях. Прямые $p_a(T_i)$ и $p_a(T_2)$ соответствуют давлениям плавления при температурах T_i и T_i . В действительности функции $p_a(T)$ должим меняться и вдоль раднуса, т. к. T = T(r).



Рис. 1. Масштабы не соблюдены. Объяснения в тексте.

однако для вачественных рассуждений мы можем сейчас пренебречь атой зависимостью и считать $p_k(T_1)$ и $p_k(T_3)$ прямыми, параллельными горизонтальной осн. Линия $p = \overline{G}_{\text{вудысс}}$ соответствует давлению, равному среднему модулю сдвига в коре, точка / = а, - некоторая средняя координата хоры. Пусть начальный раднус кристаллического ядра определяется пересечением $p_n(T_i)$ и $p_i(r)$ — точка $r=a_i$, при атом кора не ломается: $p_1(r = a_4) < \overline{G}_{resta}$. 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 г=а., 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 равным $\overline{G_{sopus}}$. 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 р1(г). Температура в звезде не успевает, однако, измениться за время разлома коры (знездотрясения), повтому давление кристаллизации будет теперь равно р. (Т.). а "равновесный" раднус кристал-

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ВЕЩЕСТВЕ НЕПТРОННЫХ ЗВЕЗД 365

лического ядра должен был бы стать ~*г*=а — Шаровой слой с толщиной ~ (а.—а.) должен расплавиться *ударным образом.* Но при этом снова выделяются энергия 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 раногреву не только внутренних областей звезды, но и коры. Время такого разогрева может быть, конечно, большим времени ударного плавления. Вполне возможно, что такой разогрев может сопровождаться интенсивным рент*исновским* излучением при звездотрязении и в течсние некоторого времени после него. Оценки выделяющейся при плавления 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 линамике ударного плавления. Не представляет, конечно, труда видонзменить 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-тон 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 инерцией. Примем для определенности, что напряжения, необходимые для оздлома коры. накапливаются пон «спокойном» плавлении за время ~ 10 лет. За это время выделяется энергия ~ 10" эрг. Рассмотрим модельнию ситуацию, когда второй импульс в У-вспышке имеет примерно такую же интенсивность, как и первый. Будем считать, что при ударном плавлении также выделяется ~ 101 эрг, т. с. расплавляется примерно столько же вещества, сколько расплавилось за 10 лет «спокойного» плавления. Эта последняя величина ~ 1011 см³, поэтому за 1 сек расплавляется ударным образом ~ 10¹⁰ см¹ сек. Скорость движения гранным жидкой и коисталлической фаз есть телерь

 $\frac{dr_o}{dt} \sim \frac{1}{4 = r_0} \frac{dV_{parta.}}{dt} \sim \frac{10^{10} \text{ cm}^3 \text{ cer}}{4 = \cdot 10^{10} \text{ cm}^3} \sim 0.1 \text{ cm cer}$

(как и выше, мы принимаем эдесь, что 🖉 🗢 10, с.ч.).

Мы связываем ударное плавление с временем \sim 10 сск. Отсюда следует, что последовательные разломы коры и выбросы вещества также характеризуются интервалом \sim 10 сск. На первый взгляд, характерная продолжительность каждого разлома не должна сильно отличаться от времени распространения удврной волны от коры к ядру и обратно — это проста 316—12 гидродинамическое время ~ (10⁻³ + 10⁻⁴) сек. В действительности нужно иметь в виду вероятную возможность многократных последовательных отражений затухающей ударной волны от хоры и ядра звезды. Истинная продолжительность разлома зависит от того, как быстро ударные волны затухают. Характерное время такого затухания заредомо 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 плавления ядра. Все наши качественные рассуждения сохраняют силу даже если уменьшить оценку полной энергии, выделяющейся при плавлении, на 2+3 порядка. Подчеркнем еще, что энерговыделение пои плавлении соответствует по своим масштабам внерговыделению при взрывах новых звезд. Последние характеризуются, как известно, выходом мощных ударных воли на поверхность звезд, сильным разогречом и рентгеновским и у-излучснием. Подобные процессы вполне вероятны и в пульсарах. Можно ожидать. что молодые пульсары могут оказаться значительно активнос, чем это считалось до сих пор.

3.3. Дригие процессы, связанные с фазовыми переходами в веществе нейтронных звезд. 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 ядерной 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 безогносительно к напряжениям — см. [22, 25, 26]). Понятно также, что и прохождение через этот слой ударных воли в принципе может сопровождаться выделением. ядерной энергия.

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 поэтому более сложный характер, чем это описано выше — возможны квазиколебательные режимы перехода от $r_a \sim a_i$ к $r_a \sim a_i$. Естественно, что если квазиколебания (плавление жристаллизация) реализуются, плавится всегда больше вещества, чем кристаллизация) реализуются, плавится всегда ние необратимое, а звездотрясения всдут, конечно, к диссипации полной анергии звезды. Это вовсе не противоречит тому, что сама звезда после звездотрясения ускоряет свое вращение.

Укажем на возможное объяснение уменьшения раднуса звезды при звездотрясения. Пусть первоначально температура Т(г)-монотонная функция /. 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 волне: не усперают «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 консталл-жидкость в течение некоторого времени может существовать горячий и шаровой слой. Наличие такого «горячего» слоя приведет к локальному разогреву как кристалла, так и нейтронной жидкости и к понижению давления кристаллизации. Часть энергии из «горячего» слоя вновь аккумулируется теперь кристаллом, и при этом снова растет раднус кристаллического ядра. Кристаллизация приводит к поглощению не только энергии, по и объема. С таким уменьшением объема можно было бы пытаться связать уменьшение раднуса звезды ($\Delta R < 0$) после звездотрясения. Обратимость процесса плавления не могла бы иметь места в периоз спокойного плавления ядра. Такая обратимость есть следствие сущестаснию неравновесной ситуации, возникающей при ударном воздействии. Если бы такой механизм уменьшения R был основным, мы могли бы поставить и обратную задачу: зная из наблюдений (ΔΩ/Ω), опоследить (NR/R), а при заданном R определить и количество закристаллизовавшегося вещества (после сбоя периода). Последнее, в принципе, связано с тем. какова температура внутри пульсара. Таким образом, имелась бы пониципнальная возможность определения $T(r \sim r_{*})$ на наблюдения ($\Lambda \Omega / \Omega$). Реализация такой программы осложияется тем, что нужно учитывать возможность малой перестройки при звездотрясении формы пульсара, что также поиводит к аффективному уменьшению R. К тому же пока мы слишком плохо знасм и функции $p_{n}(T, p)$ и p(r).

«Выделение» объема при плавлении не приводит в нашей схеме к увеличению раднуса звезды, т. к. до звездотрясения атому мешает кора, а при звездотрясении «лишний» объем сбрасывается. Считая, что при каждом разломе коры выбрасывается ~ 10^{°°} мы найдем среднюю плотность выбрасываемого вещества $p^{(n)} = (10^m \div 10^n) i/cm^3$. (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 звездотрясения кора становится неустойчивой по отношению к различным деформациям.

В принципе могло бы случиться еще и тах, что после первого выброса дырка в коре не вполне закрылась, и в течение всего времени ударного плавления в нее «малыми порциями» выкидывается суммарный «лишний объем. В этом случае после первого «большого» ныброса может быть серия мелких, следующих друг зэ apyrom c харахтерным временем: ~ 10⁻¹ сся. Когда же ударная волна достаточно затухнет. «дырка» закосется. Этот можент приблизительно соответствует концу ударного плавления и началу возможной 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 ~ 10⁻¹ сск. Тонкую структуру «хвоста» у-вспышек с одним главным пиком можно научать, 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 можег, 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 нной степени спокулятивный характер. Возникающие здесь про-Олемы сиязаны 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. Эель-

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ВЕЩЕСТВЕ НЕИТРОННЫХ ЗВЕЗД 369

довичу. Д. А. Киржинцу, В. С. Имшенинку, Г. С. Бисноватому-Когану и А. А. Собянину, за интерес и внимание к работе они признательны А. 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.

Поститут физики высоких давлений АН СССР

SOME CONSEQUENCES OF PHASE TRANSITIONS IN NEUTRON STAR MATTER

Ju. M. BRUK, K. J. 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.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ю. М Брук. Астрофизика, 11, 97, 1975.
- 2. A. G. W. Comeron, V. Canuto, Neutron Stars, XVI Solvay Conference, Bruxelles, 1973.
- 3. V. Canuto, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 12, 167, 1974.
- 4. V. Canuto, S. M. Chitre, Phys. Rev., A9, 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.
- И. Я. Померанчик, ЖЭТФ, 20, 919, 1950: Собрание научных трудов. т. 1. Наука М., 1972. стр. 210.
- R. I. B. Strong, R. W. Klebeadel, R. A. Olson, Ap. J., 182, L. 85, 1973; 188, L. 1. 1974, Е. П. Малец, С. В. Голенсцкий В. Н. Ильинский, Письма ЖЭТФ, 19, 126, 1974.
- 9. O. D. Прилучкий, Н. Л. Розситаль, В. В. Усов, УФН, 116, 517, 1975.
- Г. С. Бисноватый-Козан, В. С. Изшенных, Д. К. Надежин, В. М. Ченсткин, препринт № 12, ИПМ АН СССР, 1974. Astrophys. Space Sci., 35, 3, 1975.
- 11 Ю. М. Брук. Астрофилнка, 9, 237, 1973.
- A. E. Murana, Phys. Rev. Lett., 31, 257, 1973; Письме ЖЭТФ, 18, 443, 1973;
 A. E. Murana, O. A. Mapeus, H. H. Mumugemun, 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. 6911. 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. Л. Д. Ланзан, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964, гл. 5.
- 16. В Б. Зельдонич, И. Д. Новиков. Теория тяготения и эколюция звезд. Наука, М., 1971, гл. 11.
- 17. Я. Б. Зельлович, Ю. П. Райзер, Филика ударных воли и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966, гл. Х.
- 18. Ш. Дайсон. Л. Тер-Хаар, Нейтронные звезам и пульсары, Мир. М., 1973.
- S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenguat, M. Ruderman, Ap. J., 176, 731, 1972.
 S. Tsuruta, preprint, GSFC-X-640-72-417, 1972
- И. Е. Длялицинский. П. С. Конаратенко. В. С. Левченков. ЖЭТФ, 62, 1575. 2318. 1972; П. С. Конаратенко, В. С. Левченков. ФТТ, 18, 440, 1973.
- 21 Я.И. Френксль. Кинетическая теория жидкостей, Наука, Л., 1975.
- Г. С. Бисновасый-Котан, В. М. Ченеткин, Письма ЖЭТФ, 17, 622, 1973; Astrophys. Space Sci., 26, 3, 1974.
- 23. B _1 Гиньбурт, УФН, 103, 393, 1971
- 24 A. E. Metzger, R. H. Parker, D. Gilman, L. E. Peterson, J. I. Trambka, Ap. J., 194, L 19, 1974; J. I. Trambka, 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. Саакин. Р. М. Анакин, Астрофизика, 8, 123, 1972.
- 26. Э. В. Чубаран, Р. М. Апакян, Уч. зап. Ереванского ун-та, 1, 38, 1972.
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 Пересмотрена 28 апреля 1975

В скаларио-тендорной космологии найдены зналитические решения для наотропиых моделей с кривнаней при $p = g/\beta$. Обсуждаются соотношения между наблюдаемыми параметрами Метагалектики и уточняются ограничения на скорость варикации G. Показано, что скалярное поле может доминировать даже в настоящую впоху, и вполие допустим его анергетический вклад, сравнимый с критической плотностью.

Изотропные молели с излучением ($p = \epsilon/3$) в конформном представлении скалярно-тензорной теории тяготения. В последнее время интенсивно обсуждаются различные скалярно-тензорные модификации ОТО, среди которых наиболее физически содержательным и полно разработанным является вариант Иордана-Бранса-Дикке [1]. В втой теории для описания гравитации дополнительно к метрике пространства — времени $V_{a} - ds^{2} = g_{ab} dx^{b} dx^{b}$ вводится скалярное безмассовое Ф-поле, заменяющее «константу» тяготения G∞9-1. Такое гипотетическое дальнодействующее поле, которое, согласно эвристической идее Маха, определяется всей матерней во Вселенной, позволяет реализовать общековариантным образом гипотезу Дирака о вековой вариации константы грацитационного взаимодействия масс - | G/G | 0 вследствие хаббловского расширения. Скалярное Ф-поле не взаимодействует непосредственно с материальными источниками Тик 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 — пробные частицы, и лучи света движутся по геодезическим V.).

Наряду с исходной формулировкой скалярно-тензорной теории водможны се различные конформно-преобразованные представления [1, 2]: $g_{1k} = k(x^*)g_{1k}$, $\phi = \phi/c$, среди которых наиболее простым в математическом отношении является вариант Дикке [3] с $\phi = G_0^{-1} = \text{const.}$ В втом формализме для конформной метрики $ds^2 = \phi ds^2$ справедливы уравнения Эйнштейна³:

$$\bar{G}_{\ell}^{k} = \bar{R}_{\ell}^{k} - \frac{1}{2} \delta_{\ell}^{k} \bar{R} = -\bar{\chi} \left(\bar{T}_{\ell} + \bar{\Lambda}_{\ell}^{k} \right), \quad \bar{\chi} = 8\pi G_{u} = \text{const}, \tag{1}$$

а скълярная компонента $\iota = G_0 \, \varepsilon \, (x^4)$ отделяется от гравитации и может рассматриваться как стороннее безмассовое поле:

$$\overline{\Box} \ln \iota = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}^{\varepsilon}} \left(\sqrt{-g} \iota_{,i} | \iota \right) = \frac{8\pi}{\varepsilon}, \quad \varepsilon = 2\omega + 3, \quad (2)$$

которое выступает в качестве дополнительного источника геометрии V, с тензором энсргии-импульса вида:

$$\tilde{\Lambda}_{i}^{k} = \frac{1}{2\tilde{\lambda}\lambda^{2}} \left(\lambda_{i} \lambda^{k} - \frac{1}{2} \delta_{i}^{k} \lambda_{i} \lambda^{m} \right)$$
(3)

Однако при этом скалярное л-поле уже взаимодействует непосредственно с частицами (за исключением безмассовых), нарушая принцип геодеанче-

ского движения и приводя к изменению их масс покоя — $m = i^{-1/2} m$, так что законы сохранения для обычной материи рыполняются лишь в совокупности со скалярным *i*-полем: $(\tilde{T}_i + \tilde{\Lambda}_i)_{i,k} = 0$.

Согласно интерпретации Дикке [1, 3], исходный и преобразованный варианты скалярно-тензорной теорин отвечают различному выбору фундаментальных единиц или масштабов измерений атомных (h, c, m=const, G—переменная) или гравитационных (h, c, G=const, m— переменная).

Отметим, что вги два представления теории незквиваленты, т. к. интеграл действия и уравнения движения материи конформно неинвариантны. Они различаются, прежде всего, базисными метриками, и при янализе фи-

Здесь 1/ω — бевразмерный параметр связи скалярного и тенворного полей; причем, согласно экспериметальным данным по проверке релятивистских гравитационных эффектов в Солисчной системе считается, что [ω]>6. Скорость света с=1; точка с вапатой опцичет конвриантнос, в запятая — обычное дифференцирование.

знческих следствий в конформном формализме необходимо преобразовать результаты к исходному представлению с реальной физической геометрией V, и нормальным, как в ОТО, поведением часов и масштабов, либо надо локально переопределять масштабы и единицы намерения [4].

При обсуждении ряда проблем однородной космологии конформное представление иногда оказывается более удобным, чем исходное, поскольку тензор анергия—импульса (3) при $\lambda = \lambda(t)$ имеет гидродинамическую структуру:

$$\widetilde{\Lambda}_{3}^{*} = -\widetilde{\Lambda}_{4}^{2} = -\widetilde{\Lambda}_{2}^{2} = -\widetilde{\Lambda}_{3}^{2} = \frac{\zeta}{4\pi} \left(\frac{i^{\prime}}{i}\right)^{\prime}, \quad i^{\prime} = \frac{di}{dt},$$
 (4)

н однородное скалярное поле действует подобно покоящейся жидкости с предельно жестким уравнением состояния $p_1 - e_2 = \zeta/4 = (i - e)^2$ [4]. Следовательно, некоторые качественные результаты однородной скалярно-тензорной космологии можно получить даже в рамках ОТО на основе анализа динамики изотропных [4, 6] или более общих анизотропных моделей [7]. заполнениых смесью двух взаимодействующих гидродинамических компонент покоящейся материей с заданным уравнением состоянии p = p(e) и «скалярной жидкостью» с $p_1 = e_{a_1}$. Суммарная энергия матерыи и «скалярной жидкости» в фиксированом объеме V сопутствующей системы изменяется соглаено адиабатическому закону расширения для такой среды:

$$d(\widetilde{E}\widetilde{V}) + \Pi d\widetilde{V} = 0, \quad \widetilde{E} = \varepsilon + \varepsilon_2, \quad \widetilde{\Pi} = p + p.$$
 (5a)

Из-за прямого взаимодействия этих компонент, обусловленного генерацией «маховской» части λ -поля следом тензора энергии импульса материи $T = \varepsilon - 3p \neq 0$, в общем случае происходит обмен энергий между инми. ведущий к переменности масс покоя частиц — $m = m_{\lambda} \lambda^{-1}$. [4]

$$\frac{d}{dt}(\widetilde{\iota V}) + \widetilde{\rho} \frac{dV}{dt} = -\frac{i'}{2\iota}(\widetilde{\iota} - 3\widetilde{\rho})V$$
(5a)

Но для нанболее интересного в скалярно-тензорной космологии уравнени: состояния (которое приближенно выполняется на раднационной стадии, когда в материальных источниках доминирует излучение, а также, нероятно, применимое для сверхплотной «горячей» материи и на более ранних этапах расширения Вселенной) прямым взаимодействием такой ультрарелятивистской компоненты со «скалярной жидкостью» (связанным с генерацией «маховской» части А-поля) можно пренебречь и достаточно учитывать влияние только свободной вакуумной компоненты А-поля⁴.

Благодаря максимальной жесткости скалярной жидкости» ее плотпость энергии нарастает при общем аднабатическом сжатии наиболег быстро ($a = p_i \propto V^{-3}$). Поэтому однородная мода свободного скалярного поля домизирует над обычными материальными источниками и должна радикально изменять по сравнению с ОТО характер начального состояния и динамику ранних стадий расширения Вселенной как в наотропной [4, 6, 10, 11], так и в анизотропной [7, 9, 10—14] космологии.

Изотропные модели с метриками

$$Is^{2} = dI^{2} - R^{2}(I) \{ d/^{2} + S^{2}(I) [df^{2} + \sin^{2} f d\tau^{2}] \},$$

$$S(I) = \begin{cases} \sin I, \quad k = +1 \\ I, \quad k = 0 \\ \sinh I, \quad k = -1 \end{cases}$$
(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=ne ($0 \le n \le 1$) [6, 11], м 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. Моргенстери [6] исследовал только а конформном поедставлении изотропные решения (6) с $k=\pm1$, выраженные в виде громоздких квадратур и по форме малоудобные в астрофизических приложениях.

Используя аналогию между однородными общерелятивистской и конформно-преобразованной скалярно-тензорной космологиями, мы укажем общие решения (яключая и вариант с $\zeta < 0$) для всех изотропных моделей (6) при p = p/3, записанные в простой параметрической форме через элементарные функции, и кратко обсудим их динамическое поведение.

Полевые уравнения скалярно-тензорной космологии в конформном представлении для изотропных метрик (6) имеют вид:

$$R'' = -\frac{2}{6} (E + 3\Pi), \quad R'' = \frac{2ER'}{3} - k, \quad \frac{d}{dt} \left(R'' \frac{k'}{k} \right) = 0, \quad (7)$$
$$\epsilon''(p+z) = -3R'/R$$

Однородные модели, заполненные смесью невзаямодействующих «скалярной жидкости» с р_л и обычной материи заже при могут представлять интерес с гочки эргиня упроцесивых скалярно-текзорных геории [8, 9]. в которых гипотетическое скалярное поле не связано с материей и имеет чисто вакуумную природу. Отметим, что для полокой изотиропной метрики можно получить аналитические решения при р = n.g

и, следовательно, первые интегралы при $p = \varepsilon/3$:

$$\mathcal{I}_{z} = \frac{3M^{z}}{R^{4}}; \quad \frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{C}{R^{3}}; \quad \mathcal{I}_{z_{\lambda}} = \frac{\zeta}{4} \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^{z} = \pm \frac{3S^{z}}{R^{4}}; \quad S^{z} = \frac{|\zeta|}{12}C^{z}; \quad (8)$$

$$\zeta = 2\omega \pm 3; \quad M = \text{const.}$$

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 подобно предельно жесткой жидкости ($S \neq 0$), так что задача сводится к интегрированию уравнения Фримама для смеси таких двух невзаимодействующих компонент с p = t/3 и $p_{z} = t$:

$$R^{u_{2}} = -\frac{S^{2}}{R^{u}} + \frac{M^{u}}{R^{u}} - k, \quad i/i_{u} = \exp\left[C\int\frac{dt}{R^{u}(t)}\right], \quad (9)$$

гле "+" отпечает :>0, "-"- варианту с !<0 (»<-6).

Квазизвклидовый вариант интересен прежде всего для анализа влияния свободного скалярного поля на динамику ранних стадий расширения изотролной Вселенной, когда пространственной кривизной заведомо можиз пренебрегать (*z* > 1000).

Характер начального состояния в изотропной скалярио-тензорной космологии существенно зависит от знака константы $\zeta = (2\omega + 3)$.

Если (2ю+3)>0. тогда решение вида

$$\mathcal{R}(\tau_{i}) = \frac{S}{M} \sin \frac{\tau_{i}}{2}, \quad t = \frac{S^{2}}{4M^{3}} (\sin \tau_{i} - \tau_{i}), \quad (10)$$
$$\lambda(\tau_{i}) = \lambda_{9} \left(\operatorname{th} \frac{\tau_{i}}{4} \right)^{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}}}$$

обязательно имеет сингулярность, и в изотропных моделях существует вакуумияя стадия начального расширения с универсальной асимптотикой т.нчечного колланса:

$$R(t) \propto t^{1.3} - 0, \quad r(t) \propto t^{-2.1.3-1}, \quad (11)$$

которая не завиент от наличия материи и определяется только свободным скалярным полем.

Если
$$I = (200 + 3) < 0$$
, тогда в моделях с материей при $P = s/3$:

$$R(\tau_{i}) = \frac{S}{M} \operatorname{ch} \tau_{i}, \quad t = \frac{S^{2}}{4M^{3}} \left(\tau_{i} + \frac{1}{2} \operatorname{sh} 2\tau_{i}\right), \quad (12)$$

$$L(\tau_{i}) = L_{0} \exp\left[\frac{1}{2} \pm 2\right] \sqrt{\frac{3}{34\pi}} \operatorname{arctg} e^{\tau_{i}}$$

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 матерней. и плоские модели (10), (12) выходят при t — S M на фридмановский режим для $p = \epsilon/3$: $R \simeq V 2Mt$ — $i(t) = G_0^{-1} = \text{const.}$

Пространственную кривизну ($k=\pm1$) необходимо учитывать лишь в позднюю эпоху расширения Вселенной при красных смещениях z < 10, что важно для сравнения скалярно-тензорной космологии с наблюдательными данными. Поятому «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 инаких энергий, гравитационные и скалярные волны и т. п.) являются главной компонентой материальных источников в Метагалактике даже сейчас. Для закрытых моделей характерно финитное расширение с приближением к фридмановскому режиму вблизи

$$R_{max} = \frac{M}{1/2} \left[1 + \left(1 + \frac{4S^2}{M^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

и $\zeta > 0$ наличие двух сингулярностей накуумного типа (11). "Открытая" инфинитно расширяющаяся модель стремится к фридмановской на параболической (если $\tau_{\rm sp}$ 1) или гиперболической накуумной (при 1) стадиях с асимптотическим ныходом на милионский режим, когда гранитация материи становится несущественной: $R \simeq t \rightarrow \infty$, $k(t) \rightarrow v_{\odot} = G_0^{-1} = {\rm const.}$

Если 5<0, то, как и для плоского вариантя (12), свободное скалярное поле ликвидирует сингулярность в «открытой» и «закрытой» 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 4:

$$ds^{2} = t^{-1} ds^{2} - d^{-1} - a^{2}(\tau) ds^{3} - a^{2}(\tau) (d\tau_{t}^{2} - ds^{2}).$$
(13)

Таким образом, получаем для «закрытой» и «открытой» моделей с p = t/3точные общие решения в параметрической форме (13), но уже в рамках исходного варианта Иордана—Бранса—Дикке.

С точки зрения исходного и конформного представлений динамическое поведение изотропных моделей сильно различается только при \$>0

на вакуумной скалярно-доминнрующей стадии вблизи сингулярности, которая в исходном яарианте харахтеризуется несколько иной, чем (11) аспыптотнкой точечного коллапса

$$a \propto z^{1/2} (1+2/(1-V^{-1})) \rightarrow 0, \qquad z \propto z^{1/(1+2)/\frac{1}{2}}$$
(14)

с двумя различными нетвями: э→0 (G----) или =----- (G--0).

Однако эти оба представления близки и практически сонпадают в позднюю эпоху расширения Вселениой, когда 1 --- const --- 0.

Преобразованные к физической метрике (13) решения для "закрытой" и "открытой" моделей при p = i/3 (а также "плоской" с p = 0 и p = i/3) [11] можно использовать для построения зависимостей между наблюдаемыми типа видимой знездной величины m, (z), числа галактик N(z) и т. п. ($z = (a_0 - a)ia - красное смещение)$ и сопоставления их с данными внегалактической астрономии (подобно тому, как вто делялось в ОТО для фридманонских и искоторых специальных моделей при p = 0 в скалярно-тензорной космолотии [22]). Это дает возможность определять кинематические параметры Метагалактики постоянную Хаббла $H_0 = (a/a)_0 = (d \ln a/d^2)_0$ и параметр замедления $q_0 = -H_0^{-1}(a a)_0$, а также наложить ограничения на допустимый уровень 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 нерелятивистского вещества в Метагалактике:

$$\varphi = \frac{8\pi \varphi}{3 + 2\omega} (\tau + \tau_1), \quad H = \frac{8\pi (1 + \omega)}{3 + 2\omega} \frac{\varphi}{\varphi} (\tau + \tau_1), \quad \varphi = \frac{M}{a^3} > 0;$$
$$M, \ \tau_1, \ \tau_2 = \text{const}, \tag{15}$$

$$\frac{\Lambda}{H} = -\frac{d\ln\varphi}{d\ln a} = \frac{\tau + \tau_1}{(1+\omega)(\tau + \tau_2)} = \frac{\tau + \tau_2 + \tau_1}{(1+\omega)(\tau + \tau_1 + \tau_2)},$$
(16)
$$\tau_1 = -\tau_2 + (\tau_1 - \tau_1)\frac{1+\omega + \sqrt{1+\frac{2\omega}{3}}}{(4+3\omega)\sqrt{1+\frac{2\omega}{3}}}, \qquad S = \tau_2 - \tau_1,$$

Для изотропных моделей, заполненных излучением с p = 1/3:, согласно (13) и (9) получаем:

$$-\frac{\Lambda}{H} = C \left[\left(\pm S^2 + M^2 \varphi a^2 - k \varphi^2 a^3 \right)^{12} - \frac{C}{2} \right]^4$$
(17)
$$\frac{2}{2} = C/a^3, \quad z = M/a^4,$$

так что при k = 0 в соответствии с [11]

$$-\frac{d\ln t^{2}}{d\ln a} = 3C_{l}8\pi M (\tau_{l} + \tau_{l2}), \quad \tau_{l2} = \text{const.}$$
(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 ато делалось в работах [18]) представлении скалярно-тензорной космологии Нордана—Бранса—Дикке [1]:

$$R_{1}^{1}:\frac{a}{a}+2\frac{a^{2}}{a^{2}}+\frac{a}{a^{2}}+\frac{2k}{a^{2}}=\frac{8\pi}{(3+2\omega)\frac{1}{2}}[z+\omega(1-p)],$$

$$-G_{1}^{0}:\frac{a^{2}}{a^{2}}+\frac{a}{a^{2}}-\frac{\pi}{6}\frac{z^{2}}{z^{2}}+\frac{k}{a^{2}}-\frac{8\pi}{3z},$$

$$\Box\varphi=\frac{1}{a^{2}}\frac{d}{d^{2}}(a^{4}z)=\frac{8\pi}{3+2\omega}(z-3p).$$
(19)

Эти уравнения, отнесенные к настоящему времени τ_{e} , дают следующие два соотношения между 5 наблюдаемыми величинами H_{e} , q_{e} , A_{e} , и радиусом кривизны

$$H_0^2 - H_0 \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 - \frac{\omega}{6} \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0^2 - \frac{\chi_0 z_0}{3} = -\frac{k}{a_0^2}; \quad z = \frac{2\omega + 3}{3\omega + 4},$$

$$- q_0 H_0^2 + H_0 \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 + \frac{\omega}{3} \left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0^2 = -\frac{\xi_0 z_0}{3(3 + 2\omega)} + \frac{3z_0}{3(3 + 2\omega)}, \quad (20)$$

причем, в общем случае считается, что Метагалактика заполнена смесью нерелятивистского вещества (P=0) и излучения (P=3/3). Критическая плотность, отвечающая плоскому варнанту (k=0) в скалярно-тензорной космологии

$$\frac{\gamma_0 \alpha}{3} z_e^* = H_0^2 - H_0 \left(\frac{\tilde{G}}{G}\right)_0 - \frac{\omega}{6} \left(\frac{\tilde{G}}{G}\right)_0^2, \tag{21}$$

существенно записит от величины и знака вековой взриация (GG).

причем, как и в ОТО, значение з не связано с уравнением состояния материи.

Относительная скорость вариации гравитационного парамегра может быть записана в виде: !

$$\left(\frac{G}{G}\right)_{0} = -\frac{3}{2}H_{0}\left[1-\frac{1}{1+\frac{4w}{3}}(q_{0}-\beta)\right]^{2}$$

$$\beta = \frac{\chi_{0}^{2}\left(3s_{0}+w\left(s_{0}+p_{0}\right)\right)}{3\left(3+2w\right)H_{0}^{2}}.$$

$$(22)$$

В отличие от ОТО (где $q_0 = \beta$), теперь параметр замедления $q_0 > \beta - 3/4\omega$ ($\omega = 6$) либо $q_0 < \beta + (3.4 | \omega |)$ ($\omega < -6$) – не фиксирует однозначно плотность z_0 и кривизну моделей.

Дополнительно к общерелятивистским временным масштабам $T_{H} = H_{0}^{-1} \simeq 2.10^{10}$ лет и ($(I_{0})^{-1.2}$, довольно близким по величине, скалярное поле вводит новую шкалу эволюции Метагалактики, которая задается пока не установленным значением вековой нариации $V_{0}^{-1} = (G,G)^{-1}$. Если исходить из акспериментально допустимого верхнего предела вековой нариации [24] 1 G/GI 3.10 ч лет, тогда в соотношениях (20) вклая свобояного скалярного поля булет преобладающим, и, следовательно, скалярно-доминирующая стадия (w > 6) должна захватывать и настоящую эпоху. Однако столь быстрая нариация (G/G), > H, при w>6 совместима только с "закрытой" (k = +1) моделью и требует больших значений ускорения $q_0 > 3$, что должно приводить к резкому уменьшению возраста Вселенной $T = \Lambda_0^{-1} < 10^{10}$ лет). Несингулярную космологию ($\omega < -6$) при G/G > H. можно согласовать только с "открытой" моделью, если предполагать, что регулярное "отражение" происходило при 2 < 10, л это очень маловероятно. С учетом неопределенности данных для илотности материи $\varepsilon_0 = (10^{-29} - 10^{-30}) \ i/cm^3$ и давления p_0 , а также величины параметра замедления и. - (1 0.5) [23], можно утверждать, что вековая варнация (22) вряд ли превышает Н., хотя ее знак проияволен. Таким образом, при $|\dot{G}/G|_0 = H_0 \simeq 5 \cdot 10^{-11}$ лет⁻¹ вклал эффектинной "энергии" скалярного поля в (20) не больше критического общерелятивистского значения « ~ 5 10⁻³⁰ «/см³, хотя и "открытой" (k = -1) модели он может превышать вклад обычной материи даже в современную эпоху,

[•] В работе [17] для частного случая моделей с $\rho = 0$ несколько иной процедурой было получено сходное с (22) выражение для (Λ)₂, причем автор обсуждал и нефизическую ветвы с (19), которая не удовлетворяет принципу соответствия с ОТО в пределе (Λ)₂ = 0.

Если в Матагалактике сейчас основной формой материальных источников являются фоновые излучения с p = r/3, тогда вековая вариация «константы» тяготения, обусловленная только наличием свободного скалярного поля.

$$\left(\frac{G}{G}\right)_{0}^{2} = \frac{6}{a} \left[H_{0}^{2}(q_{0}-1) - \frac{Z_{0}^{2}}{3}(1-i_{1}^{2})\right]$$
 (23)

может быть выбрана сколь угодно малой за счет сокращения продолжигельности скалярно-доминирующей стадии (m > 6), причем в заянсимости от начальных условий G либо уменьшается, либо увеличивается. Подчеркнем, что в несингулярной космологии при $\omega < -6$ вклад свободного φ -поля сейчас должен быть очень мал (в частности, при $p = 13 - |G/G|_0 \leq H_*$), что бы «огражение» (когда плотности материи и отрицательной скалярной энергии сравниваются) происходило в достаточно раннюю эпоху.

Для более реалистичных моделей Вселенной, заполненной смесью нерелятивнстского вещества (p=0) и излучений $(p=\ell/3)$ обязательно надо учитывать и «маховскую» (порождаемую этим веществом с $T = e - 3p \neq 0$) часть вековой вариации (G/G)₀. Последняя при неограниченном расширснии в «плоском» и открытом: вариантах становится преобладающей, как легко видеть из общего решения для квазивлялидовой модели с p n: ($0 \leq n = 1$) [11]. В случае p = -3 (когда скалярное γ -поле может быть только свободным) происходит быстрый ныход на фридмановскую асимптотику с $G(t) = G_0$ при () — , тогда как для чисто "маховского" плоского (k = 0) решения и отсутствие свободного скалярного поля при p = n: ($0 \leq n \leq 1/3$) [16] гранитационный параметр $G/G_0 = (-\tau_0)^{-11-3n/34-3-(1-n-1)}$ стремится к иулю ($\infty > 6$), либо к бесконечности ($\infty < -6$). Следошательно, в кизанзиклидовой модели относительная скорость вариации G, обусловленная "маховским" вкладом материи с p = z = 3, уже связана с постоянной Хаббла:

$$-\left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_{0}^{*} = \frac{1-3n}{1+\omega(1-n)} H_{\mu}.$$
 (24)

Если сейчас в Метагалактике доминирует вклад нерелятивнотокого вещества с p = 0, тогда "маховская" состанляющая нековой нарияции $(G/G)_0 \sim (1, 1 + \omega) H_0 \simeq 10^{-4} \, \text{деm}^{-1}$ ($|\omega| \geq 6$) при $5 \, 10^{-30} \, \text{г/сдr}^3$, хотя в "закрытой" (k = +1) модели, согласно оценкам [1, 10] она должна быть несколько больше: $|G/G|_0 \sim 3 \cdot 10^{-11} \, \text{д m}^{-0}$ ($\simeq 2 \cdot 10^{-5} \, \text{г/сдr}^3$).

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 веществом (P = 0), в соответствии с (19):

$$= \frac{8\pi\varphi_{\tau}}{3+2\omega}, \quad \varphi^*(\tau) = \varphi_0 - \frac{8\pi M}{(3+2\omega)\tau}, \quad \alpha(\tau) \propto \tau, \quad s = \frac{M}{\alpha}, \quad (25)$$

т. е. асимптотически $\varphi = \text{const}$, как и при $p = \pi/3$ н (18). Поэтому в "открытой" модели "махонская" вековая нариация при p = 0

$$\left(\frac{\hat{G}}{\hat{G}}\right)_{g}^{M} = \frac{H_{0}}{1 + \frac{2\omega}{3}} \left(\frac{\varphi_{0}}{\varphi_{e}}\right)$$
(26)

значительно меньше, чем в "плоской" (24), и при низкой плотности вещества $\rho_m \simeq 3 \cdot 10^{-31} \ i/cm^3$ в Метагалактике (\dot{G}/G) $_0^M \simeq 10^{-12} \, sem^{-1}$.

Однако вклад в среднюю плотность нерелятивистского пещества от "корон" галактик, а также и "горячего" метагалактического газа, возможно, близок к критическому значению $5 \cdot 10^{-10} i/cm^3$, так что наиболее вероятная оценка "махонской" части вековой париации $|G/G|^M > (1/|1 + \omega|)H_0 = 10^{-11} \ Jem^{-1}$ ($|\omega| = 6$) указывает ее нижнюю теоретическую границу в Метагалактике.

Заключение. 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 совоеменного значения G. (в зависимости от начальных условий, уравнения состояния материи и знака (0). Во-вторых, на-за того, что свободное скалярное поле является дополнительным источником геометрии 1. и. если ω>6, на ранних стадиях плотность его эффективной энергии может на много порядков превышать вклад обычной материи. Принципиальное различие между скалярно-тензорной и общерелятивистской космологиями обусловлено однородной модой свободного Ф-поля, которая, в отличие от тензорной, совместима с изэтропней и действует в некотором отношении подобно идеальной жидкости с предельно жестким уравнением состояния p, и . Благодаря максимальной «жесткости» динамическое влияние такой «скалярной жидкости» растет при сжатип наиболее быстро и радикально меняет природу состояния Вселенной.

Если ω>6, то нензбежно 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 ф-поле — эквивалент «скалярной жидкости» с отрицательной плотностью энергин и давлением — в моделях с магерией устраняет сингулярность, обеспечивая регулярный цереход от сжатия к расширению (за счет нарушения анергетического условия теорем Пенроуда—Хоукина).

При классическом рассмотрении вариант скалярно-тензорной теории с $\omega < -6$ вполие допустим и приводит к привлекательной возможности построения иссингулярной изотропной космологии. Но в квантовой трактоске такое скалярное поле с отрицательной плотностью зиергии должно, вероятно, приводить к неустойчивости физического вакуума и спонтаниому рождению частиц (подобно С-полю Хойля-Нарликара)¹.

Свободное скалярное (4-поле в зависимости от знака о ускоряет (0>6), либо замедляет (0<-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 ослабсвает по сравнению с гравитирующей материей и пространственной кривизной, и моделя пыходят на «маховские» режимы, которые по динамике близки к фридмановским и характеризуются минимальной вариацией G. Эта «маховская часть (Г-поля, порождаемая нерелятивнотским веществом в Метагалактике, определяет нижнюю границу вековой варнации $|G/G|_0 = (1||1+\cdots|H_0 \simeq$ ~10⁻¹¹ лет⁻¹ ([0] = 6) при средней плотности 2. ~ 5.10⁻³⁰е/см³, что значительно меньше экспериментально установленного перхнего предела | G/G |0 < 3 · 10⁻¹⁰ лет ¹. С оценками возраста Вселенной (T 1010 лет) можно согласовать и более быструю вариацию (G/Go) $< H_{\rm e} \sim 5 \cdot 10^{-1}$ дет ¹, так что и принципе допустим и иклад свободиого скалярного э-поля при - 6 с эффективной плотностью энергии порядка или меньше критического значения в = 5.10 30 г см3. Если w < - 6, то и несингулярной космологии влияние свободного скалярного у-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 нерелятивистским веществом, ее знак противоположен знаку с 2 ω +3 независимо от кривизны. По тому, уменьшается (ω >6) или увеличивается (ω <-6) «константа» G, сейчас

На это обстоятельство обратили наше внимание В. Н. Грибов и Я. Б. Зсльдович.

ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКИЕ АНАЛОГИ ИЗОТРОПНЫХ МОДЕЛЕЙ 383

можно судить о природе начального состояния Вселенной (если при $\omega > 6$ 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 им. Б. П. Константинова АН СССР САО АН СССР

Приложение

Точные решения для "открытой" (k = -1) и "закрытой" (k = +1) моделей с p = 1/3.

A.
$$\zeta > 0, \quad k = -1; \quad R^{\pm}(z_i) = M^2 \operatorname{sh}^2 z_i + S \operatorname{sh} 2 z_i, \quad t = \int_{z_i}^{z_i} R(z_i) dz_i$$

$$i_0 = (1 + 2S/M^2 \operatorname{ctg} r_i)^{\pm 1} \overline{M^2}, \quad i_0 = \operatorname{const} > 0.$$

В. Случай k = +1 получается заменой гиперболических функций на соответствующие тригономстрические.

C.
$$\zeta < 0, \quad k = -1; \quad R^2(\eta) = \frac{1}{2} \sqrt{M^4 + 4S^2} \cosh 2\eta - \frac{M^2}{2},$$

 $i/h_0 = \exp\left[\pm 2 \right] \sqrt{\frac{3}{1\xi_1}} \arcsin \frac{1}{1} \frac{M^4 + 4S^2}{M^4 + 4S^2} \cosh 2\eta, -M^2}{1},$
D. $\zeta < 0, \quad k = +1; \quad R^0(\eta) = \frac{1}{2} M^4 \left\{ 1 + \left(1 - \frac{4S^2}{M^4}\right)^{1/2} \sin 2\eta \right\},$
 $i/h_0 = \exp\left[\pm 2 \right] \sqrt{\frac{3}{1\xi_1}} \arctan \frac{M^2 \log \eta + 1}{2S} \frac{M^2 - 4S^2}{2S} \right\}.$

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.

ЛИТЕРАТРА

- C. Brans, R. Dicke, Phys. Rev., 124, 925, 1961; P. Dicke, B. c6. "Гравитация и относительность", Мир. М., 1964.
- R. E. Morganstern, 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, | Math. Phys., 11, 250, 1970.
- 6. R. E. Morgenstern, Phys. Rev., D4, 278, 286, 954, 1971.
- 7. В. А. Рубан, преприят 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. Toton, Nuovo Cimento, 14B, 161, 1973.
- 15. H. Nartart, Progr. Theor. Phys., 42, 544, 1969.
- 16. Г. С. Саахян, М. А. Мнацаканян, Астрофпянка, 4, 567, 1968; 5, 555, 1969.
- А. В. Маняжос, 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, Rep. 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.
- I. Shapiro, W. Smith. M. Ash, R. Ingalls, G. Pettingill, Phys. Rev. Lett., 26, 27, 1971.

академия наук Армянской ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 12

MAP, 1976

выпуск 2

краткие сообщения

ДВЕ НОВЫЕ ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

При просмотре пластинох, полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 4° объективной призмой (дисперсия 275 А мм 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 103а-Е в сочетании с желтым фильтоом GG11. Эта комбинация позволяет получить лишь длинновслновую область с 2>5100 А. Из ярких эмиссионных линий, наблюдаемых обычно в спектрах планетарных туманностей, только Н. попадает в эту область. Поэтому в спектрах этих объектов видна только эмиссионная 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 звездные величины, m₁.

Первая из атих туманностей находится в темной, сильно поглощающей области охоло у Лебеля и, действительно, из-за поглощения на голубой карте Паломарского атласа она вообще не видна. Ниже приводятся карты отождествлений туманностей—копий красных карт Палонарского атласа (на них север находится сверху, восток слева, масштаб 21°6 на мм).

			I doxuun r	
Ne	№ пластияви	31850	4,1839	ma
1 2	2451 2441	20 ^{°°} 15 ^{°°} 6 23 07 2	- 39 35'9 +66 32.0	15 ^m 3 14.8

Под каждой картой отождествления приведены репродукции спектров области, соответствующей туманности, снятые с пластинок № 2451 и 2441. на которых тумаиности 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-E plates with combination of yellow (GG 11) filter.

17 февраля 1976 Ереванский госудорственный уживерситет

м. а. казарян

ΛΗΤΕΡΑΤΥΡΑ

- 1. L. Perek, L. Kohoutek, Catalogue of Galactic Planetary Neliulae, Academia, Prague, 1967.
- 2. L. Kahoutek, Astron. Astrophys., 16, 291, 1972



Рис. 1. Карты отождествления туманностен (М 1 и 2) и репродукции спектров областей туманностей (М9 1а и 2а).

К ст. М. А. Казаряна

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. Tovmassian, E. Ts. Shahbazian	201
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. Parsamtan	235
FREQUENCY 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	0.01
F. G. Rozhavskij, V. A. Kuzmina, A. E.Vasilevskij	331
THE MAGNETOSPHERE OF BARIONIC STARS R. M. Avaktan, G. P. Alojants, G. S. Sahaktan, D. M. Sedraktan	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. Ruban, A. M. Finkelstein	371
NOTES	
TWO NEW PLANETARY NEBULAE	385